

**Spindynamik optisch angeregter Ladungsträger  
in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Volumenhalbleitern**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik  
der Johann Wolfgang Goethe-Universität  
in Frankfurt am Main

von  
Kai E. Rönnburg  
aus Frankfurt a. M.

Frankfurt, 2006  
(DF1)

vom Fachbereich Physik der  
Johann Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Prof. Dr. W. Aßmus

Gutachter:

Prof. Dr. H. G. Roskos  
Prof. Dr. R. Valenti

Datum der Disputation:

25. April 2006

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Spinquantenschwebungen</b>	<b>5</b>
2.1	Zeitaufgelöster Hanle-Effekt in Halbleitern . . . . .	7
2.2	Optische Anregung von Spinquantenschwebungen . . . . .	8
2.3	Spinquantenschwebungen als leistungsfähige Meßmethode . . . . .	9
<b>3</b>	<b>Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te - ein magnetischer Halbleiter</b>	<b>13</b>
3.1	Magnetische Halbleiter, eine neue Materialklasse . . . . .	15
3.2	Kristallstruktur . . . . .	16
3.3	Austauschwechselwirkung . . . . .	17
3.4	Magnetische Eigenschaften . . . . .	21
3.4.1	Magnetisierung eines idealen Paramagneten . . . . .	22
3.4.2	Magnetisierung eines magnetischen Halbleiters . . . . .	23
3.4.3	Grenzen der Modelle . . . . .	24
3.5	Elektronische Eigenschaften . . . . .	25
3.5.1	Zeeman-Aufspaltung . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Theoretische Beschreibung der Spindephasierung</b>	<b>31</b>
4.1	Spindephasierung in nicht-magnetischen Halbleitern . . . . .	34
4.1.1	Elektron-Loch-Spinaustausch . . . . .	34
4.1.2	Streuprozeßgetriebene Spindephasierung . . . . .	35
4.1.3	Dephasierung durch Spinpräzession . . . . .	37
4.1.4	Verlust der Inversionssymmetrie und Spindephasierung . . . . .	38
4.1.5	Weitere Spindephasierungsmechanismen . . . . .	40
4.2	Spindephasierung in magnetischen Halbleitern . . . . .	42
4.2.1	Phononenassistierte Spin-Flip-Streuung . . . . .	42
4.2.2	Elektron-Loch-Austausch . . . . .	44
4.2.3	Spin-Flip-Austauschprozesse mit magnetischen Ionen . . . . .	44
4.2.4	Fluktuationen der Magnetisierung . . . . .	52
4.3	Linienverschmälerung durch Bewegung - "motional narrowing" . . . . .	54
4.4	Bloch-Gleichungen . . . . .	57
4.5	Spinrelaxationszeiten . . . . .	61
<b>5</b>	<b>Grundlagen zur Meßtechnik</b>	<b>67</b>
5.1	Beschreibung magneto-optischer Effekte . . . . .	69
5.2	Dielektrizitätstensor . . . . .	70
5.3	Faraday-Rotation . . . . .	72
5.4	Theorie der magneto-optischen Detektion . . . . .	75

---

<b>6</b>	<b>Experimentelle Details</b>	<b>81</b>
6.1	Magneto-optischer Detektionsaufbau . . . . .	83
6.2	Untersuchte Proben . . . . .	87
6.3	Auswertung der Meßdaten . . . . .	88
<b>7</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>95</b>
7.1	Zeeman-Aufspaltungen der elektronischen Spinzustände . . . . .	97
7.2	Ergebnisse zur Spindephasierung . . . . .	102
7.2.1	Dephasierung von Elektronspinquantenschwebungen . . . . .	102
7.2.2	Dephasierung von Lochspinquantenschwebungen . . . . .	105
<b>8</b>	<b>Ein neues Modell zur Spindephasierung in <math>\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}</math></b>	<b>109</b>
8.1	Elektron-Loch-Zustände nach der optischen Anregung . . . . .	111
8.2	Fluktuationen der Magnetisierung . . . . .	113
8.3	Berechnung der Spinrelaxationszeiten . . . . .	115
8.3.1	Anzahlfluktuationen und Mittelwertbildung . . . . .	117
8.3.2	Longitudinale Fluktuationen . . . . .	118
8.3.3	Transversale Fluktuationen . . . . .	121
8.3.4	Korrelationszeit der Störungen . . . . .	123
8.3.5	Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius . . . . .	124
8.4	Vorgehensweise zur Berechnung der Spindephasierungszeiten . . . . .	126
<b>9</b>	<b>Vergleich der Theorie mit dem Experiment</b>	<b>129</b>
9.1	Spindephasierung optisch angeregter Elektronen in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . . . . .	131
9.1.1	Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit . . . . .	131
9.1.2	Einfluß der Dotierung . . . . .	137
9.2	Spindephasierung optisch angeregter Löcher in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ . . . . .	138
<b>10</b>	<b>Diskussion</b>	<b>143</b>
10.1	Spindephasierung aufgrund lokaler Magnetisierungsfluktuationen . . . . .	145
10.1.1	Longitudinale und transversale Fluktuationen . . . . .	145
10.1.2	Optische Anregungsdichte und Spindephasierung . . . . .	155
10.1.3	Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius . . . . .	156
10.2	Mögliche Ursachen der beobachteten Abweichungen . . . . .	158
10.2.1	Abweichungen des Modells mit zunehmender Dotierung . . . . .	158
10.2.2	Räumliche Fluktuationen bei tiefen Temperaturen . . . . .	159
10.2.3	Zunahme der Dephasierungszeiten bei tiefen Temperaturen . . . . .	161
10.3	Vergleich mit den etablierten Spindephasierungsmechanismen . . . . .	163
10.4	Ausblick . . . . .	170
<b>11</b>	<b>Vorläufige Untersuchungen</b>	<b>173</b>
	<b>- optisch induzierter Ferromagnetismus</b>	<b>173</b>
11.1	Die RKKY-Wechselwirkung . . . . .	175
11.2	Eigene experimentelle Ergebnisse . . . . .	179
11.2.1	Anregungsdichteabhängigkeit der Schwebungsfrequenzen . . . . .	180
11.2.2	Laterale Leistungsverteilung . . . . .	181
11.2.3	Elektrische Dotierung der Proben . . . . .	183
11.2.4	Hochenergetische Anregung . . . . .	184



11.3 Auswertung und Interpretation der Meßdaten . . . . .	186
11.4 Fazit . . . . .	189
<b>12 Zusammenfassung</b>	<b>191</b>
<b>13 Anhang</b>	<b>193</b>
13.1 Berechnung der sp-d-Austausch-Matrizen . . . . .	193
13.2 Jones-Formalismus . . . . .	196
13.3 Berechnung der Spinpolarisation bei optischer Anregung . . . . .	198
13.4 Anwendung der Bloch-Gleichungen . . . . .	203
13.5 Übersprechen magneto-optischer Effekte . . . . .	207
13.6 Liste der verwendeten Symbole . . . . .	210
13.7 Liste der verwendeten Konstanten . . . . .	213
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>215</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>221</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>222</b>



NATURE AND NATURE'S LAWS LAY HID IN NIGHT:  
GOD SAID LET NEWTON BE! AND ALL WAS LIGHT!

Alexander Pope



# 1 Einleitung

Ein großes Problem der Grundlagenforschung allgemein und nicht nur der physikalischen Grundlagenforschung stellt immer deren Motivation dar, um nicht der Frage gegenüber zu stehen: “Warum brauche ich das?”. Da Grundlagenforschung nicht “billig” ist und die technische Ausstattung schnell den Preis eines Eigenheims in guter Lage erreichen kann, fühlt man sich heute als Physiker ständig genötigt, die Notwendigkeit der Forschung zu rechtfertigen. Hinzu kommt, daß häufig eine direkte Umsetzung der gewonnenen Erkenntnisse in Form eines “marktfertigen Produktes” nicht möglich ist, ganz zu schweigen von einer “gewinnbringenden Vermarktung” der Erkenntnisse, die heute leider immer öfter in den Vordergrund rückt.

Dieses Problem betrifft auch die vorliegende Arbeit, die sich mit grundlegenden Fragen der Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger in magnetischen Halbleitern beschäftigt. Da für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen heute noch keine technischen Anwendungen existieren, sieht man sich schnell wieder dem Dilemma gegenüber, daß man die Notwendigkeit der von uns durchgeführten Untersuchungen nicht begründen kann. Oder vielleicht doch?

Die Bezeichnung “magnetischer Halbleiter” kennzeichnet eine Klasse von Materialien, die durch die Dotierung eines “normalen” Halbleiters mit magnetischen Ionen entstehen. Es handelt sich hierbei also um Materialien, welche die elektronischen Eigenschaften von Halbleitern mit den magnetischen Eigenschaften von magnetischen Ionen wie Mangan vereinen. Durch diese Kombination von an sich unterschiedlichen Eigenschaften wurde vor weit mehr als 30 Jahren eine Materialklasse geschaffen, die in den letzten Jahren immer mehr in den Brennpunkt der Forschung rückte, da diese Materialien geradezu prädestiniert für den Einsatz in zukünftigen Datenverarbeitungssystemen scheinen.

Die Ursache hierfür liegt darin begründet, daß heutige Rechnersysteme unabhängig von ihrem speziellen Aufbau Informationen in Form von Stromflüssen verarbeiten. Unabhängig davon, ob ein Prozessor eine logische “0” oder eine “1” darstellt, es bedarf hierfür ständig Energie, um die Information aufrecht zu erhalten und zu verarbeiten. Mit der ebenso ständig steigenden Anzahl von Transistoren in den Prozessorkernen steigt natürlich auch deren Verlustleistung an, so daß die Prozessoren nicht nur zur Informationsverarbeitung dienen, sondern auch effiziente “Heizquellen” darstellen. Die jährliche Verdopplung der Rechenleistung, die allgemein als “Moore’s Law”<sup>1</sup> bezeichnet wird, führt dazu, daß die Anzahl der Transistoren ebenso mit jedem neuen Prozessor ansteigt. Die zentrale Fragestellung beim Design heutiger Rechnersysteme besteht darin, wie man die Verlustleistung der Prozessoren abführen kann, da die Leistungsdichten mit jeder neuen Prozessorgeneration stetig

---

<sup>1</sup>Gordon E. Moore beschrieb in einem Artikel im Electronics Magazine am 19. April 1965 seine empirische Beobachtung, daß durch den technischen Fortschritt die Komplexität von Halbleiterchips exponentiell zunimmt und sich in einem Zeitraum von 12 Monaten die Dichte der Transistoren eines Halbleiterchips verdoppelt. Die Zeitkonstante wurde später auf einen Zeitraum von 18 Monaten korrigiert.

## Einleitung

---

ansteigen. Eine Möglichkeit, diesem Problem zu begegnen, besteht darin sicherzustellen, daß die Verlustleistung, zum Beispiel durch Absenkung der Prozessor-Kernspannung, reduziert wird. Allerdings bekämpft man hiermit nur die Symptome und nicht die Ursachen.

Der heute praktikabelste Weg zur Lösung dieses Problems scheint ein grundlegender Wechsel in der Struktur der Informationsverarbeitung zu sein, weg vom "Strom" hin zu einem anderen "Medium", das als Informationsträger dient und zumindest ebenso schnell wie die heutige Transistorlogik arbeitet, ohne deren hohen Stromverbrauch aufzuweisen. Der Ansatz hierfür lautet **Spintronik**. Neben der Ladung weisen Ladungsträger wie Elektronen noch eine weitere wichtige Eigenschaft auf, den Spin. Es handelt sich hierbei um eine intrinsische Eigenschaft der Elektronen, die im "Normalfall" nicht zutage tritt.

In einem Magnetfeld allerdings stellt man fest, daß die Zustände von Elektronen energetisch aufspalten, was auf deren Spineinstellung im Magnetfeld und die Bandstruktureigenschaften zurückzuführen ist. Der Spin eines Ladungsträgers tendiert in einem Magnetfeld dazu, sich auszurichten und in Magnetfeldrichtung zu orientieren, hierbei kommen abhängig vom Spinfreiheitsgrad  $S$  genau  $2S + 1$  mögliche Ausrichtungen in Frage, die sich in einem Magnetfeld energetisch unterscheiden. Wollte man mit Spins Informationen verarbeiten, würde es sich anbieten, ein solches Material zu wählen, in dem die unterschiedlichen Spineinstellungen schon bei sehr geringen Magnetfeldern voneinander energetisch separiert und damit unterscheidbar sind, und diesen Spineinstellungen die bekannten logischen Zustände für die Informationsverarbeitung zuzuweisen.

Ein möglicher Kandidat für ein solches Material sind die bereits erwähnten magnetischen Halbleiter, die bereits bei sehr geringen Magnetfeldern extrem hohe Zeeman-Aufspaltungen aufweisen, so daß eine Trennung der Spinzustände leicht möglich ist. Wollte man also die vorliegende Arbeit rechtfertigen und motivieren, so scheint es durchaus erlaubt, darauf hinzuweisen, daß die von uns gewonnenen experimentellen und theoretischen Erkenntnisse zu einem besseren Verständnis der Lebensdauer bzw. Phasenverlustzeiten (sog. Spindephasierungszeiten) optisch angeregter Spinzustände in magnetischen Halbleitern führen, die möglicherweise für einen späteren Einsatz in der Spintronik interessant sein könnten. Es werden im Rahmen dieser Arbeit sowohl experimentelle Ergebnisse zur Spindephasierung optisch angeregter Elektronen und Löcher vorgestellt als auch ein Modell entwickelt, das geeignet ist, die experimentell beobachteten Abhängigkeiten der Spindephasierung von der Temperatur, dem Magnetfeld und der Dotierung quantitativ zu erklären.

Im folgenden wollen wir den Aufbau der vorliegenden Arbeit kurz skizzieren. Im zweiten Kapitel stellen wir die für die Untersuchung der magnetischen Halbleiterproben zugrunde liegende Meßmethode, die zeitaufgelöste Detektion von Spinquantenschwebungen, vor und zeigen deren universelle Eignung als Maß intrinsischer Eigenschaften wie der Magnetisierung der Probe auf. Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den durch die Dotierung mit magnetischen Ionen modifizierten Eigenschaften der magnetischen Halbleiter, insbesondere mit deren gegenüber normalen Halbleitern stark veränderten elektronischen Eigenschaften.

Im vierten Kapitel stellen wir den Stand der Technik zur theoretischen Beschreibung der Spindephasierung in nicht-magnetischen und magnetischen Halbleitern vor und gehen hierbei ebenso auf experimentelle Ergebnisse ein. Weiterhin legen wir dar, wie man mit den sog. Bloch-Gleichungen die Präzessionsbewegung angeregter Spins in einem Magnetfeld be-

rechnen kann und führen hierbei die longitudinalen und transversalen Spinrelaxationszeiten ein.

Während sich das folgende fünfte Kapitel mit grundsätzlichen Fragen der verwendeten Meßtechnik zur Detektion der zeitaufgelösten Transienten der Spinquantenschwebungen auseinandersetzt, stellen wir im sechsten Kapitel den experimentellen Aufbau und die untersuchten Proben vor. Weiterhin gehen wir auf die verwendeten Methoden zur Analyse der zeitaufgelösten Daten ein, mit der die Lebensdauer der optisch angeregten Spins und deren energetische Aufspaltung im Magnetfeld bestimmt wird.

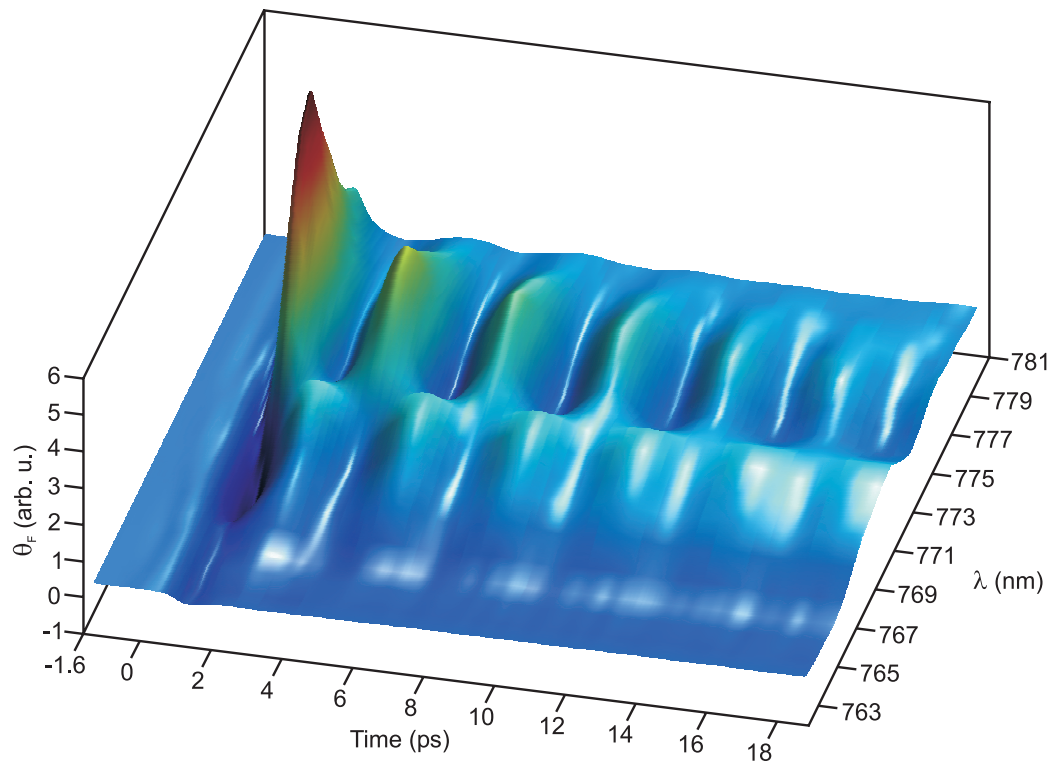
Das siebte Kapitel widmet sich der Darstellung der experimentellen Ergebnisse zur Zeeman-Aufspaltung der untersuchten Proben und der Spindephasierungszeiten der optisch angeregten Elektronen und Löcher. Im achten Kapitel stellen wir die Grundlagen des von uns entwickelten Modells zur Beschreibung der Spindephasierung in magnetischen  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Volumenhalbleitern aufgrund lokaler Magnetisierungsfluktuationen vor, um dieses im folgenden neunten Kapitel mit den experimentellen Ergebnissen zu vergleichen.

Die kritische Auseinandersetzung mit unseren Ergebnissen und ein Ausblick auf zukünftige experimentelle und theoretische Untersuchungen sind Gegenstand des zehnten Kapitels. Das abschließende elfte Kapitel widmet sich weiterführenden Fragen zu einem weiteren spannenden Forschungsgebiet, dem des optisch induzierten Ferromagnetismus in magnetischen Halbleitern, der als Prüfstein für das von uns entwickelte Modell herangezogen werden könnte und einen weiteren Schritt in Richtung einer Anwendung magnetischer Halbleiter in der Spintronik darstellen könnte.





## 2 Spinquantenschwebungen



Auf Seite 5 ist die spektral und zeitaufgelöste Transmissionsänderung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei  $B = 4\text{ T}$  und  $T = 9,3\text{ K}$  dargestellt. Es wurden insgesamt 20 Einzelmessungen bei unterschiedlichen Wellenlängen aufgenommen und diese zu einer 3D-Darstellung zusammengefügt. Jede der Einzelmessungen wurde hierbei mit einem auf 5 nm Halbwertsbreite eingeschränkten Laserspektrum angeregt und detektiert, um einerseits eine möglichst hohe spektrale Auflösung und andererseits noch eine ausreichende Zeitauflösung zu erzielen. Die Anregung und Abfrage der Materialrespons der Probe erfolgte hierbei jeweils mit rechtszirkular polarisierter Strahlung.

Die Signalüberhöhung bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 773\text{ nm}$  ist eine Folge der starken exzitonischen Überhöhung der Absorption. Der für  $t = 0\text{ ps}$  beobachtete starke Anstieg der Signale ist eine Folge der kohärenten Wechselwirkung des Anrege- und Abfragestrahles, wenn diese gleichzeitig auf das Material auftreffen. Diese Form der kohärenten Artefakte kann durch geeignete Wahl der Anrege- und Abfragepolarisation unterdrückt werden (siehe Seite 13).

Die vorliegenden Ergebnisse sind von besonderem Interesse, da diese neben der exponentiellen Ladungsträgerrelaxation auch eine oszillatorische Schwebungssignatur aufweisen, die durch die Quantenschwebungen der Spins der optisch angeregten Ladungsträger bedingt sind, wie wir in diesem Kapitel zeigen werden. Mit Transmissions- und Reflexionsmessungen lassen sich sehr wohl Spinrelaxationsprozesse untersuchen, jedoch stellen die detektierten Transienten immer eine Überlagerung der Ladungsträger- und der Spinrelaxation dar, was eine aufwendige Auswertung der Signale notwendig macht, um die Spinkomponenten zu separieren.

*In diesem Abschnitt stellen wir die, im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete, grundlegende Meßmethode für die zeitaufgelöste magneto-optische Detektion der Spindynamik von angeregten Ladungsträgern in Halbleitern, den zeitaufgelösten Hanle-Effekt, vor. Insbesondere wollen wir darlegen, daß es sich bei dieser Meßtechnik um ein universelles Instrument zur Untersuchung intrinsischer Eigenschaften optisch angeregter Ladungsträger in Halbleitern handelt.*

## 2.1 Zeitaufgelöster Hanle-Effekt in Halbleitern

Die 1924 von Wilhelm Hanle entdeckte Depolarisation der Fluoreszenz von optisch angeregten Gasen unter dem Einfluß eines Magnetfelds gestattet eine präzise Bestimmung der Lebensdauer optisch angeregter Zustände [1]. Bei dem später als Hanle-Effekt oder Null-Feld-Levelcrossing bezeichneten Effekt wird ausgenutzt, daß durch eine zirkular polarisierte optische Anregung eine Ausrichtung der Elektronendrehimpulse erfolgt, die wiederum zu einer polarisierten Fluoreszenz führt. Unter dem Einfluß eines transversalen Magnetfelds kommt es zur Präzession der Drehimpulse der angeregten Elektronen um die Magnetfeldrichtung und somit zu einer zeitlichen Modulation der beobachteten Fluoreszenz.

Quantenmechanisch ist die Präzession eine Folge der durch das Magnetfeld verursachten energetischen Aufspaltung der ansonsten entarteten Zustände, die zu einer Interferenz in der detektierten Fluoreszenz führt. Eine direkte Beobachtung der präzedierenden Drehimpulse in der Fluoreszenz von Gasen wird durch die hohen Präzessionsfrequenzen und die kurzen Lebenszeiten der angeregten Zustände erschwert, weshalb man diese Größen vielmehr indirekt durch Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit der zeitintegrierten Intensität der Fluoreszenz optisch angeregter Zustände bestimmt.

Würde man versuchen, die hohen Präzessionsfrequenzen mit einer vergleichsweise langsamen Meßmethode zu detektieren, so würde diese integrale Erfassung zu einem Ausmitteln der schnellen oszillatorischen Anteile führen. Allerdings kann man die Präzessionsfrequenz präzise mit dem externen Magnetfeld steuern. Untersucht man beispielsweise Zustände die ohne Magnetfeld entartet sind, so kann man mit einem geringen Magnetfeld die Entartung aufheben und dafür sorgen, daß die Umlaufzeit der präzedierenden Drehimpulse in die gleiche Größenordnung fällt wie die Relaxationszeit. In diesem Fall wird die integrale Detektion ein von Null verschiedenes Signal erfassen, da der Signalmittelwert ebenfalls von Null verschieden ist.

Diese Meßmethode wird auch als Null-Feld-Levelcrossing [2] bezeichnet und erweist sich als äußerst flexible Meßmethode, da ihre Anwendung nicht nur auf den Null-Feld-Fall beschränkt ist. Vielmehr kann man durch das Anlegen eines Magnetfeldes jeden beliebigen "Kreuzungspunkt" zweier unterschiedlicher Zustände, die optisch angeregt werden können, untersuchen und die entsprechenden Lebensdauern der Zustände bestimmen [3].

## Spinquantenschwebungen

---

Mit der Einführung von Kurzpuls-Lasersystemen, die eine Zeitauflösung im Piko- bzw. Femtosekundenbereich erzielen, ist es möglich geworden, den Hanle-Effekt zeitaufgelöst in Festkörpern zu untersuchen [4]. Da die optische Anregung in Halbleitern eine gezielte Präparation der Spinzustände angeregter Ladungsträger erlaubt, ist der Einsatz des zeitaufgelösten Hanle-Effektes zur Untersuchung der Spindynamik optisch angeregter Ladungsträger von besonderem Interesse. Hierbei strahlt man einen kurzen zirkular polarisierten Lichtpuls auf eine Halbleiterprobe, die sich in einem transversalen Magnetfeld befindet, und erzeugt so eine Spinpolarisation, welche um das angelegte Magnetfeld präzediert. Die Umlauffrequenz dieser Spinpräzession entspricht gerade der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  und ist somit ein direktes Maß für die Zeeman-Aufspaltung der Probe.

Ursächlich für die Spinpräzession ist auch in diesem Fall die Interferenz bzw. Quantenschwebung zweier im Magnetfeld energetisch aufgespaltener Spinniveaus. Aus diesem Grund werden die zeitaufgelösten detektierten Signale der im Magnetfeld präzedierenden Spins häufig als **Spinquantenschwebungen** bezeichnet. Folglich handelt es sich bei den in Halbleitern detektierten Spinquantenschwebungen um zeitaufgelöste Transienten des Hanle-Effektes in Halbleitern.

Neben der Detektion der Spinpräzession in der Fluoreszenz von Gasen oder der Lumineszenz von Festkörpern kommen auch magneto-optische Methoden, wie die zeitaufgelöste Faraday-Rotation, die wir eingehend im Abschnitt (5.3) und folgende vorstellen, zum Einsatz. Wir wollen nun darlegen, wie mit einer optischen Polarisation eine Spinpolarisation erzeugt werden kann, die in einem transversalen Magnetfeld zu den beobachteten Spinquantenschwebungen führt.

### 2.2 Optische Anregung von Spinquantenschwebungen

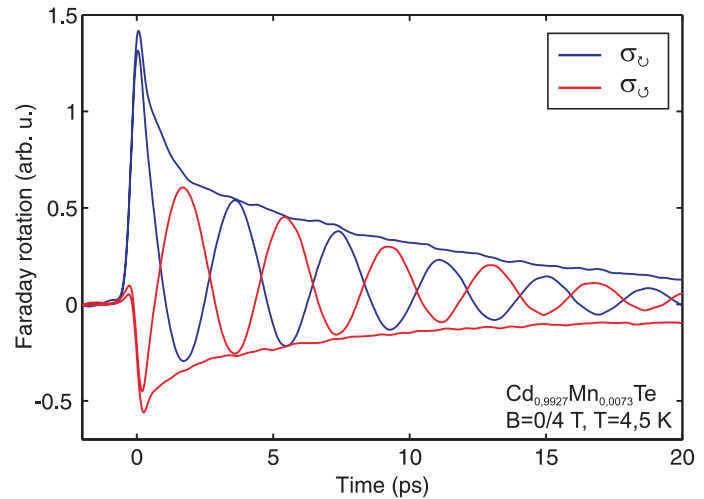
Bringt man einen Halbleiter in ein in  $z$ -Richtung orientiertes Magnetfeld, so wird dieser mit einer energetischen Aufspaltung der ansonsten entarteten Spinzustände reagieren, die durch den Zeeman-Effekt beschrieben wird. Strahlt man rechtszirkular polarisiertes Licht in  $x$ -Richtung auf eine Halbleiterprobe, die sich in dem in  $z$ -Richtung orientierten Magnetfeld befindet, so erzeugt man aufgrund der Auswahlregeln und der unterschiedlichen Übergangsamplituden der beteiligten optischen Übergänge eine Spinpolarisation, die ebenfalls in  $x$ -Richtung orientiert ist (siehe Anhang (13.3)).

Die in  $x$ -Richtung orientierte Spinpolarisation muß hierbei als eine kohärente Überlagerung von optisch angeregten Spin-up und Spin-down Zuständen verstanden werden. Obwohl die Spinzustände in Richtung der  $z$ -Achse quantisiert sind, entsteht durch die kohärente Superposition der optisch angeregten Spins hierbei eine Spinpolarisation in  $x$ -Richtung. Da ein Spin ein magnetisches Moment besitzt, erfährt dieser unter dem Einfluß des transversalen Magnetfelds ein Drehmoment, welches zu der Spinpräzession des optisch angeregten Spinensembles führt.

Mit zeitaufgelösten Detektionsmethoden kann nun diese Präzession der Spins verfolgt werden, wobei man im allgemeinen aufgrund geometrischer Beschränkungen nur eine einzige räumliche Komponente der präzedierenden Spins erfassen kann. In der zeitaufgelösten Photolumineszenz beispielsweise führt dies zu charakteristischen oszillatorischen Signaturen,

welche die Periodizität der Larmor-Frequenz besitzen. Wechselt man die anregende zirkulare Polarisation, so führt dies zu einer räumlich betrachtet entgegengesetzten initialen Ausrichtung der Spins und damit zu einem um  $\pi$  verschobenen Anfangspunkt der Präzession um die Magnetfeldachse, wie man Abbildung (2.1) entnehmen kann.

Abbildung 2.1: Durch Detektion der zeitaufgelösten Faraday-Rotation eines Halbleiters kann die Spindynamik optisch angeregter Ladungsträger untersucht werden. Ohne ein angelegtes Magnetfeld ergeben sich die exponentiell abfallenden Transienten. Erst unter dem Einfluß eines Magnetfeldes treten Spinquantenschwebungen genannte oszillatorischen Signaturen auf, die stark von der anregenden optischen Polarisation abhängig sind. Ein Wechsel der zirkularen Anregungspolarisation, der in der Abbildung durch einen Farbwechsel von rot nach blau dargestellt ist, führt zu einer räumlichen Umkehrung der initialen Orientierung der Spinpolarisation, die in zeitaufgelösten Messungen zu einer Phasenverschiebung der oszillatorischen Transienten von  $\pi$  führt.



Durch die Einstrahlung linear polarisierten Lichts wird keine Spinpolarisation in der Probe aufgebaut, so daß man in diesem Fall keine Spinquantenschwebungen detektieren kann. Allerdings kann nach wie vor die Relaxation des Spinensembles an Hand des sich einstellenden exponentiellen Signalabfalls untersucht werden. Weitere Details zur Berechnung der Spinpolarisation bei optischer Anregung eines Halbleiters können Anhang (13.3) entnommen werden.

## 2.3 Spinquantenschwebungen als leistungsfähige Meßmethode

Die zeitaufgelöste Detektion von Spinquantenschwebungen ist von besonderem Interesse, da die charakteristischen Oszillationen der Transienten unter anderem eine exakte Bestimmung des g-Faktors und der Spindephasierungszeit optisch angeregter Ladungsträger ermöglichen. Im folgenden stellen wir einige ausgewählte experimentelle Ergebnisse aus der Literatur vor, welche die universelle Einsetzbarkeit der zeitaufgelösten Detektion von Spinquantenschwebungen zur Untersuchung der elektronischen Eigenschaften von Halbleitern darlegen.

So konnten Heberle et al. [5] in der zeitaufgelösten Photolumineszenz von GaAs-Quantentöpfen langlebige oszillatorische Signaturen mit Dephasierungszeiten von ca. 500 ps finden, die durch Spinquantenschwebungen der Elektronen verursacht werden und eine sehr genaue Bestimmung des elektronischen g-Faktors der untersuchten Proben erlauben. Weiterhin gelang es mit der gleichen experimentellen Methode Oestreich et al. [6,7], die Temperatur- und Ladungsträgerdichteabhängigkeit des elektronischen g-Faktors in GaAs-, InP- und CdTe-Volumenhalbleitern zu bestimmen.

## Spinquantenschwebungen

Neben der präzisen Bestimmung der  $g$ -Faktoren erlaubt die zeitaufgelöste Detektion von Spinquantenschwebungen aber auch Rückschlüsse auf die Spindephasierungszeiten zu ziehen. So konnten Kikkawa et al. [8] bei der Untersuchung der Faraday-Rotation von unterschiedlich stark  $n$ -dotierten GaAs-Proben eine starke Abhängigkeit der elektronischen Spindephasierung von der Dotierung finden.

In diesen experimentellen Ergebnissen manifestiert sich ein neuer Spindephasierungsprozeß, der, wie theoretische Untersuchungen von Bronold et al. [9] zeigen konnten, auf die  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des  $g$ -Faktors zurückzuführen ist. Weiterhin stellten Hoffmann et al. [10] bei Untersuchung der Spinquantenschwebungen von ZnSe/ZnMgSSe-Proben eine starke Temperaturabhängigkeit der elektronischen Spindephasierung fest, die mit zunehmender Temperatur zu längeren Spinlebensdauern führt.

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der Spinquantenschwebungen in magnetisch dotierten Halbleitern, die durch Dotierung eines Halbleiters mit magnetischen Ionen entstehen. Aufgrund der starken Austauschwechselwirkung der optisch angeregten Ladungsträger mit den magnetischen Ionen kommt es zu einer Vielzahl neuartiger bzw. zu einer extremen Verstärkung bekannter Effekte, auf die wir im Detail im Kapitel (3) eingehen werden. Der bekannteste dieser in magnetischen Halbleitern beobachteten Effekte ist die gigantische Faraday-Rotation, die auf eine extrem überhöhte Zeeman-Aufspaltung zurückzuführen ist. Bedingt durch diese überhöhte Zeeman-Aufspaltung beobachtet man in magnetischen Halbleitern äußerst hohe Spinpräzessionsfrequenzen. Beispielsweise berichten Crooker et al. [11, 12] von  $g$ -Faktoren bis zu  $g_{eff} = 450$  und messen dementsprechend Spinpräzessionsfrequenzen im Terahertzbereich.

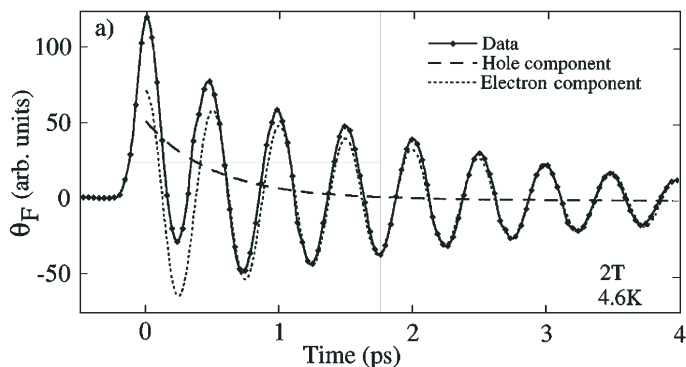


Abbildung 2.2: Die zeitaufgelöste Faraday-Rotation eines magnetisch dotierten Halbleiters weist eine exponentiell gedämpfte Oszillation auf, die durch die Spinpräzession der Elektronen verursacht wird. Der zusätzlich auftretende exponentielle Abfall entsteht durch die extrem schnelle Dephasierung der Löcher in Halbleiter-Heterostrukturen. Aus Referenz [11].

In der in Abbildung (2.2) dargestellten Meßkurve kann man neben dem oszillatorischen Anteil der Faraday-Rotation, der durch die Spinpräzession der Elektronenspins bedingt ist, einen exponentiellen Abfall erkennen, welcher, wie die Autoren feststellen, auf eine überdämpfte Schwebung der extrem schnell dephasierenden Lochspins zurückgeführt werden kann. Durch Auswertung der Spinquantenschwebungen einer Vielzahl unterschiedlicher Proben können die Autoren eine starke Abhängigkeit der Elektron- und Lochspindephasierung von der Temperatur, dem Magnetfeld und der magnetischen Dotierung nachweisen, auf die wir im Kapitel (4) genauer eingehen werden.

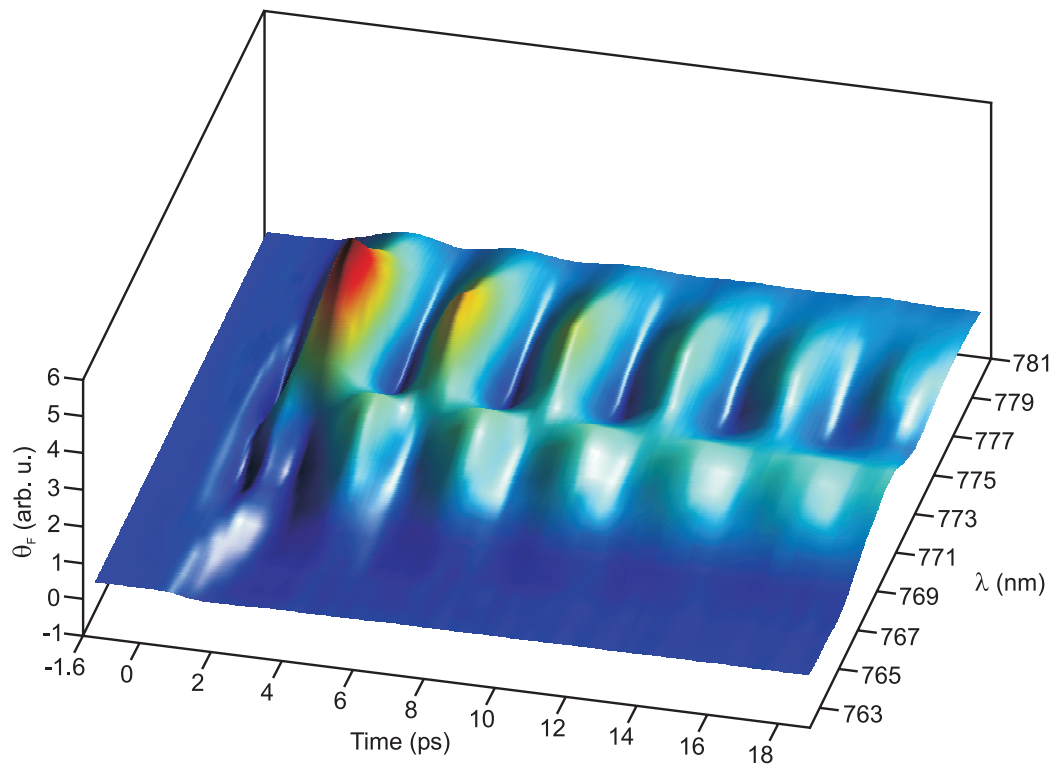
Da die zeitaufgelöste Detektion von Spinquantenschwebungen es erlaubt, direkte Rückschlüsse auf intrinsische Größen der untersuchten Proben zu ziehen, ist sie eine der am

besten geeigneten experimentellen Methoden zur Untersuchung der Spindynamik optisch angeregter Ladungsträger in Halbleitern. Daher nutzen wir im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Spinquantenschwebungen von Elektronen und Löchern als "Sensor" für den Einfluß der magnetischen Dotierung auf die Spindephasierung angeregter Ladungsträger.





### 3 $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ - ein magnetischer Halbleiter



Die Abbildung auf Seite 13 zeigt analog zu der auf Seite 5 dargestellten Abbildung die spektral und zeitaufgelöste Transmissionsänderung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei identischen experimentellen Bedingungen. Im vorliegenden Fall erfolgte die Anregung der Probe ebenfalls mit rechtszirkular polarisierter Strahlung, die Abfrage allerdings mit linkszirkularer Strahlung. Hierdurch wird der Einfluß kohärenter Artefakte in den detektierten Transienten stark reduziert.

Da mit unterschiedlich zirkular polarisierter Strahlung unterschiedliche Spinpolarisationen in der Probe angeregt werden können (siehe Anhang (13.3)), kann man die bei Wechsel der Abfragepolarisation beobachteten Änderungen der zeitaufgelösten Transienten primär den Spins der optisch angeregten Ladungsträger zuschreiben. Dies stellt eine Methode dar, die optische Responder der Probe in deren Ladungsträger- und Spinrelaxation zu trennen.

*In diesem Kapitel werden die physikalischen Eigenschaften magnetisch dotierter Halbleiter vorgestellt. Durch eine starke Austauschwechselwirkung zwischen den itineranten Bandelektronen und den lokalisierten Elektronen der magnetischen Ionen kommt es zur Ausbildung einer Vielzahl neuer Effekte. Ziel dieses Kapitels ist es, die Konsequenzen der magnetischen Dotierung auf die Kristallstruktur und im besonderen auf die elektrischen und magnetischen Eigenschaften der Halbleiter herauszuarbeiten.*

### 3.1 Magnetische Halbleiter, eine neue Materialklasse

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchte Material  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  wird zur Materialklasse der “verdünnten magnetischen Halbleiter” gezählt, die durch die Dotierung eines Halbleiters mit magnetischen Ionen entstehen. Neben den zu erwartenden Modifikationen der Gitterkonstanten, der Bandstruktur und der magnetischen Eigenschaften, treten allerdings viele unerwartete Phänomene wie z. B. ein hoher Magnetowiderstand [13, 14], feldinduzierte Metall-Isolator-Übergänge [15, 16] und der gigantische Faraday-Effekt [17–20] auf. Ursächlich für diese Effekte ist eine starke Wechselwirkung der itineranten s/p-Bandelektronen mit den lokalisierten d- bzw. f-Elektronen der magnetischen Ionen, die kurz sp-d- bzw. sp-f-Austauschwechselwirkung genannt wird.

Neben homogen dotierten verdünnten magnetischen Volumenhalbleitern (engl. **dilute magnetic semiconductors**), werden auch sog. digital magnetische Halbleiter (engl. **digital magnetic heterostructures**) hergestellt, bei denen eine Abfolge magnetischer und nicht magnetischer Schichten bis hinunter zu Bruchteilen einer Monolage erzeugt werden können. Durch diese Form der “Digitalisierung” der magnetischen Schichten kann man weiteren Einfluß auf die sp-d-Kopplung und im besonderen auf die Kopplung der magnetischen Ionen untereinander nehmen. Im folgenden verwenden wir zur Vereinfachung die Bezeichnung magnetischer Halbleiter, um einen verdünnten magnetischen Volumenhalbleiter zu kennzeichnen, da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Proben dieses Typs untersucht wurden.

Als magnetischer Dotierstoff wird zumeist Mangan benutzt, da es aufgrund seiner Elektronenkonfiguration ( $4s^2, 3d^5$ ) optimal geeignet ist und das größtmögliche magnetische Moment bietet. Durch die halb gefüllte d-Schale erhält man ein paramagnetisches  $S = 5/2$  Spinsystem, welches in II-VI-Halbleiter elektrisch neutral eingebracht werden kann, da hier die  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen die zweiwertigen Kationen ersetzen. Entsprechend kann man durch die Mangandotierung einer III-V-Halbleiterverbindung einen p-dotierten magnetischen Halbleiter herstellen. Als Alternative zu Mangan bietet sich das Lanthanid Europium an, das analog zu Mangan ein halb gefülltes f-Orbital ( $S = 7/2$ ) besitzt und zu einer noch größeren sp-f-Austauschwechselwirkung führt, jedoch ist die Probenherstellung aufgrund des geringen Dampfdrucks von Europium wesentlich schwieriger.

Aktuell sind vor allem magnetisch dotierte III-V-Halbleiterverbindungen in den Brennpunkt der Forschung gerückt. Durch die p-Dotierung der Halbleiter werden bereits bei geringen Mn-Konzentrationen extrem hohe Lochdichten erzielt, die man z. B. durch optische Anregung nie erreichen könnte. Durch die hohe Ladungsträgerkonzentration kommt es, vermittelt durch die delokalisierten Wellenfunktionen der itineranten Ladungsträger, zu einer Kopplung der Mangan-Spins untereinander. Diese nach Ruderman, Kittel, Kasuya und Yosida genannte RKKY-Wechselwirkung führt dazu, daß das an sich paramagnetische Mangan-Spinsystem ferromagnetisch wird, und eröffnet vollkommen neue Möglichkeiten, den Spinfreiheitsgrad zu beeinflussen, und stellt einen sehr vielversprechenden Ansatz zur Entwicklung von spinselektiven Halbleiterbauelementen dar.

Wir werden später im Kapitel (11) dieser Arbeit auf diese interessante Thematik zurückkommen und die theoretischen Grundlagen und Ergebnisse zum optisch induzierten Ferromagnetismus in magnetisch dotierten II-VI-Halbleitern vorstellen. Im folgenden sollen die Konsequenzen der Dotierung eines Halbleiters mit magnetischen Ionen auf die Kristallstruktur, die elektronische Bandstruktur und die magnetischen Eigenschaften untersucht werden. Hierbei beschränken wir uns allerdings auf die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Verbindungen, werden aber an geeigneter Stelle auf allgemeinere Quellen für Daten zu anderen magnetischen Halbleitern verweisen.

### 3.2 Kristallstruktur

In magnetisch dotierten Halbleitern vom Typ A<sub>1-x</sub><sup>II</sup>Mn<sub>x</sub>B<sup>VI</sup> ersetzt der Dotierstoff Mangan die zweiwertigen Kationen A. Hierbei wird die Kristallstruktur der magnetisch dotierten Halbleiter im wesentlichen durch die Struktur der undotierten Halbleiter bestimmt [21]. Bei CdTe handelt es sich um einen Halbleiter mit Zinkblende-Struktur (Punktgruppe  $T_d$ ), d. h. die Anionen und Kationen befinden sich jeweils in kubisch flächenzentrierten Untergittern (fcc), die sich gegenseitig durchdringen. Die Untergitter der Anionen und Kationen sind dabei um 1/4 der Raumdiagonale der kubisch flächenzentrierten Einheitszellen verschoben [17, 22].

Aufgrund unterschiedlicher Kristallstrukturen, CdTe kristallisiert in Zinkblende- und MnTe in NiAs-Struktur [23, 24], ist die Herstellung von stabilen Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Proben stark von der Art der Herstellungsmethode abhängig. Erst mit der Molekular-Strahl-Epitaxie wurde es möglich, stöchiometrische Zusammensetzungen herzustellen, die bei der Herstellung als Volumenkristall nicht stabil sind [25, 26]. So gelang es, Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Kristalle mit einer maximalen Dotierung von  $x = 0,77$  herzustellen, die immer noch Zinkblende-Struktur aufweisen [17, 24]. Hierbei fällt die Gitterkonstante der Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Halbleiter mit steigender Dotierung vom Wert des undotierten CdTe bis hin zum hypothetischen MnTe mit Zinkblende-Struktur ab. Für den mittleren Kationenabstand in Abhängigkeit von der Dotierung kann man nach Referenz [27] annehmen:

$$d = (4,587 - 0,105x) \text{ \AA}. \quad (3.1)$$

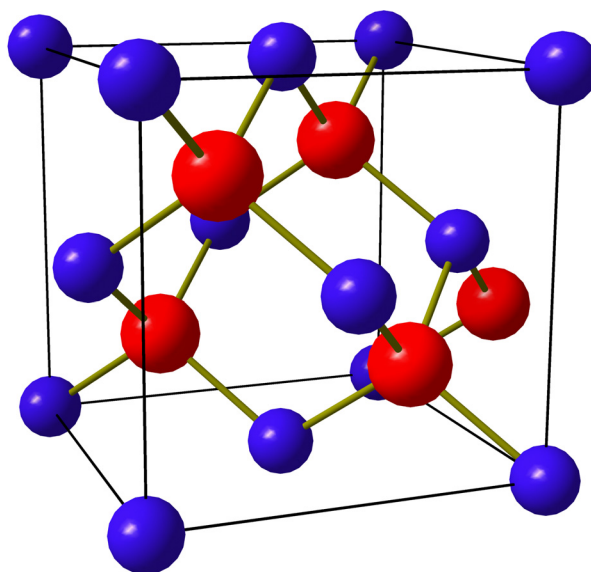


Abbildung 3.1: Der Halbleiter  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  besitzt Zinkblende-Struktur, bei der die Anionen und Kationen jeweils in kubisch flächenzentrierten Untergittern angeordnet sind, die gegeneinander um  $1/4$  der Raumdiagonale verschoben sind. Deutlich erkennbar ist die tetraedrische Bindung der Ionen. Dotiert man Mangan in einen CdTe-Kristall, so ersetzen die magnetischen Ionen das zweiwertige Cd und tragen mit den  $4s^2$ -Elektronen zur Bindung bei.

Die Kristall-Struktur eines  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiters (siehe Abbildung (3.1)) entsteht durch die tetraedrische Bindung der zwei Cadmium-Valenzelektronen ( $3s^2$ ) mit den sechs Tellur-Valenzelektronen ( $3p^6$ ). Obwohl sich das Übergangsmetall Mangan von Cadmium durch sein halbgefülltes 3d-Orbital unterscheidet, kann es mit seinen zwei  $4s^2$ -Elektronen zur Bindung beitragen und Cadmium ersetzen. Aufgrund der Hundschen Regel sind alle Spins des halb gefüllten Mangan-3d-Orbitals parallel ausgerichtet, so daß eine nicht unerhebliche Energie ( $\approx 6 - 7$  eV) notwendig wäre, um ein weiteres Elektron mit umgekehrter Spinausrichtung in das 3d-Orbital einzubringen [17, 24]. Aus diesem Grund verhält sich Mangan ähnlich einem Element, das eine komplett gefüllte d-Schale besitzt und kann wesentlich besser zur Bindung beitragen als andere Übergangsmetalle [24].

Eine Übersicht über die Kristallstrukturen und Gitterkonstanten vieler unterschiedlicher magnetisch dotierter Halbleiter kann z. B. Referenz [28] entnommen werden. Im folgenden soll die Austauschwechselwirkung, die zu einer Vielzahl neuer Effekte in magnetisch dotierten Halbleitern führt, genauer untersucht werden.

### 3.3 Austauschwechselwirkung

Durch die Dotierung des Halbleiters mit magnetischen Ionen kommt es wie erwähnt zur Ausbildung vieler neuer Effekte, die in undotierten Materialien nicht, oder wesentlich geringer auftreten. Im folgenden suchen wir die Eigenlösung von Bandelektronen in magnetisch dotierten Halbleitern in einem externen Magnetfeld und gegebenem Zustand der magnetischen Ionen. Nach Referenz [17] nimmt der Hamilton-Operator eines Bandelektrons folgende Form an:

$$H = H_0 + H_B + H_c + H_{eh} + H_{sp-d}. \quad (3.2)$$

Wobei die fünf Terme in Gleichung (3.2) unterschiedlichen Wechselwirkungen entsprechen, welche die Zustände der Bandelektroden beeinflussen. Der Term  $H_0$  repräsentiert den Ein-Elektron-Hamilton-Operator eines Elektrons im perfekten Kristall:

$$H_0 = \frac{p^2}{2m} + V(r). \quad (3.3)$$

Der zweite Term  $H_B$  in Gleichung (3.2) beschreibt den direkten Einfluß des Magnetfeldes auf die Ladungsträger und führt zur Ausbildung von Landau-Niveaus und deren Spinaufspaltung im Magnetfeld:

$$H_B = -\frac{e}{mc}\mathbf{p}\mathbf{A} + g\mu_B\boldsymbol{\sigma}\mathbf{B}. \quad (3.4)$$

Die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit einer Verunreinigung oder einem anderen Ladungsträger wird durch den dritten Term  $H_c$  beschrieben, während der Term  $H_{eh}$  den Elektron-Lochaustausch beschreibt. Folglich muß der Unterschied zwischen der Beschreibung eines "normalen" undotierten und eines magnetisch dotierten Halbleiters im Term  $H_{sp-d}$  liegen, der die fundamentale Austauschwechselwirkung eines Bandelektroden mit magnetischen Ionen beschreibt. Der Hamilton-Operator der sp-d-Austauschwechselwirkung  $H_{sp-d}$  kann durch einen Kondo-artigen Hamilton-Operator beschrieben werden [29]:

$$H_{sp-d} = \sum_n J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{S}_n \boldsymbol{\sigma}. \quad (3.5)$$

Hierbei beschreiben  $J_{sp-d}$  die Austauschkonstante der sp-d-Wechselwirkung der magnetischen Ionen mit den itineranten Bandelektroden,  $\mathbf{r}$  und  $\mathbf{R}_n$  die Ortsvektoren und  $\boldsymbol{\sigma}$  bzw.  $\mathbf{S}_n$  die entsprechenden Spinoperatoren eines Bandelektroden und des  $n$ -ten magnetischen Ions. Die Summation erfolgt über alle Gitterplätze  $n$ , die durch magnetische Ionen besetzt sind. Ein großes Problem des vorliegenden Hamilton-Operators ist die fehlende Translationssymmetrie von  $H_{sp-d}$ , die eine spezielle Wahl von Basisfunktionen notwendig machen würde. Zur weiteren Vereinfachung des Problems können aber zwei Näherungen vorgenommen werden.

Da die Wellenfunktionen der Elektroden delokalisiert sind, "sehen" die Elektroden viele magnetische Ionen, was die Anwendung der "Molekularfeldnäherung" (engl. molecular field approximation bzw. mean field approximation) ermöglicht. Anstelle die einzelnen Spinoperatoren  $\mathbf{S}_n$  der magnetischen Ionen zu berücksichtigen, ersetzt man diese durch den thermischen Mittelwert  $\langle S \rangle$ . Geht man weiterhin davon aus, daß die Ionen paramagnetisch sind, so werden diese beim Anlegen eines Magnetfeldes in  $z$ -Richtung ordnen. Der sich einstellende Mittelwert  $\langle S_z \rangle$  kann durch die Brillouin-Funktion (siehe Abschnitt (3.5.1), Gleichung (3.16)), beschrieben werden.

Durch die Ersetzung des Spinoperators der Mangan-Ionen durch seinen thermischen Mittelwert  $\langle S_z \rangle$  erhält man anstelle des ursprünglichen Zwei-Elektron-Hamilton-Operators nun einen Ein-Elektron-Hamilton-Operator. Da die elektronischen Wellenfunktionen wie dargestellt stark delokalisiert sind, ist eine weitere Näherung, die sog. “virtual crystal approximation” möglich. Anstelle einer Summation über alle Gitterplätze  $n$ , an denen sich ein Mangan-Ion befindet, summiert man über alle Kationen-Gitterplätze  $i$  und multipliziert diese mit der Volumenkonzentration der magnetischen Ionen  $J_{sp-d}(r - R_n) = x J_{sp-d}(r - R_i)$ .

Mit dieser Vereinfachung erhält man den folgenden Hamilton-Operator (Gleichung (3.6)), der die sp-d-Austauschwechselwirkung eines Bandelektrons mit den paramagnetischen Ionen beschreibt und sich im Rahmen der Effektivmassennäherung nicht wesentlich vom Spinbezogenen Anteil von  $H_B$  unterscheidet [17].

$$H_{sp-d} = x \langle S_z \rangle \sigma_z \sum_i J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i). \quad (3.6)$$

Weiterhin ist dieser neue Hamilton-Operator (Gleichung (3.6)) aufgrund der getroffenen Annahmen translationssymmetrisch, da er die Periodizität des Gitters besitzt. Dies erlaubt, zur Diagonalisierung des Hamilton-Operators eines magnetischen Halbleiters (3.2) die Wellenfunktionen eines “normalen”, undotierten Halbleiters zu benutzen.

Im folgenden soll der Lösungsweg in groben Zügen skizziert werden [24,30,31]. Zuerst separiert man den Hamilton-Operator des magnetischen Halbleiters (Gleichung (3.2)) in einen Anteil  $H_0$ , der den undotierten Halbleiter beschreibt, und einen weiteren Term  $H_{sp-d}$ , der den Austausch mit den magnetischen Ionen beschreibt.

$$H = H_0 + H_{sp-d}. \quad (3.7)$$

Da die Zeeman-Aufspaltung in magnetischen Halbleitern im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder durch die sp-d-Austauschwechselwirkung dominiert ist (siehe Abschnitt(3.5.1)), kann man den Einfluß der direkten Wechselwirkung des Magnetfeldes mit den Bandelektronen  $H_B$  vernachlässigen. Mit Hilfe der Luttinger-Theorie [32–34] kann eine Basisdarstellung [32, 35] gefunden werden, in der  $H_{sp-d}$  sowohl für das Leitungs-, Valenz- als auch das Split-Off-Band diagonalisierbar ist.

Weitere Details zur Basisdarstellung und zur Berechnung der Austausch-Matrizen können dem Anhang (13.1) entnommen werden. Man erhält folgende Diagonalmatrizen für die sp-d-Austauschwechselwirkung der magnetischen Ionen mit einem Leitungsband- ( $\Gamma^6$ ), Split-Off-Band- ( $\Gamma^7$ ) und einem Valenzband-Elektron ( $\Gamma^8$ ):

$$\langle \Psi^6 | H_{sp-d} | \Psi^6 \rangle = \begin{vmatrix} 3A & 0 \\ 0 & -3A \end{vmatrix}, \quad (3.8)$$

$$\langle \Psi^7 | H_{sp-d} | \Psi^7 \rangle = \begin{vmatrix} -B & 0 \\ 0 & B \end{vmatrix}, \quad (3.9)$$

$$\langle \Psi^8 | H_{sp-d} | \Psi^8 \rangle = \begin{vmatrix} 3B & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -B & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3B \end{vmatrix}, \quad (3.10)$$

wobei die Konstanten  $A$ ,  $B$  wie folgt definiert sind:

$$A = -\frac{1}{6} N_0 \alpha x \langle S_z \rangle, \quad (3.11)$$

$$B = -\frac{1}{6} N_0 \beta x \langle S_z \rangle. \quad (3.12)$$

Für das untersuchte Material Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te wurden die Werte der Austauschintegrale  $N_0\alpha$ ,  $N_0\beta$  (siehe Anhang (13.1) zu Details der Herleitung) durch Messung der Zeeman-Aufspaltung bei tiefen Temperaturen von Gaj et al. [36] experimentell bestimmt zu:

$$N_0\alpha = (0,22 \pm 0,01) \text{ eV}, \quad (3.13)$$

$$N_0\beta = (-0,88 \pm 0,04) \text{ eV}. \quad (3.14)$$

Hierbei ist allen bisher experimentell untersuchten magnetischen Halbleitern gemein, daß die Austauschkonstanten  $\alpha$  und  $\beta$  entgegengesetzte Vorzeichen haben ( $\alpha > 0$  und  $\beta < 0$ ) und  $\beta$  stets einen größeren Betrag aufweist als  $\alpha$  ( $|\alpha| < |\beta|$ ). Weiterhin sind die Austauschkonstanten unabhängig von der jeweiligen Mangan-Dotierung, so daß ein für beliebiges  $x$  bestimmter Wert von  $\alpha$  für alle Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Halbleiter gültig ist. Es liegt folglich nahe anzunehmen, daß die beobachteten systematischen Abhängigkeiten durch materialunabhängige physikalische Mechanismen verursacht werden. Es gelang Bhattacharjee et al. [37] als



ersten diese Mechanismen zu identifizieren. Der direkte Coulomb-Austausch zwischen den angeregten  $s/p$ -Ladungsträgern und den  $d$ -Ladungsträgern der magnetischen Ionen führt zu einer ferromagnetischen Wechselwirkung. Dieser Prozeß führt zu einer Ausrichtung der  $s/p$ -Ladungsträgerspins in Richtung der  $Mn^{2+}$ -Spins, so daß die Austauschkonstante  $\alpha$  einen positiven Wert annimmt.

Zusätzlich existiert ein Beitrag durch die Hybridisierung der Mangan- $3d^5$ -Zustände mit den  $s/p$ -artigen Bandelektronen, wobei die  $s-d$ -Hybridisierung aus Symmetriegründen verboten ist [24]. Die  $p-d$ -Hybridisierung dagegen ist immer möglich und wirkt antiferromagnetisch. Dieser "kinetic exchange" genannte antiferromagnetische Austausch dominiert den ferromagnetischen Potentialaustausch, der durch die Coulomb-Wechselwirkung vermittelt wird [38] und verursacht die unterschiedlichen Vorzeichen der Austauschkonstanten der magnetischen Ionen mit den  $s/p$ -Ladungsträgern. Eine Übersicht über die Austauschkonstanten einer Vielzahl magnetischer Halbleiter kann den Referenzen [24, 28, 39] entnommen werden.

Neben der Austauschwechselwirkung der  $sp$ -Bandelektronen mit den lokalisierten  $d$ -Elektronen treten weitere Austauschwechselwirkungen zwischen den  $d$ -Elektronen der Mangan-Ionen auf. Dominiert wird die Wechselwirkung durch den Superaustausch, bei dem, bedingt durch die spinabhängige kinetische Austauschwechselwirkung zweier magnetischer Ionen mit dem Valenzband, die Spins der Ionen korreliert sind [38, 40, 41]. Weitere Beiträge im Prozentbereich werden durch die Bloembergen-Rowland-Wechselwirkung, den Doppelaustausch und die RKKY-Wechselwirkung verursacht. Im Fall magnetisch dotierter III-V-Halbleiter allerdings kann die RKKY-Wechselwirkung (bedingt durch die extrem hohen Lochdichten) zum dominanten Austauschprozeß werden (siehe Abschnitt (11.1)). Eine Zusammenstellung der unterschiedlichen Mechanismen und ihrer Wirkungsweise kann dem Artikel von Kacman [42] entnommen werden.

Abschließend sei, ohne zu sehr auf Details einzugehen, darauf hingewiesen, daß die bei der Herleitung des  $sp-d$ -Austausch-Hamilton-Operators gemachten Näherungen, die "virtual crystal approximation" und die Molekularfeldnäherung, nicht unkritisch und unumstritten sind. Die Molekularfeldnäherung reduziert den ursprünglichen Hamilton-Operator (Gleichung (3.5)) auf ein "Ein-Spin-Problem", so daß Korrelationseffekte wie z. B. der Kondo-Effekt unterdrückt werden. Vor allem in Zusammenhang mit ferromagnetischen Halbleitern zeigen sich erhebliche Diskrepanzen bei den berechneten Curie-Temperaturen, die möglicherweise darauf zurückzuführen sind, daß die Rechnungen auf der Molekularfeldnäherung und der "virtual crystal approximation" basieren. Wir werden diese Zusammenhänge im Kapitel (11) noch einmal aufgreifen und eingehend beleuchten.

### 3.4 Magnetische Eigenschaften

Durch die Dotierung mit Mangan-Ionen werden die magnetischen Eigenschaften der Halbleiter in Abhängigkeit von der Konzentration der Ionen und der Umgebungstemperatur stark beeinflusst. So wird im Bereich niedriger Konzentrationen Paramagnetismus gefunden, der mit steigender Konzentration allerdings zunehmend durch die antiferromagnetische Wechselwirkung der Mangan-Ionen untereinander beeinflusst wird. Dies führt zu einer Reduktion der gemessenen Magnetisierung mit steigender Mangan-Konzentration. Neben der paramagnetischen Phase kann für sehr tiefe Temperaturen und Konzentrationen über  $x = 0, 1$  eine

Spin-Glas-Phase<sup>1</sup> festgestellt werden [43, 44].

Da der Spin-Glas-Übergang bei einer Vielzahl magnetischer Halbleiter auch bei niedrigeren Dotierungen gefunden wird [45], wird als Ursache ein kurzreichweitiger Typ-III-Antiferromagnetismus vorgeschlagen, bei dem antiferromagnetische Cluster in der Umgebung einzelner Ionen auftreten und mit abnehmender Temperatur in ihrer Größe anwachsen. Für noch höhere Mangan-Konzentrationen liegt eine antiferromagnetische Phase vor. Ab einer Konzentration  $x = 0,77$  wird es zunehmend schwerer (siehe Abschnitt (3.2)), Kristalle mit Zinkblende-Struktur herzustellen, so daß Aussagen über die magnetischen Eigenschaften nicht mehr möglich sind. Magnetische Phasendiagramme für weite Bereiche der Dotierung in Abhängigkeit von der Temperatur können z. B. den Referenzen [43, 46] entnommen werden.

Aufgrund der beschriebenen Beschränkungen wurden im Rahmen dieser Arbeit nur paramagnetische Proben mit geringen Mangan-Konzentrationen von  $x = 0,001$  bis zu  $x = 0,15$  untersucht, um den Einfluß der antiferromagnetischen Wechselwirkung der Mangan-Ionen untereinander so gering wie möglich zu halten. Zur Beschreibung der Magnetisierung der dotierten Halbleiter werden mehrere unterschiedliche Modelle vorgeschlagen, von denen wir allerdings im folgenden nur auf die für uns relevanten eingehen wollen.

### 3.4.1 Magnetisierung eines idealen Paramagneten

Ausgangspunkt unserer Überlegung ist ein idealer Paramagnet, bei dem zwischen den magnetischen Ionen keinerlei Kopplung besteht. Diese Annahme scheint für Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te zumindest für Konzentrationen bis zu  $x = 0,01$  annähernd erfüllt zu sein [24], wie wir im nächsten Abschnitt sehen werden. Nehmen wir ein externes Magnetfeld in  $z$ -Richtung an, so führt uns dies zur Definition der Magnetisierung  $M$ , wie man sie im Rahmen der Quantentheorie des Paramagnetismus ableiten kann [47]:

$$\begin{aligned} M &= -x \frac{N_0}{V} g_{Mn} \mu_B \langle S_z \rangle \\ &= \frac{N_{Mn}}{V} g_{Mn} \mu_B S B_s(B, T), \end{aligned} \quad (3.15)$$

wobei mit  $x$  die Mangan-Konzentration eingeht, so daß sich  $N_{Mn}/V$  auf die Molfraktion der Mangan-Ionen bezieht. Der g-Faktor der Mangan-Ionen beträgt  $g_{Mn} = 2$  und  $\mu_B$  ist das Bohrsche-Magneton. Der Vorzeichenwechsel ist eine Folge der Beziehung zwischen dem magnetischen Moment und dem Spin der Elektronen ( $\mu = -g\mu_B S$ ). Die mittlere Spineinstellung der Mangan-Ionen  $\langle S_z \rangle$  ist hierbei vom angelegten Magnetfeld  $B_z$  und der Temperatur abhängig und nimmt Werte zwischen  $S = 5/2$  und Null an. Dies kann durch das Produkt

---

<sup>1</sup>Bei einem Spin-Glas handelt es sich um einen von Unordnung dominierten Zustand von frustrierten Magneten.

$SB_s(B, T)$  beschrieben werden, wobei mit  $B_s(B, T)$  die sog. Brillouin-Funktion einget:

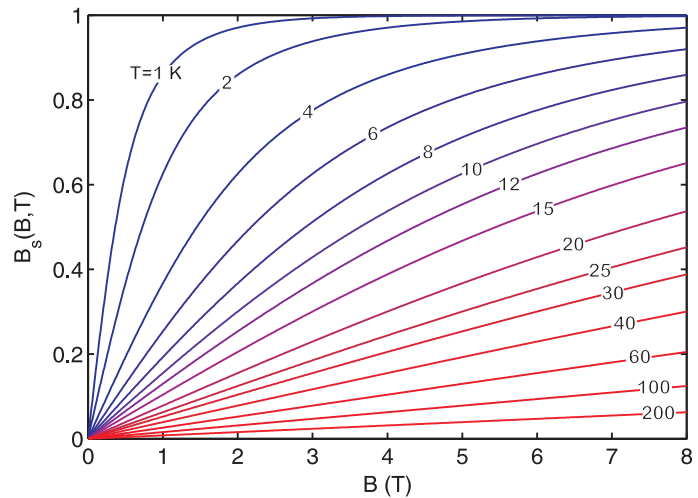
$$B_s(B, T) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left[ \frac{2S+1}{2S} y \right] - \frac{1}{2S} \coth \left[ \frac{1}{2S} y \right], \quad (3.16)$$

mit:

$$y = \frac{g_{Mn} \mu_B S B}{k_B T}.$$

Von entscheidender Bedeutung für die Stärke der Spinausrichtung ist das Verhältnis zwischen der Energie des Spinsystems und der thermischen Anregung, beschrieben durch die Größe  $y$ . Die Brillouin-Funktion nimmt in dieser Darstellung Werte zwischen  $B_s^{max} = 1$  für den Fall an, daß alle Spins in Magnetfeldrichtung orientiert sind, und  $B_s^{min} = 0$ , falls keinerlei Spinausrichtung besteht. In Abbildung (3.2) ist die explizite Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit für ein ideales paramagnetisches System ohne Wechselwirkung der Spins untereinander dargestellt.

Abbildung 3.2: Die Brillouin-Funktion beschreibt die Stärke der Spinausrichtung eines Systems von ungekoppelten magnetischen Ionen in Abhängigkeit von der Temperatur und dem angelegten Magnetfeld. Im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder dominiert die Energie des Spinsystems die thermische Anregung und alle Spins sind in Magnetfeldrichtung ausgerichtet. Mit steigender Temperatur und abnehmendem Magnetfeld unterliegen die Spins zunehmend dem Einfluß der thermischen Anregung, so daß die Spinausrichtung abnimmt.



Die vorgestellten Ableitungen für die Magnetisierung basieren auf der Annahme von isolierten Spins, was für geringe Konzentrationen eine gerechtfertigte Annahme darstellt. Im folgenden Abschnitt wollen wir den gefundenen Ausdruck für die Magnetisierung durch eine phänomenologische Formulierung ersetzen, welche es erlaubt, die Magnetisierung sowohl für geringe, als auch höhere Mangan-Konzentrationen korrekt zu beschreiben.

### 3.4.2 Magnetisierung eines magnetischen Halbleiters

Mit steigender Mangan-Konzentration stellt sich eine zunehmende Abweichung der experimentell bestimmten Magnetisierung von der nach Gleichung (3.15) berechneten Magnetisierung ein. Die obige Herleitung wurde unter der Annahme isolierter Spins entwickelt

und ist deshalb für reale magnetische Halbleiter nur bedingt einsetzbar, da mit steigender Dotierung der Abstand zwischen den Mangan-Ionen im Mittel abnimmt und somit der Einfluß der antiferromagnetischen Wechselwirkung der Mn<sup>2+</sup>-Ionen miteinander stetig zunimmt. Dies führt zu einer Reduktion der gemessenen Magnetisierung, gleichwohl der generelle Verlauf der Magnetisierung immer noch stark der Brillouin-Funktion ähnelt. Dies erlaubte es Gaj et al. [36], die Magnetisierung eines magnetisch dotierten Halbleiters durch eine modifizierte Brillouin-Funktion zu beschreiben:

$$M = \frac{N_{Mn}}{V} g_{Mn} \mu_B S_{eff} B_s(B, T_{eff}). \quad (3.17)$$

Hierbei werden die maximale Spineinstellung der Mn<sup>2+</sup>-Ionen und die Temperatur durch phänomenologische Effektivwerte  $S_{eff}$  und  $T_{eff} = T + T_0$  ersetzt, die durch Anpassung der modifizierten Brillouin-Funktion (3.17) an die experimentell bestimmten Magnetisierungen ermittelt werden können.

$x$ (%)	$T_0$ (K)	$S_{eff}$
0,5	0,29	2,11
1	0,68	2,12
2	0,94	1,97
5	2,29	1,54
10	3,84	1,08
20	7,3	0,71
30	14,9	0,52

Tabelle 3.1: Die Magnetisierung eines Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Halbleiters kann nach Gaj et al. [36] für weite Dotierungsbereiche mit einer modifizierten Brillouin-Funktion (3.17) berechnet werden. In diese gehen experimentell bestimmte Werte für den Spin der Mangan-Ionen und effektive Temperaturen ein, um so die Reduktion der Magnetisierung des paramagnetischen Systems durch die zunehmende antiferromagnetische Kopplung der Spins untereinander mit steigender Dotierung zu berücksichtigen. Interessanterweise ist diese Korrektur schon bei sehr geringen Dotierungen notwendig, da bereits ab  $x = 0,5$  % eine Abweichung des Mangan-Spins vom theoretischen Wert  $S = 5/2$  festzustellen ist.

Die notwendigen Parameter  $T_0$  und  $S_{eff}$  wurden für nominelle Mangan-Konzentrationen bis zu  $x = 0,3$  bestimmt [36, 48, 49], so daß weite Dotierungsbereiche theoretisch beschrieben werden können. In Tabelle (3.1) sind die von Gaj et al. [36] bestimmten Werte der Parameter aufgeführt.

### 3.4.3 Grenzen der Modelle

Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierungen kann durch beide Modelle (Gleichungen (3.15), (3.17)) beschrieben werden, jedoch ist das Modell des idealisierten Paramagneten (Gleichung (3.15)) nur für geringe Mangan-Konzentrationen bis  $x = 0,01$  geeignet, während das phänomenologische Modell nach Gaj et al. (Gleichung (3.17)) für Konzentrationen bis zu  $x = 0,35$  eingesetzt werden kann. Anstelle einer Unterscheidung der Gültigkeitsbereiche beider Modelle kann man das phänomenologische Modell derart erweitern, daß es auch den Bereich isolierter Spins beschreiben kann. Einzig für den Fall hoher Magnetfelder ( $B > 10$  T) ergibt sich eine Abweichung des Modells von den experimentell bestimmten Werten,

da hier die experimentellen Daten eine stufenförmige Charakteristik in der Magnetisierung aufweisen [50–52].

Es wurden weitere Modelle vorgeschlagen, um die magnetischen Eigenschaften in bestimmten Grenzfällen zu beschreiben [17]. So kann z. B. bei hohen Temperaturen und für beliebige Mangan-Konzentrationen die Suszeptibilität durch das Curie-Weiss-Gesetz beschrieben werden [53]. Auch scheinen störungstheoretische Entwicklungen wie die Van-Vlecksche-Entwicklung [47] im Bereich geringer Dotierungen, kleiner Magnetfelder und hoher Temperaturen geeignet. Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben nominelle  $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierungen im Bereich von  $x = 0,001 - 0,15$  aufweisen und die magnetische Feldstärke nie  $B = 8 \text{ T}$  übersteigt, kann man davon ausgehen, daß das von Gaj et al. [36] vorgeschlagene phänomenologische Modell geeignet ist, die Magnetisierungen aller untersuchten Proben zu beschreiben.

### 3.5 Elektronische Eigenschaften

Aufgrund der magnetischen Dotierung von Halbleitern kommt es zu einer starken Beeinflussung der Kristallstruktur (siehe Abschnitt (3.2)) und damit einhergehend zu einer Beeinflussung der elektronischen Eigenschaften. Bei  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  handelt es sich um einen sog. direkten Halbleiter, bei dem die Bandextrema im  $\Gamma$ -Punkt der Brillouin-Zone liegen. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung spaltet das an sich dreifach entartete p-artige höchste Valenzband  $\Gamma^{15}$  in ein vierfach entartetes  $\Gamma^8$  ( $J = 3/2$ ) und ein energetisch niedriger liegendes  $\Gamma^7$  ( $J = 1/2$ ) Valenzband auf, während das zweifach entartete Leitungsband  $\Gamma^6$ -Symmetrie aufweist. Für den Fall  $\mathbf{k} \neq 0$  wird die Entartung weiter reduziert und das  $\Gamma^8$ -Band spaltet in einen Schwerloch- ( $J = 3/2$ ,  $m_J = 3/2$ ) und einen Leichtlochanteil ( $J = 3/2$ ,  $m_J = 1/2$ ) auf. Weitere Details, wie z. B. Übergangsschemata zu den an optischen Übergängen beteiligten Bändern und den entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten können dem Anhang (13.3) entnommen werden.

Trotz der Dotierung mit magnetischen Ionen bleiben die oben beschriebenen Symmetrieeigenschaften des Halbleiters erhalten, jedoch ändert sich die Energie der Bandlücke mit der Mangan-Konzentration von CdTe mit  $E_g^{\text{CdTe}} \approx 1,595 \text{ eV}$  bis hin zum hypothetischen MnTe mit einer Bandlücke von  $E_g^{\text{MnTe}} \approx 3,2 \text{ eV}$ . Hierbei läßt sich die Dotierungsabhängigkeit in erster Näherung durch folgende Gleichung beschreiben:

$$E_g(x, T = 10K) = 1,595 + 1,592 x \text{ eV}. \quad (3.18)$$

Weiterhin unterliegt die Energie der Bandlücke einer Temperaturabhängigkeit, wie man sie auch von undotierten Halbleitern kennt [54]. Ähnliche Abhängigkeiten wie Gleichung (3.18) lassen sich für viele andere (magnetische) Halbleiter angeben und können z. B. Referenz [17] entnommen werden.

Wir wollen nun auf die elektronischen Eigenschaften der dotierten magnetischen Ionen eingehen. Die Grundzustandsenergie der  $3d^5$ -Elektronen der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen liegt ca.  $3,5 \text{ eV}$

unterhalb der Valenzbandkante, während der erste angeregte Zustand ca. 3,5 eV über der Valenzbandkante liegt [55, 56]. Diese Zustände beschreiben also die Energieänderung, die notwendig ist, um einem Mangan-Ion ein weiteres Elektron zuzufügen ( $3d^5 \rightarrow 3d^6$ ) bzw. zu entziehen ( $3d^5 \rightarrow 3d^4$ ) und sollten nicht mit Intra-Mangan-Übergängen ( $3d^5(\downarrow) \rightarrow 3d^5(\uparrow)$ ) verwechselt werden, die einen Spin-Flip und eine Energieänderung von ca. 2,2 eV notwendig machen. Die Intra-Mangan-Übergänge spielen vor allem bei magnetischen Halbleitern mit einer großen Bandlücke des Wirtshalbleiters ( $E_g \gg 2 \text{ eV}$ ) eine große Rolle, sind aber im Kontext der untersuchten Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te-Proben zu vernachlässigen. Im folgenden wollen wir den Einfluß der sp-d-Austauschwechselwirkung auf die Zeeman-Aufspaltung genauer darlegen.

### 3.5.1 Zeeman-Aufspaltung

Im Abschnitt (3.3) konnten wir zeigen, daß der Hamilton-Operator der sp-d-Austauschwechselwirkung durch Wahl geeigneter Basisfunktionen im Rahmen des Pidgeon-Brown-Modells [35] diagonalisierbar ist. Mit den berechneten Erwartungswerten der sp-d-Austauschwechselwirkung (siehe Gleichungen (3.8) - (3.10)) können wir somit die Energie der zwei Leitungsband-Spin-Zustände des  $n$ -ten Landau-Niveaus angeben:

$$E_n(\uparrow) = E_g + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + \frac{1}{2}(g_0\mu_B B - N_0\alpha x_{eff}\langle S_z \rangle), \quad (3.19)$$

$$E_n(\downarrow) = E_g + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c - \frac{1}{2}(g_0\mu_B B - N_0\alpha x_{eff}\langle S_z \rangle), \quad (3.20)$$

wobei mit  $E_g$  die Energie der Bandlücke und mit  $\omega_c$  die Zyklotron-Frequenz der Elektronen eingeht. Weiterhin geht mit  $g_0$  der intrinsische Leitungsband-g-Faktor ein, während  $N_0\alpha$  den Wert des Austauschintegrals (siehe Gleichung (3.13)) bestimmt.

In dieser Form der Darstellung (Gleichung (3.19), (3.20)) wird der Einfluß der magnetischen Dotierung besonders leicht erkennbar. Während der zweite Term die gewohnte Landau-Quantisierung beschreibt, ist der letzte Term eine Mischung aus der bekannten Zeeman-Aufspaltung eines undotierten Halbleiters und einem Anteil vermittelt durch die sp-d-Austauschwechselwirkung. Die Gruppierung der Energiebeiträge legt es nahe, die Gleichungen (3.19), (3.20) umzuschreiben und einen **effektiven g-Faktor**  $g_{eff}$  einzuführen:

$$E_n(\uparrow) = E_g + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c + \frac{1}{2}(g_{eff}\mu_B B), \quad (3.21)$$

$$E_n(\downarrow) = E_g + (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c - \frac{1}{2}(g_{eff}\mu_B B). \quad (3.22)$$

Bei dem soeben eingeführten effektiven g-Faktor handelt es sich um eine echte Meßgröße, die z. B. durch Auswertung der Spinquantenschwebungsfrequenz (siehe Abschnitt (6.3)) zugänglich ist. Ein simpler Koeffizientenvergleich liefert folgende Identität:

$$g_{eff} = g_0 - \frac{N_0 \alpha x_{eff} \langle S_z \rangle}{\mu_B B}, \quad (3.23)$$

$$= g_0 + \frac{\alpha M}{g_{Mn} \mu_B^2 B}. \quad (3.24)$$

Für die letzte Umformung wurde auf Gleichung (3.17) zur Berechnung der Magnetisierung zurückgegriffen. Die Spinquantenschwebungsfrequenz  $\nu_{SQS}$  ist gerade durch die Zeeman-Aufspaltung des Leitungsbandes  $\Delta E$  gegeben:

$$\begin{aligned} \Delta E = h\nu_{SQS} &= \hbar\omega_L = g_0 \mu_B B - N_0 \alpha x_{eff} \langle S_z \rangle, \\ &= g_{eff} \mu_B B. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Durch Messung der Zeeman-Aufspaltung kann man, wie erwähnt, direkt den effektiven g-Faktor bestimmen. Dieser effektive g-Faktor ist nun allerdings eine Funktion der Temperatur und des Magnetfeldes und ebenso wie die Magnetisierung durch den Verlauf der Brillouin-Funktion (3.16) bestimmt.

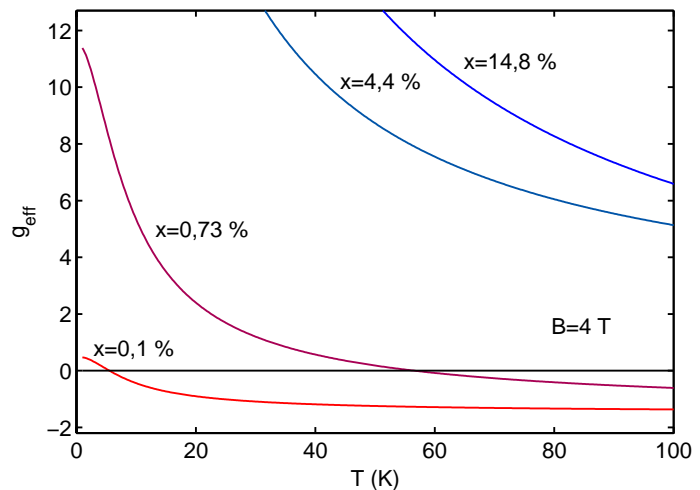


Abbildung 3.3: Die Temperaturabhängigkeit des effektiven g-Faktors wurde für ein Magnetfeld von  $B = 4 \text{ T}$  nach Gleichung (3.25) für vier der untersuchten Halbleiter berechnet. Die Konzentrationen  $x_{eff}$  wurden hierbei wie experimentell bestimmt zu  $x_{eff} = 0,1\%$ ,  $0,73\%$ ,  $4,4\%$  und  $14,8\%$  angenommen. Man sieht deutlich, daß die Vernachlässigung des intrinsischen g-Faktors bei niedrigen Konzentrationen nicht zulässig ist.

Die erste Energieaufspaltung ( $\hbar\omega_c$ ) des  $\Gamma^6$ -Bandes in Abbildung (3.4) ist eine Folge der Landau-Quantisierung, während der zweite Anteil der Spinaufspaltung (der nicht experimentell zugänglich ist) durch den intrinsischen g-Faktor  $g_0$  verursacht wird. Die letztlich

gemessene Spinaufspaltung wird durch einen effektiven g-Faktor  $g_{eff}$  beschrieben und ist eine Folge des intrinsischen g-Faktors und der sp-d-Austauschwechselwirkung, die im Fall von Elektronen dem intrinsischen g-Faktor entgegenwirkt.

Im Fall hoher Temperaturen und eines beliebigen aber für alle drei betrachteten Fälle konstanten Magnetfeldes können wir für die mittlere Spinausrichtung  $\langle S_z \rangle \approx 0$  annehmen, so daß die Spinaufspaltung primär durch den intrinsischen g-Faktor  $g_0$  gegeben ist. Dieser Fall ist in Abbildung (3.4 a)) dargestellt. Mit abnehmender Temperatur steigt der Wert der mittleren Spinausrichtung  $\langle S_z \rangle$  weiter an, so daß der effektive g-Faktor  $g_{eff}$  sogar sein Vorzeichen ändern kann (siehe 3.4 b)). Eine weitere Erhöhung der Spinausrichtung kann nun sogar zum Überlappen der spinaufgespaltenen Zustände unterschiedlicher Landau-Niveaus führen, wie in Abbildung (3.4 c)) dargestellt. Dies führt für bestimmte Magnetfeld- und Temperaturwerte zur Ausbildung eines "Kompensationspunkts", bei dessen Durchgang der effektive g-Faktor sein Vorzeichen ändert (siehe Abbildung (3.3)).

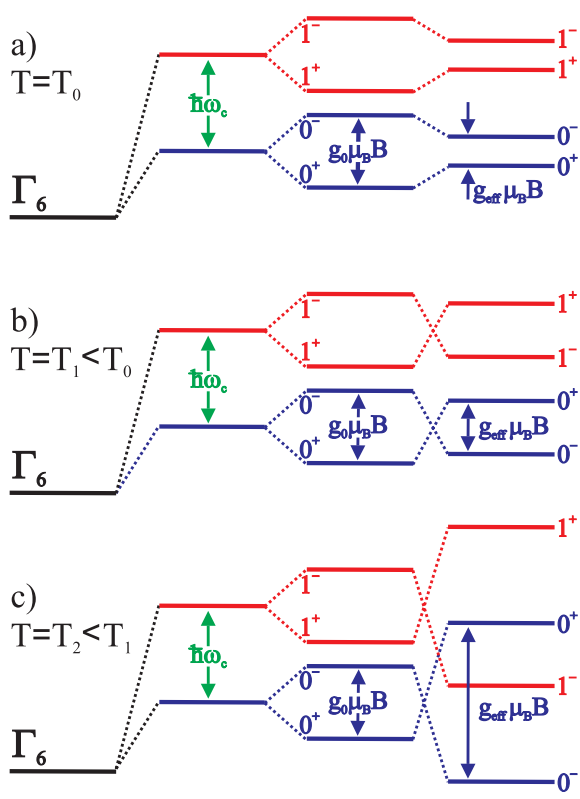


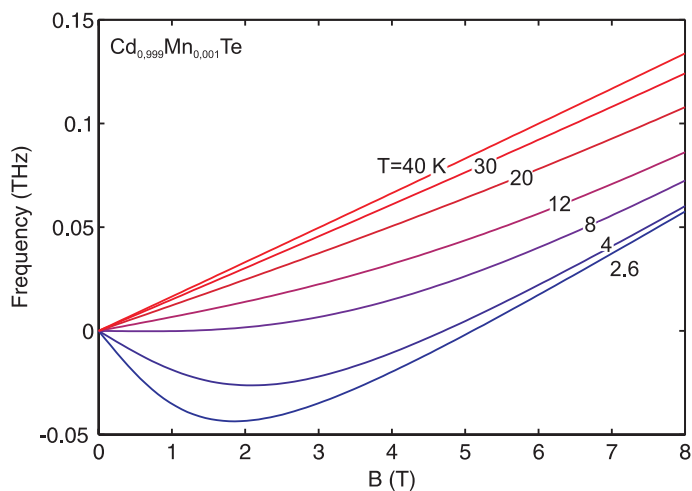
Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Spinaufspaltung eines magnetischen Halbleiters in Abhängigkeit von der Temperatur. Mit angelegtem Magnetfeld bildet der Halbleiter Landau-Niveaus ( $n=0, 1, \dots$ ) aus, die wiederum durch den Zeeman-Effekt eine Spinaufspaltung aufweisen. Bei einem festen Magnetfeld und hohen Temperaturen ist die Zeeman-Aufspaltung durch den intrinsischen g-Faktor bestimmt (Teilbild a)). Mit fallender Temperatur gewinnt die sp-d-Kopplung zunehmenden Einfluß was zu einem erhöhten effektiven g-Faktor führt (Teilbild b)). Aufgrund unterschiedlicher Vorzeichen von  $g_0$  und dem Austauschterm in den Gleichungen (3.19, 3.20) wird ersichtlich, daß für tiefe Temperaturen eine Änderung der energetischen Reihenfolge der spinaufgespaltenen elektronischen Landau-Niveaus auftritt, so daß spinaufgespaltenen Landau-Niveaus sogar überlappen können (Teilbild c)). Nach Referenz [24].

Um dies zu verdeutlichen, sind in Abbildung (3.5) die nach Gleichung (3.3) berechneten Schwebungsfrequenzen eines  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Halbleiters dargestellt. Es wird leicht erkennbar, daß sich zwei unterschiedliche Regime ausbilden, die durch die Konkurrenz des intrinsischen g-Faktors mit der sp-d-Austauschwechselwirkung entstehen. Im Bereich hoher Temperaturen ist die Zeeman-Aufspaltung und somit die Schwebungsfrequenz durch den intrinsischen g-Faktor dominiert. Durch Abkühlen der Probe wird der sp-d-Austausch zu einer Reduktion der Zeeman-Aufspaltung führen, bis im Bereich tiefer Temperaturen eine Umkehrung des g-Faktors auftritt, die zu einem Phasensprung von  $\pi$  in den zeitaufgelösten



Transienten führt, wie man Abbildung (3.5) entnehmen kann.

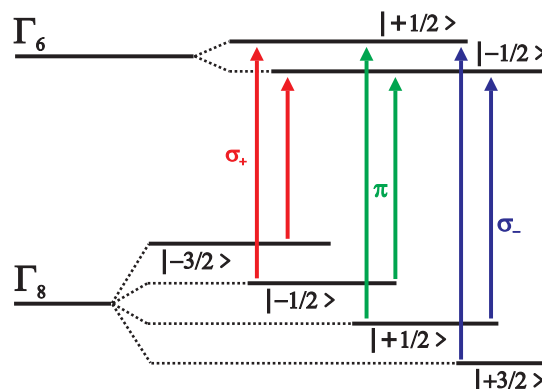
Abbildung 3.5: Die mit Gleichung (3.3) berechneten Spinquantenschwebungsfrequenzen eines  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Halbleiters weisen sowohl positive, als auch negative Vorzeichen auf. In der experimentellen Erfassung führt dieser Nulldurchgang der Frequenzen zu einem Phasensprung von  $\pi$  in den zeitaufgelösten Transienten.



Dadurch bedingt muß man die in der Literatur häufig gemachte Näherung, einer Vernachlässigung des Anteils des intrinsischen g-Faktors an der experimentell bestimmten Zeeman-Aufspaltung, kritisch betrachten. Im Fall geringer Mangan-Konzentrationen dominiert, wie man den Abbildungen (3.3), (3.5) entnehmen kann, eindeutig der intrinsische g-Faktor ( $g_0 \approx -1,6$  nach Referenz [57]), erst ab Konzentrationen von ca.  $x_{eff} = 0,05$  scheint diese Näherung ihre Gültigkeit zu haben. Wir verzichten deshalb im Rahmen dieser Arbeit auf diese Näherung.

Neben den bereits beschriebenen Konsequenzen soll an dieser Stelle noch darauf hingewiesen werden, daß durch die unterschiedlichen Vorzeichen der sp-d-Austauschkonstanten  $\alpha$  und  $\beta$  (siehe Gleichungen (3.13), (3.14)), die energetische "Reihenfolge" der spinaufgespaltenen Zustände der jeweiligen Bänder geändert wird.

Abbildung 3.6: Optisch erlaubte Übergänge des magnetischen Halbleiters  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  aus dem  $\Gamma^8$ -Valenzband in das  $\Gamma^6$ -Leitungsband unter der Annahme, daß die Anregung in Richtung des Magnetfelds erfolgt (siehe auch Anhang (13.3)). Durch die sp-d-Austauschwechselwirkung wird die energetische Abfolge der spinaufgespaltenen Zustände vertauscht.



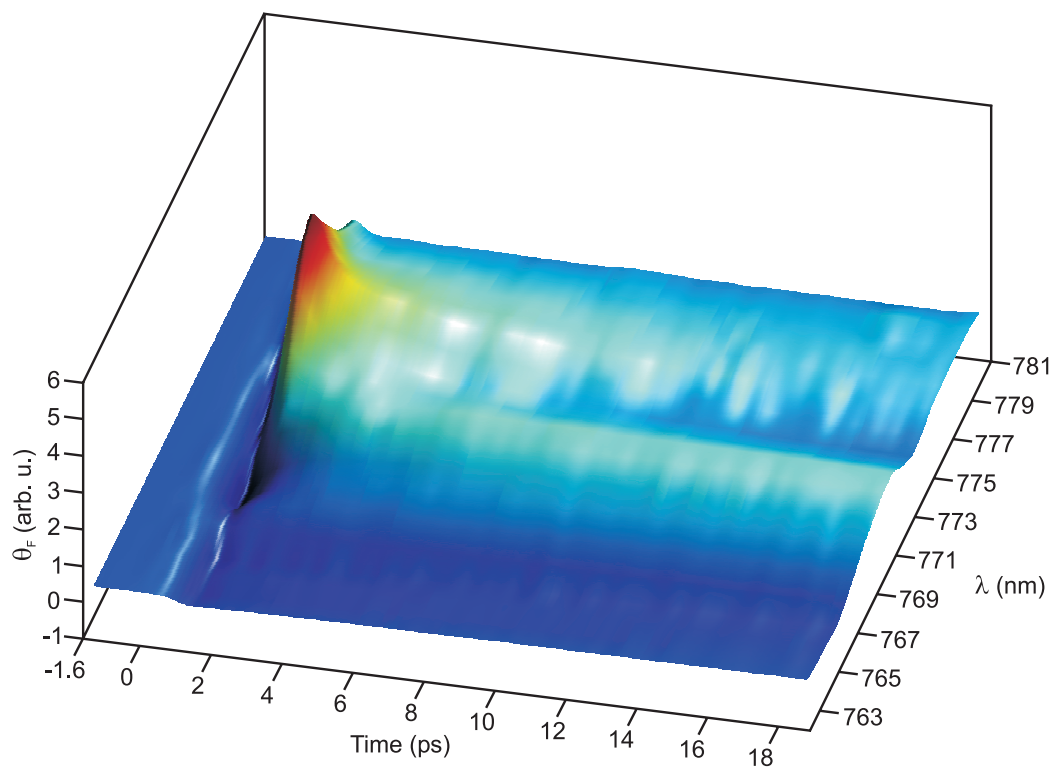
Dies führt, wie man Abbildung (3.6) entnehmen kann, zu einer Modifikation des bekannten Übergangsschemas für die optische Anregung aus dem Valenz- in das Leitungsband [58].

## **$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ - ein magnetischer Halbleiter**

---

Man vergleiche diese Abbildung mit dem Übergangsschema für nicht magnetisch dotierte Halbleiter im Anhang, Abbildung (13.1).

## 4 Theoretische Beschreibung der Spindephasierung



Die auf Seite 31 dargestellten experimentellen Ergebnisse zeigen die spektral und zeitaufgelöste Transmissionsänderung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei  $B = 4\text{ T}$  und  $T = 9,3\text{ K}$ . Bei den vorliegenden Messungen wurde die Probe ebenfalls mit rechtszirkularer optischer Strahlung angeregt, während die Abfrage mit linear polarisierter Strahlung erfolgte.

Da bei optischer Anregung mit linear polarisiertem Licht in der Probe keinerlei Spinpolarisation angeregt werden kann (siehe Anhang (13.3)), sind die detektierten Transienten allein durch die Relaxation der optisch angeregten Ladungsträger bedingt. Durch Subtraktion der Transienten mit linear polarisiertem Abfragestrahl (Seite 31) von den Transienten mit zirkular polarisierter Abfrage (Seite 5, 13) kann man so die Respons des Spinsystems eindeutig separieren. Jedoch macht dieses Vorgehen mehrere aufeinanderfolgenden Messungen mit unterschiedlichen Abfragepolarisationen bei ansonsten unveränderten experimentellen Bedingungen (Wellenlänge, spektrale Breite, Temperatur, Magnetfeld...) notwendig, was den experimentellen Aufwand wesentlich erhöht. Aus diesem Grund werden Spin-sensitive Messungen mit einem weniger aufwendigen Aufbau durchgeführt, der im Kapitel (5) im Detail vorgestellt wird.

---

*In diesem Kapitel wird der Stand der Forschung zur Spindephasierung von Elektronen und Löchern in Halbleitern allgemein und speziell im Hinblick auf magnetisch dotierte Halbleiter vorgestellt. Weiterhin werden die theoretischen Grundlagen der Spindephasierung im Rahmen der Bloch-Gleichungen und anhand von Ergebnissen aus Kernresonanzexperimenten vorgestellt und die longitudinalen und transversalen Relaxationszeiten eingeführt.*

Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte pump/probe-Meßtechnik erzeugt mit ultrakurzen Lichtpulsen Nichtgleichgewichtszustände in den untersuchten Materialien. Hierbei wird einem Halbleiter mit dem intensitätsstarken Anregepuls (engl. pump genannt) die Kohärenz des Lasers aufgeprägt und die Materialrespon als Funktion der Zeitverzögerung mit dem intensitätsschwachen Abfragepuls (engl. probe genannt) erfasst. Quantenmechanisch betrachtet sind nach der Anregung die Wellenfunktionen der angeregten Ladungsträger in Phase. Durch unterschiedliche Relaxationskanäle wie z. B. Elektron-Elektron- oder Elektron-Phonon-Streuung relaxieren die Ladungsträger in energetisch tiefer liegende Zustände und erfahren hierbei durch die Relaxationsprozesse unter anderem eine Änderung ihrer Phase. Diese Phasenänderung wird z. B. in Transmissions- oder Reflexionsänderungsmessungen als ein exponentiell abnehmendes Signal erfaßt, weshalb die Relaxation allgemein als “Dephasierung” bezeichnet wird.

Es zeigt sich bei der Untersuchung von Dephasierungsprozessen, daß diese unterschiedlich auf angeregte Ladungsträger und deren Spins wirken. So unterscheidet man spinerhaltende Streumechanismen wie z. B. Coulomb-Streuung, Elektron-Phonon-Streuung und Elektron-Verunreinigungs-Streuung und spinstreuende Mechanismen, die allgemein auf Spin-Flip-Prozesse abgebildet werden können. Neuere Untersuchungen legen allerdings nahe, daß diese klare Trennung in spinerhaltende und spinstreuende Prozesse überdacht werden muß. So zeigten Weng und Wu [59, 60], daß die häufig verwendete Molekularfeldnäherung (siehe Abschnitt (3.3)) die Interferenz von Elektronen mit unterschiedlichen Impulsen ausmittelt. Berücksichtigt man die inhomogene Verbreiterung durch Stoßprozesse, wie sie beispielsweise im Spintransport auftreten kann, so können an sich spinerhaltende Streumechanismen sehr wohl den Spin beeinflussen.

Der zur Zeit untersuchte Einsatz von Halbleitern und hier speziell von magnetisch dotierten Halbleitern als Schaltelemente [61] und Speicherbausteine für künftige Quantencomputer (siehe z. B. die Referenzen [62–66]) macht eine Detailuntersuchung der Mechanismen, die zur Spindephasierung führen, notwendig, da in diesen Bausteinen die QuBits auf den Spinfreiheitsgrad abgebildet werden sollen.

Im Abschnitt (4.1) werden die grundlegenden Spindephasierungsmechanismen in nicht-magnetischen Halbleitern vorgestellt. Weiterhin soll untersucht werden, inwieweit die zusätzliche Dotierung mit magnetischen Ionen zu neuen Spinrelaxationsmechanismen führt (siehe Abschnitt (4.2)). Im Abschnitt (4.4) werden wir die Dephasierung eines kohärenten Spin-Ensembles im Rahmen der Bloch-Gleichungen erneut aufgreifen und den Einfluß von

Energie- und Phasenrelaxation genauer untersuchen. Der physikalische Ursprung der bei der Beschreibung von Dephasierungsprozessen verwendeten charakteristischen Dephasierungszeiten wird im Abschnitt (4.5) erläutert.

### 4.1 Spindephasierung in nicht-magnetischen Halbleitern

Die im folgenden Abschnitt vorgestellten Spindephasierungsmechanismen in Halbleitern beschränken sich auf solche Prozesse, die eine direkte Änderung des Spinfreiheitsgrades ermöglichen. Dephasierungsprozesse durch inhomogene Verbreiterungen, wie sie von Weng und Wu [59, 60] beschrieben werden, sind reine Vielteilcheneffekte, die in ihrer Wirkung viel schwächer ausfallen als Streuprozesse, die direkt am Spinfreiheitsgrad angreifen. Auch soll auf eine Beschreibung der Spindephasierung durch die Hyperfeinwechselwirkung von Atomkernen mit Ladungsträgern [67, 68] verzichtet werden, da diese Effekte primär lokalisierte Ladungsträger beeinflussen und ihre Wirkung auf Elektronen in Bändern eher gering ist.

Grundsätzlich können die im folgenden vorgestellten Mechanismen in der Art ihrer Wirkung unterschieden werden in Elektron-Loch-Spinaustauschprozesse, Spinstreuprozesse und Spinpräzessionsprozesse; wobei die physikalische Ursache der zwei zuletzt genannten Prozesse die Spin-Bahn-Kopplung ist. Trotz unterschiedlicher physikalischer Ursachen können alle vorgestellten Dephasierungsprozesse auf Spin-Flip-Prozesse abgebildet werden. Im folgenden werden nur noch Spindephasierungsprozesse beschrieben, weshalb der Begriff der Dephasierung sich nur noch auf den Verlust der Kohärenz des Spinfreiheitsgrades der Ladungsträger bezieht.

#### 4.1.1 Elektron-Loch-Spinaustausch

In p-dotierten Halbleitern kann der Elektronspin durch ein Loch einhergehend mit einem simultanen Spin-Flip gestreut werden. Die Stärke des Austauschs zwischen Elektron- und Lochspin ist abhängig vom Zustand der Löcher und unterscheidet sich wesentlich für freie und gebundene Löcher. Der simultane Flip von Elektron- und Lochspin durch die Elektron-Loch-Austauschkopplung kann vereinfacht als Rekombination eines Elektron-Loch-Paares mit anschließender Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares mit anti-parallelen Spins verstanden werden.

Unter Berücksichtigung der Coulomb-Streuung zwischen Elektronen und Löchern kombiniert mit der durch die Spin-Bahn-Kopplung verursachten Bandmischung gelang es Bir et al. [69, 70], eine theoretische Beschreibung dieses Dephasierungsmechanismus zu formulieren, der allgemein als **Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus** bezeichnet wird. Dieser Dephasierungsmechanismus ist vor allem in p-dotierten Halbleitern mit einer großen Energielücke für die Dephasierung verantwortlich und weist eine komplexe Abhängigkeit von der Loch-Dichte und der Temperatur auf. Unter anderem gelang Wagner et al. [71] durch die Untersuchung der Elektron-Spinrelaxation in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Heterostrukturen der experimentelle Nachweis, daß der Bir-Aronov-Pikus Mechanismus zum dominanten Dephasierungsmechanismus im Falle hoher Loch-Dichten und tiefer Temperaturen wird. Im Falle von freien, nicht entarteten Löchern erhält man folgenden Ausdruck für die Spindephasierungszeit:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{5}{32} \pi \frac{\Delta_{ex}^2}{E_{ex} \hbar} \frac{v_e}{v_{ex}} N_h a_{ex}^3 |\Psi(0)|^4. \quad (4.1)$$

Hierbei beschreiben  $\Delta_{ex}$  die Austauschspaltungsenergie des Exzitongrundzustandes,  $E_{ex}$  die Bohrsche Energie und  $a_{ex}$  den Bohrschen Radius der Exzitonen,  $v_e$  und  $v_{ex}$  die Geschwindigkeit der Elektronen bzw. die der Exzitonen,  $N_h$  die Dichte der freien Löcher und  $|\Psi(0)|$  den Sommerfeld-Faktor [72, 73] eines nicht abgeschirmten Potentials, der die erhöhte Wahrscheinlichkeit, ein Elektron am Ort des Lochs zu finden, beschreibt. Ähnliche Formulierungen wie Gleichung (4.1) lassen sich für die Relaxation von Elektronen durch entartete Löcher oder durch an Akzeptoren gebundene Löcher entwickeln. Ohne genauer auf die obige Gleichung einzugehen, kann man feststellen, daß die Geschwindigkeit der Elektronen  $v_e$  direkt eingeht, so daß man für heiße Elektronen mit einer hohen Überschußgeschwindigkeit ein anderes Dephasierungsverhalten erwartet als z. B. für langsame Elektronen, die nicht schneller als die entsprechende Fermi-Geschwindigkeit der Löcher sind.

Weiterhin ergibt sich eine  $1/\tau_s \propto N$ -Abhängigkeit der Dephasierungszeit von der Loch-Dichte. Folglich erwartet man mit steigender Loch-Dichte eine zunehmend schnellere Dephasierung der Elektronenspins. Die Temperaturabhängigkeit des Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus wird primär von der Temperaturabhängigkeit des Sommerfeld-Faktors  $|\Psi(0)|$  bestimmt.

#### 4.1.2 Streuprozessgetriebene Spindephasierung

Details zur folgenden Beschreibung der Spindephasierung durch Streuprozesse können dem Artikel von M. E. Flatté aus Referenz [66] entnommen werden. Aufgrund der Inversions-symmetrie ( $E(\mathbf{k}) = E(-\mathbf{k})$ ) und der Zeitumkehr-Symmetrie (Kramers-Symmetrie,  $E(\mathbf{k}) = -E(-\mathbf{k})$ ) in zentrosymmetrischen Kristallen treten ohne äußeres Magnetfeld alle Zustände des elektronischen Spektrums in zumindest doppelt entarteten Paaren (siehe Abbildung (4.1)) auf. Die aufgespaltenen Spinzustände werden mit Spin-up ( $\uparrow$ ) und Spin-down ( $\downarrow$ ) bezeichnet. Hierbei handelt es sich allerdings bei den Eigenzuständen, aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung, nicht um Spin-Eigenzustände. Vielmehr spricht man von Pseudospin-Eigenzuständen, da die Entkopplung der Spinkomponente von den Wellenfunktionen nicht möglich ist.

Mit anderen Worten ist eine Separation der Wellenfunktionen in einen reinen Orts- und einen reinen Spinanteil nicht möglich. Aus diesem Grund enthalten Spin-Eigenzustände immer Beimischungen von Anteilen der Ortswellenfunktionen. Aus diesen Beimischungen resultiert, daß die Spinzustände selbst unter an sich spinerhaltenden Streuprozessen nicht erhalten bleiben. Ein Zustand mit Impuls  $\mathbf{k}_\uparrow$  hat eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit, in einen der Zustände  $\mathbf{k}'_\uparrow$  bzw.  $\mathbf{k}''_\downarrow$  durch einen an sich spinerhaltenden Streuprozess gestreut zu werden (siehe Abbildung (4.2)). Somit führt eine Änderung des Bahnanteils der Wellenfunktionen ebenfalls zu einer Beeinflussung des Spins. Die Beschreibung dieses Dephasierungsprozesses geht auf Elliott [74] und Yafet [75] zurück und wird als **Elliott-Yafet-Mechanismus** bezeichnet. Die Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Impuls-

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

relaxationszeit in zentrosymmetrischen Kristallen kann nach Referenz [70] wie folgt berechnet werden:

$$\frac{1}{\tau_s} = A \left( \frac{\Delta_{LS}}{E_g + \Delta_{LS}} \right)^2 \left( \frac{E_{kin}}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p}. \quad (4.2)$$

Der numerische Koeffizient  $A$  hängt von der Art des dominanten Streuprozesses ab und liegt nahe bei Eins für alle betrachteten Streuprozesse [75], während  $\Delta_{LS}$  die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung des Valenzbandes beschreibt. Mit  $E_g$  geht die Energielücke des Halbleiters und mit  $E_{kin}$  die kinetische Energie der Elektronen ein. Die Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$  kann experimentell z. B. durch Photolumineszenzmessungen [10, 76] bestimmt werden. Allgemein kann man feststellen, daß die Spindephasierung als eine effektive,  $\mathbf{k}$ -abhängige Rotation des Pseudospins durch den Streuprozess interpretiert werden kann, die dominant in zentrosymmetrischen Kristallen auftritt. Die Änderung des elektronischen Spinzustandes erfolgt also genau im Moment des Stoßes mit Verunreinigungen oder Phononen.

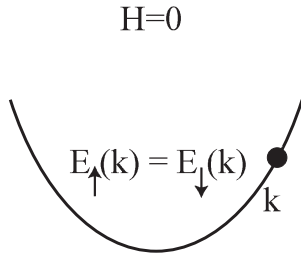


Abbildung 4.1: Ohne angelegtes Feld treten die Pseudospin-Zustände in zentrosymmetrischen Kristallen doppelt entartet auf. Erst durch ein Magnetfeld wird die Entartung aufgehoben.

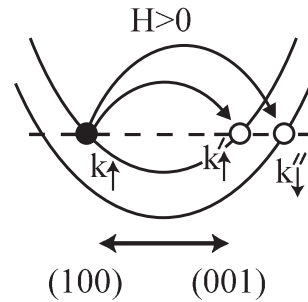


Abbildung 4.2: Die Pseudospin-Zustände in Richtung der (100)-Achse werden durch die Spin-Bahnkopplung mit Eigenzuständen in Richtung (001) gekoppelt.

Hierbei trägt jeder Streuprozess zur Spindephasierung bei, weshalb die Spindephasierungszeit direkt proportional zur Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$  ist. Dies erklärt auch, daß die Spinkohärenzzeit mit zunehmender Materialverunreinigung abnimmt, da hier die Streuprozesse stark zunehmen. Theoretische Untersuchungen von Bronold et al. [9] zeigen, daß der Elliott-Yafet-Mechanismus im Fall nicht magnetischer Halbleiter keine Magnetfeldabhängigkeit besitzt. Abschließend sei noch erwähnt, daß die Gültigkeit des Elliott-Yafet-Mechanismus nicht auf zentrosymmetrische Kristalle beschränkt ist, sondern sehr wohl auch in nicht-zentrosymmetrischen Kristallen zur Spindephasierung durch Streuung an Deformationspotentialen [70] beitragen kann.



### 4.1.3 Dephasierung durch Spinpräzession

In nicht-zentrosymmetrischen Kristallen, wie z. B. Halbleitern mit Zinkblendestruktur, erfahren die Pseudospin-Zustände der Elektronen selbst ohne ein externes Magnetfeld eine energetische Aufspaltung für  $\mathbf{k} \neq 0$  aufgrund fehlender Inversionssymmetrie. Im Aufenthaltsbereich der sich bewegenden Elektronen erfahren diese ein internes Magnetfeld bedingt durch die relativistische Transformation interner elektrischer Kristallfelder.

Für direkte Halbleiter verschwinden die internen Magnetfelder im Falle von  $\mathbf{k} = 0$ , da diese Magnetfelder die Kramers-Symmetriebedingung ( $\mathbf{B}(\mathbf{k}) = -\mathbf{B}(-\mathbf{k})$ ) erfüllen müssen. Die Richtung und Stärke der internen Magnetfelder hängt direkt von der Größe und der Richtung des Elektronimpulses ab und weist somit eine starke Variation mit  $\mathbf{k}$  auf. Die Spins der Elektronen vollführen in diesen inhomogenen Feldern Präzessionsbewegungen einhergehend mit Stoßprozessen.

Bildlich gesprochen verursachen die internen Magnetfelder eine Rotation des Spins um die momentane Feldrichtung. Aufgrund von Streuprozessen (Phononen, Verunreinigungen) fluktuiert allerdings die Feldrichtung ständig, so daß die Spinausrichtung ständig geändert wird. Im zeitlichen Mittel führt dies zum Verlust der ursprünglichen Spinausrichtung und somit zur Dephasierung. Die theoretische Beschreibung dieses Dephasierungsmechanismus, der als **D'yakonov-Perel-Mechanismus** bezeichnet wird, geht auf D'yakonov und Perel zurück, die die Dephasierung durch Spinpräzession in effektiven magnetischen Kristallfeldern für Volumenhalbleiter mit Zinkblendestruktur untersuchten [77]. Unter der Annahme thermalisierter, nicht-entarteter Elektronen erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{1}{\tau_s} = q\alpha^2 \frac{T^3}{\hbar^2 E_g} \tau_p. \quad (4.3)$$

Mit  $q$  geht eine dimensionslose Größe ein, die je nach Art des Streuprozesses (Verunreinigungen:  $q = 1.5$ , Phononen:  $q = 3$ ) unterschiedlich ist. Der Aufspaltungsparameter  $\alpha$  beschreibt die Aufspaltung des Leitungsbandes durch die internen magnetischen Kristallfelder und ist somit ein Maß für die Stärke der Kristallfelder im jeweiligen Material. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß im Gegensatz zum Elliott-Yafet-Mechanismus, bei dem es zu einer Änderung des Spins im Moment des Stoßes kommt, im Falle des D'yakonov-Perel-Mechanismus die Spinänderung zwischen den Stoßprozessen stattfindet. Übereinstimmend finden Ivchenko [78] und Bronold et al. [9], daß der D'yakonov-Perel-Mechanismus in einem angelegten Magnetfeld mit steigender Feldstärke zunehmend unterdrückt wird.

Die starke Temperaturabhängigkeit des Dephasierungsprozesses wird aus der dritten Potenz der Gittertemperatur  $T$  ersichtlich, die in Gleichung (4.3) eingeht. Der größte Unterschied zu den beiden anderen Dephasierungsmechanismen (siehe Gleichung (4.1) und Gleichung (4.2)) ist die Abhängigkeit der Spindephasierungszeit von der Impulsrelaxationszeit. Es gilt:  $1/\tau_s \propto \tau_p$ . Mit abnehmender Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$  wird die Spinrelaxationszeit  $\tau_s$  zunehmend länger. Folglich erwartet man bei Erhöhung der Gittertemperatur immer schneller auftretende Stoßprozesse, die wiederum zu einer immer längeren Lebensdauer der Spinkohärenz führen. Dieses Dephasierungsverhalten wurde bereits in mehreren experimentel-

len Untersuchungen wie z. B. Magnetresonanzmessungen [79], aber auch in Photolumineszenzuntersuchungen [10, 76] bestätigt und wird allgemein als Linienverschmälerung durch Bewegung, sog. “**motional narrowing**”, beschrieben. Für weitere Details siehe Abschnitt (4.3).

### 4.1.4 Verlust der Inversionssymmetrie und Spindephasierung

Ausschlaggebend für die Spindephasierung nach dem D’yakonov-Perel-Mechanismus ist das Vorhandensein eines inneren Magnetfeldes, das durch die relativistische Transformation elektrischer Kristallfelder im Bereich der Elektronen entsteht. Das Kristallfeld wiederum ist eine Folge des Verlustes der Inversionssymmetrie aufgrund der Zinkblende-Kristallstruktur. Es stellt sich an dieser Stelle die Frage, ob noch weitere Ursachen für den Verlust der Inversionssymmetrie existieren und ob diese auch zu internen Magnetfeldern und damit zu D’yakonov-Perel-Mechanismus-ähnlichen Dephasierungsprozessen führen können.

Wie bereits dargelegt, bedingt die Kristallstruktur von Halbleitern mit Zinkblende-Struktur (Punktgruppe  $T_d$ ) ein Kristallfeld. Der Blick in ein gängiges Gruppentheoriebuch [80] zeigt, daß die Inversion nicht in der Charaktertafel der Punktgruppe  $T_d$  auftritt. Folglich handelt es sich bei der Inversion nicht um eine irreduzible Darstellung der Punktgruppe  $T_d$  (siehe Abbildung (4.3)). Trotz fehlender Inversionssymmetrie gilt aber immer noch Kramers-Symmetrie  $\mathbf{B}(\mathbf{k}) = -\mathbf{B}(-\mathbf{k})$ , allerdings erfüllt der periodische Anteil der Bloch-Funktionen nicht länger die Bedingung  $u_{-\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\mathbf{k}}(-\mathbf{r})$ , so daß die zweifache Entartung in der Brillouin-Zone aufgehoben wird [81].

Diese Form des Verlustes der Inversionssymmetrie in Kristallen mit Zinkblende-Struktur, wird im Englischen als “**bulk inversion asymmetry**” bezeichnet und wurde zuerst von Dresselhaus [81] untersucht, weshalb sie auch als **Dresselhaus-Effekt** bezeichnet wird. Eine detaillierte Darstellung, inklusive einer störungstheoretischen Abschätzung der “bulk inversion asymmetry” für Quantentöpfe kann Referenz [66] entnommen werden.

Eine weitere Quelle für den Verlust der Inversionssymmetrie sind Zusammenstellungen unterschiedlicher Halbleiter oder externe elektrische Felder, auf die wir nun genauer eingehen wollen. Auch hier kann eine gruppentheoretische Betrachtung helfen, da bekannt ist, daß durch das Anlegen eines uniformen externen elektrischen Feldes an einen zentrosymmetrischen Kristall eine Symmetriebrechung auftritt. Geht man z. B. von einem Kristall mit der kubischen Punktgruppe  $O_h$  aus, so werden die unterschiedlichen Ionen durch ein elektrisches Feld in (001)-Richtung gegeneinander verschoben (siehe Abbildung (4.4)) und hierbei die Spiegelsymmetrie senkrecht zur Feldrichtung zerstört. Die Symmetrie des Kristallgitters wird von  $O_h$  auf die Punktgruppe  $C_{4v}$  erniedrigt. Allerdings spielt sich diese Symmetriebrechung auch auf Größenskalen ab, die länger sind als die Elementarzelle.

Eine weitere Möglichkeit, die Symmetrie zu beeinflussen, besteht darin, Kristalle mit linearen Dotierungsgradienten zu verwenden, da das lineare Kristallfeld dem angelegten Feld ähnlich ist. Solche strukturellen Symmetriebrechungen werden im Englischen als “**structural inversion asymmetry**” bezeichnet. Die theoretische Formulierung der Spinaufspaltung durch die “structural inversion asymmetry” wird als **Rashba-Effekt** [82, 83] bezeichnet und spielt vor allem bei der Spindephasierung in Halbleiter-Heterostrukturen [84, 85]

und speziell bei der Entwicklung zukünftiger Schaltelemente für Quantencomputer [86] eine bedeutende Rolle.

Die letzte Quelle für die Symmetriebrechung in Halbleitern, die erörtert werden soll, ist eher unüblicher Natur. Normalerweise ist man bestrebt, bei der Entwicklung von Halbleiter-Heterostrukturen Materialien mit möglichst identischer Gitterkonstante und ähnlicher Bandenergie zu verwenden, um die Ausbildung von Störstellen zu vermeiden und möglichst hochwertige Proben herzustellen. Das beste Beispiel hierfür sind GaAs/AlGaAs-Halbleiterstrukturen, in denen Al-Atome durch Ga-Atome substituiert werden. An den Übergangsstellen entstehen folglich zwei mögliche Bindungen, AlAs oder GaAs. Hierbei sind sowohl in den Barrieren als auch in den Quantentrögen immer As-Anionen vorhanden.

Unterscheiden sich aber die Bindungen an den Übergangsstellen, so kann dies sehr wohl zu einer Symmetriebrechung führen. Ein Beispiel hierfür sind Halbleiter-Heterostrukturen aus InAs/GaSb. Es können zwei mögliche Bindungen auftreten, InSb und GaAs, die jedoch nur an den Übergangsstellen existieren. In den Barrieren bzw. Quantentrögen kann man solche Bindungen nicht finden. Im Falle unterschiedlicher Bindungsarten an den Übergangsstellen ergibt sich eine Reduktion der Symmetrie, speziell der Inversionssymmetrie.

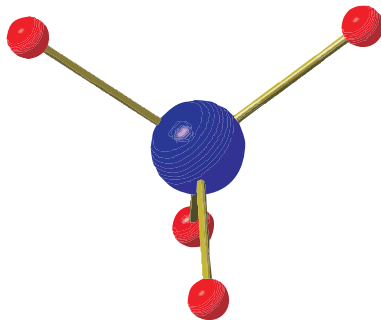


Abbildung 4.3: Die Inversion ist keine Symmetrioperation, die auf Kristalle mit Zinkblende-Struktur (Punktgruppe  $T_d$ ) angewendet werden kann. Die reduzierte Symmetrie führt zur Ausbildung von internen magnetischen Kristallfeldern, die Ursache des D'yakonov-Perel-Mechanismus sind.

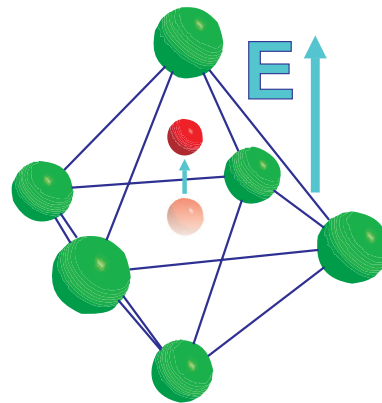


Abbildung 4.4: Durch ein angelegtes elektrisches Feld, welches die Ionen unterschiedlich auslenkt, wird die Symmetrie des zentrosymmetrischen Kristalls gebrochen. Die Inversion ist keine Symmetrioperation mehr. Die Spinaufspaltung durch elektrische Felder wird durch den Rashba-Effekt beschrieben.

Diese Form der Symmetriebrechung wird im Englischen als “**native interface asymmetry**” bezeichnet. Die Rolle dieses Effektes ist noch ungeklärt und muss weiter untersucht werden. Messungen an InAs/GaSb-Übergittern [87] zeigten, daß der Beitrag zur Spindephasierung durch “native interface asymmetry” um über eine Größenordnung höher ist als der Anteil durch “bulk inversion asymmetry”.

Unabhängig von der Ursache für die Symmetriebrechung in Volumenhalbleitern und Halbleiter-Heterostrukturen kann man feststellen, daß der Verlust der Inversionssymmetrie zu einer deutlichen Beeinflussung des Dephasierungsverhaltens führt. Aus diesem Grund ist zu

erwarten, daß unter dem Einfluß einer reduzierten Dimensionalität noch weitere Dephasierungsmechanismen auftreten können. Im folgenden soll auf aktuelle Forschungsergebnisse, die zumeist an niedrig-dimensionalen Halbleitern gewonnen wurden, eingegangen werden.

### 4.1.5 Weitere Spindephasierungsmechanismen

Neben den vorgestellten “klassischen” Dephasierungsprozessen, dem Bir-Aronov-Pikus-, Elliott-Yafet- und dem D’yakonov-Perel-Mechanismus, deren Formulierung schon seit einigen 10 Jahren bekannt ist, gibt es eine Vielzahl neuer theoretischer Ansätze zur Beschreibung der Spindephasierung. In diesem Abschnitt soll ein kurzer Überblick über den Stand der aktuellen Forschung zu Dephasierungsmechanismen in nicht-magnetischen Halbleitern gegeben werden. Hierbei fällt vor allem auf, daß neue Dephasierungsmechanismen, bzw. Erweiterungen der bekannten Mechanismen fast ausschließlich für niedrig-dimensionale Halbleiter entwickelt werden, da hier die auftretenden Wechselwirkungen durch die stärkere Lokalisierung zusätzlich verstärkt werden.

Wie erwähnt, entwickelten D’yakonov und Perel ihr Dephasierungsmodell für Volumenhalbleiter mit Zinkblende-Struktur, unter der Annahme, daß die internen Magnetfelder zu einer Spinpräzession führen. Eine entsprechende Erweiterung dieses Dephasierungsmechanismus von Volumenhalbleitern auf Quantentöpfe wurde von D’yakonov und Kachorovskii [88] formuliert. Ein weiteres Modelle zur Spindephasierung in Quantentöpfen unter dem Einfluß von motional narrowing bei Berücksichtigung der vollen elektronischen Bandstruktur wurde von Lau et al. [89] entwickelt.

Während für freie Elektronen in Volumenhalbleitern der D’yakonov-Perel-Mechanismus dominiert, gelangten Maialle et al. [90] zu dem Schluß, daß in Halbleiterquantentöpfen der Elektron-Loch-Austausch primär für die Spinrelaxation von Exzitonen verantwortlich sein muß. Der Exzitonspin unterliegt auch motional narrowing, verursacht durch die Wellenvektorabhängigkeit des Elektron-Loch-Austauschs einhergehend mit Impulsstreuung durch Phononen. Eine Erweiterung dieser Theorie geht auf die Beschreibung der Elektron-Spinrelaxation in gebundenen Exzitonen durch eine  $\mathbf{k}$ -abhängige Spin-Bahn-Aufspaltung des Leitungsbandes zurück und wurde von de Andrada e Silva et al. [91] formuliert. Extrem vereinfacht können beide Dephasierungsmechanismen [90, 91] als Spin-Flip-Dephasierungsprozesse betrachtet werden, bei denen der Spin des Exzitons als “Ganzes” geändert wird. Simultan mit dem Flip des Elektronspins wird auch der Lochspin geändert. Begünstigt werden diese Prozesse durch die starke  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit der Elektron-Loch-Wechselwirkung. Es bleibt die Frage, inwieweit die für III-V-Halbleiter gewonnenen Ergebnisse auf II-VI-Halbleiter übertragbar sind.

Die experimentellen Befunde von Kalt et al. [76, 92] zur Spinrelaxation in ZnSe/ZnMgSSe bestätigen die Ergebnisse von Maialle et al. insofern, als Kalt et al. mit steigender Temperatur einen graduellen Übergang von exzitonischer zu elektronischer Dephasierung feststellen. Auch Ohno et al. [93] finden in GaAs-Quantentöpfen im Bereich tiefer Temperaturen ( $T \leq 20$  K) ein Dephasierungsverhalten, das nur durch eine exzitonische Spindephasierung erklärt werden kann, während im Bereich höherer Temperaturen ( $T \geq 20$  K) kein zur damaligen Zeit bekanntes Modell die Ergebnisse erklären konnte. Eine weitere experimentelle Bestätigung für den simultanen Flip des Elektron- und Lochspins lieferten Amand et al. [94] im Rahmen der Untersuchung von Spinquantenschwebungen zwei-dimensionaler Exzitonen

in  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantentöpfen.

Wie in der Einleitung dieses Kapitels beschrieben, formulierten Weng und Wu [95] unter Berücksichtigung des D'yakonov-Perel-Mechanismus und an sich spinerhaltender Streuprozesse wie Elektron-Phonon-, Elektron-Verunreinigungs- und Elektron-Elektron-Streuung einen neuen Dephasierungsmechanismus, der neben dem D'yakonov-Perel-Prozess noch einen weiteren Anteil durch einen Vielteilcheneffekt berücksichtigt, der zu einer inhomogenen Verbreiterung führt. Dieser neue Dephasierungsmechanismus kann, wie Weng und Wu darlegen, experimentelle Ergebnisse von Malinowski et al. [96] an  $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantentöpfen scheinbar besser wiedergeben als Dephasierungsmodelle, die inhomogene Verbreiterungen ignorieren.

Unter Berücksichtigung des Elliott-Yafet- und D'yakonov-Perel-Mechanismus und eines weiteren Spin-Dephasierungsprozesses, der auf die Wellenvektorabhängigkeit des Leitungsband-g-Faktors zurückgeführt werden kann, konnten Bronold et al. [9] zeigen, daß der Elliott-Yafet-Mechanismus kaum zur Spindephasierung in n-dotierten Halbleitern beiträgt. Vielmehr ist die Spindephasierung durch das Zusammenspiel des D'yakonov-Perel-Prozesses und der Wellenvektorabhängigkeit des g-Faktors gegeben. Die  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des g-Faktors ist eine direkte Folge der elektronischen Bandstruktur, die dazu führt, daß Elektronen in unterschiedlichen Zuständen mit unterschiedlichen Frequenzen um ein angelegtes transversales Magnetfeld präzedieren und so ihre Spinkohärenz verlieren [97]. Aufgrund der starken Abhängigkeit von der elektronischen Bandstruktur sind die von Bronold et al. für GaAs-Volumenhalbleiter berechneten Ergebnisse nicht einfach auf andere Materialien, wie die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten II-VI-Halbleiter, übertragbar.

Durch den variablen g-Faktor wird ein weiterer magnetfeldabhängiger Relaxationskanal geschaffen, der vor allem im Bereich großer Feldstärken ( $B > 10$  T) dominiert und auch wie beim D'yakonov-Perel-Mechanismus zu einer Zunahme der Spinlebenszeit mit steigender Temperatur führt. Wie der Elliott-Yafet- und der D'yakonov-Perel-Mechanismus ist der variable g-Faktor-Mechanismus eine direkte Folge der Spin-Bahn-Kopplung und kann deshalb durch ein effektives Magnetfeld beschrieben werden. Seinen Namen verdankt dieser Mechanismus der Tatsache, daß er in anderen Messungen, wie z. B. Spinpräzessionsmessungen zu einem zusätzlichen Beitrag zur Zeeman-Aufspaltung führt, der durch einen effektiven g-Faktor beschrieben werden kann, analog zu dem effektiven g-Faktor, der zur Beschreibung der überhöhten Zeeman-Aufspaltung in magnetisch dotierten Halbleitern eingeführt wurde. Die vorgestellte Theorie konnte an Messungen von Kikkawa et al. [8] an n-dotierten GaAs-Volumenhalbleitern bestätigt werden.

Die obige Darstellung kann und soll nicht den Anspruch von Vollständigkeit haben, sondern vielmehr exemplarisch darstellen, daß das Gebiet der Spindynamik und der Spindephasierungsprozesse seit mehr als 50 Jahren untersucht wird und immer noch aktueller Forschungsgegenstand ist. Das Spindephasierungsverhalten in magnetischen Halbleitern dagegen wurde bisher kaum untersucht, gleichwohl die Materialien selbst bereits seit mehr als 30 Jahren Gegenstand der Forschung sind. Im folgenden werden die uns bekannten Modelle zur Beschreibung der Spindephasierung in magnetischen Halbleitern vorgestellt.

### 4.2 Spindephasierung in magnetischen Halbleitern

Durch das Einbringen von magnetischen Ionen in Halbleiter wurde eine neue Materialklasse, sog. magnetische Halbleiter geschaffen. Die Dotierung von Halbleitern mit paramagnetischen Ionen eröffnete ein faszinierendes neues Forschungsgebiet [98,99], da nun, wie bereits dargelegt, neue Materialien entwickelt werden können, bei denen sowohl die Kristall- und die Bandstruktur als auch das Magnetfeldverhalten präzise gesteuert werden kann. Aufgrund der starken Kopplung des Elektronen- und Lochspins an die lokalisierten Spins der magnetischen Ionen sind vollkommen neue Dephasierungsprozesse zu erwarten, die in ihrer Effizienz die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Dephasierungsmechanismen in nicht-magnetischen Halbleitern weit übersteigen können.

Prädestiniert für die Untersuchung der Spindynamik in magnetischen Halbleitern sind II-VI-Halbleiterverbindungen wie z. B.  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , da die  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen in diesen Verbindungen das zweiwertige Material (hier Cd) ersetzen. Die im Zusammenhang mit ferromagnetischen Halbleitern untersuchten III-V-Verbindungen dagegen sind problematisch zu betrachten, da die  $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung in diesen Halbleitern zu einer p-Dotierung führt, die neben den bekannten Dephasierungsmechanismen, wie dem Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus, auch weitere neue Relaxationskanäle öffnen könnte, die primär auf die hohe p-Dotierung aber nicht auf die Wechselwirkung mit magnetischen Ionen zurückgeführt werden müssten. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit nur das Spindephasierungsverhalten von II-VI-Halbleitern experimentell untersucht.

Durch die  $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung der Halbleitermaterialien kommt es zu einer starken Beeinflussung der Bandstruktur und zu Störungen des Kristallgitters, weiterhin findet eine starke Kopplung der Spins angeregter Ladungsträger an die dotierten magnetischen Ionen durch Hybridisierung statt. Diese Störungen können ursächlich sein für die Spindephasierung in magnetischen Halbleitern. Die direkt auf die optische Erzeugung der Spinkohärenz einsetzende Dephasierung wird in der Literatur durch die folgenden Prozesse beschrieben:

- Phononenassistierte Spin-Flip-Streuung [100–102],
- Elektron-Loch-Austausch [103, 104],
- Spin-Flip-Austauschprozesse mit magnetischen Ionen [11, 12, 105–110],
- Fluktuationen der Magnetisierung [111–116].

Jedoch ist diese Trennung eher willkürlicher Natur, zumal viele der beobachteten Effekte nur durch Kombination mehrerer Dephasierungsmechanismen beschrieben werden können. Auffällig ist auch im Fall der Spindephasierung magnetischer Halbleiter, daß primär niedrigdimensionale Halbleiter theoretisch und experimentell untersucht werden, obwohl eine allgemein gültige Beschreibung der Spindephasierung in magnetisch dotierten Volumenhalbleitern unserer Kenntnis nach noch nicht besteht. Die folgende Aufstellung gibt einen Überblick über die in der Literatur diskutierten Spindephasierungsmodelle für magnetische Halbleiter.

#### 4.2.1 Phononenassistierte Spin-Flip-Streuung

Eine theoretische Untersuchung der Dephasierung von optisch angeregten Leitungsbandelektronen mit hoher Überschussenergie in HgTe-Volumenhalbleitern mit  $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung

wurde von Krenn et al. [100,101] durchgeführt. Im Rahmen der genannten Veröffentlichungen wurden eine Vielzahl möglicher Dephasierungsprozesse, wie die Streuung an magnetischen Verunreinigungen, der D'yakonov-Perel-, der Elliott-Yafet-Mechanismus sowie die spinerhaltende und die Spin-Flip-Streuung durch Phononen, im Rahmen von Ratengleichungen untersucht. Ein wesentliches Ergebnis ist, daß die Streuung an Phononen der dominante Prozeß für den Kohärenzverlust bei Anregung weit über der Bandkante darstellt. Im energetischen Bereich der Bandkante allerdings gewinnt zunehmend die Spin-Flip-Streuung durch magnetische Ionen an Gewicht, während der Anteil durch den D'yakonov-Perel- und den Elliot-Yafet-Mechanismus vernachlässigbar ist.

Ein Problem stellt allerdings die Grundannahme der Anregung heißer Ladungsträger dar. Eine Übertragung der Ergebnisse von Krenn et al. auf Experimente, die resonant im 1s-hh-Exziton oder direkt an der Bandkante durchgeführt werden, ist nicht oder nur bedingt möglich, da die erzeugten Ladungsträger nur eine geringe Überschußenergie besitzen. Gleichwohl zeigen neuere Untersuchungen von Betz et al. [117], daß die Relaxation heißer Ladungsträger durch effiziente LO-Phononstreuung auch dann möglich ist, wenn Ladungsträger energetisch unterhalb der LO-Phononschwelle angeregt werden. Die Ursache hierfür ist in der starken Fröhlich-Kopplung der stark polaren II-VI-Verbindungen zu suchen. Dieser Relaxationskanal, der speziell in II-VI-Halbleitern eine große Rolle spielt, ist an sich spinerhaltend, jedoch kann z. B. wie in Abschnitt (4.1.5) gezeigt eine Wellenvektorabhängigkeit des Elektron-Loch-Austauschs einhergehend mit Impulsstreuung durch Phononen zu einer Spindephasierung führen.

Bei Anregung über der Bandkante scheint die Betrachtung von Krenn et al. ihre Gültigkeit zu besitzen, wie Messungen von Godlewski [118] nahelegen, der eine stufenförmige Abnahme der Photolumineszenz heißer Ladungsträger mit Vielfachen der LO-Phononenergie nachweisen konnte. Im Fall der resonanten Anregung an der Bandkante, bzw. im Bereich exzitonischer Anregungen dagegen ist die Anwendung der Theorie nach Krenn et al. trotz der hohen Effizienz der LO-Phononstreuung [117] fragwürdig, da die generierten Ladungsträger gar keine oder nur eine geringe Überschußenergie besitzen. Vielmehr werden im Fall der resonanten Anregung andere Dephasierungsmechanismen, bedingt durch die Dotierung mit magnetischen Ionen dominieren (siehe Abschnitt (4.2.3)).

Eine interessante Erweiterung zur Spindephasierung durch LO-Phononstreuung wurde von Chen et al. [102] beschrieben. In magnetischen Halbleitern erreicht die Zeeman-Aufspaltung aufgrund der sp-d-Austauschkopplung extrem große Werte, die in undotierten Halbleitern nur durch unrealistisch hohe Magnetfelder erzielt werden könnten. Chen et al. untersuchten den Fall eines ZnMnSe/CdSe-Übergitters, bei dem die Spinaufspaltung die Energie der LO-Phononen (ca. 32 meV) überstieg, mittels Spininjektions- und Photolumineszenzmessungen. Es werden mehrere mögliche Ursachen für die Spinrelaxation unter gleichzeitiger LO-Phononstreuung genannt.

Neben der direkten Wechselwirkung mit magnetischen Ionen, kommen auch Spin-Flip-Prozesse in Frage, die durch den langreichweitigen Exziton-Austausch unterstützt werden oder elastische Spin-Streuprozesse, die durch LO-Phononen assistiert zu einer energetischen Relaxation führen. Unabhängig vom genauen Ablauf der Spinrelaxation kann man feststellen, daß LO-Phononstreuung sehr wohl zu einer Spindephasierung führen kann, jedoch für die von uns durchgeführten Untersuchungen aufgrund der resonanten exzitonischen Anre-

gung nicht als dominanter Dephasierungsmechanismus in Frage kommt, da die angeregten Ladungsträger keine, oder eine nur sehr geringe Überschußenergie besitzen.

### 4.2.2 Elektron-Loch-Austausch

Die Dephasierung des Exzitonspins als “Ganzes”, also die gleichzeitige Spindephasierung von gebundenen Elektronen und Löchern aufgrund ihres Austauschs, scheint vor allem in niedrig-dimensionalen Halbleitern ein dominanter Prozeß zu sein. Dies zeigten schon die im Abschnitt (4.1.5) vorgestellten Untersuchungen von Maialle et al. [90] und de Andrada e Silva et al. [91] für nicht magnetisch dotierte Halbleiterquantentöpfe. Ursächlich hierfür ist der starke Einfluß der zusätzlichen Ortsquantisierung der Löcher in niedrig-dimensionalen Halbleitern, der zu einer Ausrichtung der Lochspins in Wachstumsrichtung der Halbleiter-Heterostrukturen führt [119]. Die Bedeutung des Elektron-Loch-Austauschs nimmt mit zunehmender Lokalisierung entsprechend zu und kann zu einer effizienten simultanen Streuung von Elektronen- und Lochspins führen, da der Austausch selbst eine starke  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit besitzt. In magnetisch dotierten Halbleitern wie z. B.  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  werden diese Effekte noch verstärkt, da diese Materialien starke Spin-Bahn-Effekte im Valenzband [68] aufweisen. Dies führt zu einer extrem schnellen Lochspindephasierung, die aufgrund des Elektron-Loch-Austauschs wiederum zu einer schnellen Elektron-Spindephasierung führen kann.

Bei der Untersuchung der Elektronen- und Lochspindephasierung in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentöpfen mittels zeitaufgelöster, polarisationssensitiver Photolumineszenz in Faraday-Geometrie konnten Freeman et al. [103, 104] eine extrem schnelle Lochspindephasierung, wie sie eben beschrieben wurde, feststellen. Weiterhin stellten Freeman et al. fest, daß die Spin-Flip-Streuratens in den untersuchten magnetischen Quantentöpfen scheinbar unabhängig von Spin-Spin-Streuprozessen der angeregten Ladungsträger mit den magnetischen Ionen sind. Dies führt die Autoren zu dem Schluß, daß die beobachtete schnelle Spinrelaxation eine Konsequenz der räumlichen Beschränkung und der verstärkten Elektron-Loch-Korrelation in den untersuchten zwei-dimensionalen magnetischen Halbleitern ist. Einen Einfluß der Mangan-Ionen auf die Dephasierungszeit schließen die Autoren jedoch aus.

An dieser Stelle muß man allerdings darauf hinweisen, daß bei Messungen an ähnlichen Probenstrukturen gegensätzliche Ergebnisse gefunden wurden. Bei einer Vielzahl mit  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen dotierter Halbleiter dominiert nach Aussagen der Autoren eindeutig die Dephasierung durch Streuung an magnetischen Ionen. Eine mögliche Ursache für die unterschiedlichen Ergebnisse kann die spezielle Probenstruktur der in den Referenzen [103, 104] untersuchten Proben sein. Es handelt sich um Proben vom Typ  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te}$  ( $x < y$ ), wobei die Schichten mit der niedrigeren Mangan-Dotierung die Quantentöpfe bildeten. Diese Probenstruktur hat starke Ähnlichkeit mit sog. digital magnetischen Heterostrukturen (die im folgenden Abschnitt untersucht werden), in denen ebenfalls eine von den  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen unabhängige Spindephasierung gefunden wurde.

### 4.2.3 Spin-Flip-Austauschprozesse mit magnetischen Ionen

Bevor wir im folgenden die Spindephasierung von Elektronen und Löchern durch Streuung an magnetischen Ionen betrachten, soll noch einmal der Einfluß der magnetischen Dotie-



rung auf den Halbleiter aufgegriffen werden. Die einfachste Form der Dotierung stellt, wie im Abschnitt (3) dargelegt, die homogene Dotierung von Halbleitern mit einer konstanten Konzentration magnetischer Ionen dar. Neben diesen **verdünnten magnetischen Halbleitern** kann man magnetische Schichtsysteme herstellen, bei denen während des Wachstums alternierend magnetisch dotierte und unmagnetische Schichten aufgebracht werden.

Bei der Herstellung dieser **digital magnetischen Heterostrukturen** können durch die Materialwahl Quantentopfstrukturen hergestellt werden, bei denen entweder die Barrieren oder die Quantentöpfe mit magnetischen Ionen dotiert sind. Dies gestattet eine gezielte Steuerung der magnetischen und elektronischen Umgebung, in der sich die lokalisierten Ladungsträger befinden. Weiterhin können die magnetisch dotierten Schichten extrem hohe  $\text{Mn}^{2+}$ -Konzentrationen aufweisen, was zu einer weiteren Erhöhung der g-Faktoren führen kann. So ist es nicht verwunderlich, daß die höchsten bisher berichteten g-Faktoren von  $g_{\text{eff}}=450$  in digital magnetischen Halbleitern [11] gefunden wurden.

Bei der Untersuchung der Spinwechselwirkung in digital magnetischen Heterostrukturen in Faraday-Geometrie konnten Crooker et al. [120, 121] ein ähnliches Spindephasierungsverhalten feststellen, wie es von Freeman et al. [103, 104] beschrieben wurde. Die Autoren berichten, daß die elektronische Spindephasierung scheinbar unabhängig vom direkten Spinaustausch durch Streuung mit den magnetischen Ionen sei. Vielmehr wird eine direkte Abhängigkeit der Dephasierung von der Stärke der Zeeman-Aufspaltung gefunden, die, wie bereits dargelegt, die Aufspaltung in homogen dotierten Halbleitern um ein Vielfaches übersteigt.

Wenig später durchgeführte Untersuchungen von Crooker et al. an digital magnetischen Heterostrukturen in Voigt-Geometrie führen allerdings zu einem gänzlich anderen Schluß [11]. Bei der Analyse der zeitaufgelösten Faraday-Rotation von digital magnetischen ZnCdSe/ZnSe-Halbleiterproben werden zwei unterschiedliche Spinlebensdauern für Elektronen und Löcher gefunden, die, wie die Autoren feststellen, sehr wohl eine starke Abhängigkeit von der magnetischen Umgebung aufweisen. So wird die extrem schnelle Lochspindephasierung dieser Proben direkt auf die verstärkte Streuung der Löcher, vermittelt durch magnetische Ionen zurückgeführt.

Eine Erklärung für dieses widersprüchliche Dephasierungsverhalten in scheinbar identischen Proben geben die Autoren leider nicht. Der einzige erkennbare Unterschied im experimentellen Aufbau ist der Wechsel der Meßgeometrie von der Faraday- zur Voigt-Geometrie, jedoch weisen vergleichbare Messungen in beiden Geometrien, durchgeführt an magnetischen Halbleiter-Quantentopfstrukturen [122, 123], keinen signifikanten Unterschied auf.

Unabhängig von den widersprüchlichen Aussagen zu den Spindephasierungsmechanismen, die in diesen Arbeiten getroffen werden, zeigen die experimentellen Ergebnisse jedoch, daß die magnetische Dotierung einen starken Einfluß auf die Dynamik angeregter Ladungsträger hat. Von besonderem Interesse sind in diesem Zusammenhang die Messungen in Voigt-Geometrie [11, 12], da in dieser Geometrie, wie erwähnt, Spinquantenschwebungen beobachtet werden können. Diese Spinquantenschwebungen sind, wie Crooker et al. darlegen, die direkte Analogie zu den in der Kernmagnetresonanz beobachteten oszillatorischen Signalen, die auf einen Anregepuls folgen.

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

In Abbildung (2.2) ist eine exemplarische Schwebungssignatur aus Referenz [11] zu sehen. Der exponentiell gedämpfte oszillatorische Anteil des Signals wird der Spinpräzession der Elektronen im Magnetfeld zugeschrieben, während der zusätzlich auftretende exponentielle Abfall den Löchern zugeschrieben wird. Die Lochspins präzedieren nicht, bedingt durch die zusätzliche Ortsquantisierung in den Quantentöpfen, da diese zu einer verschwindenden Zeeman-Aufspaltung der schweren Löcher führt [119].

Durch Auswertung zeitaufgelöster Spinpräzessionsmessungen von Halbleiterproben mit unterschiedlichen magnetischen Schichtdotierungen war es Crooker et al. [11] möglich, die Magnetfeld- und Dotierungsabhängigkeit der Spindephasierung in diesem Material zu analysieren. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können Abbildung (4.5) entnommen werden.

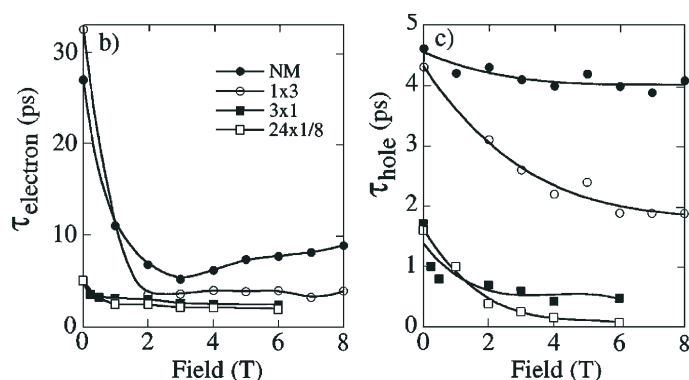


Abbildung 4.5: Durch Auswertung der zeitaufgelösten Spinpräzessionssignale können sowohl die Elektronen- als auch die Lochspindephasierungszeiten ermittelt werden. Neben der Magnetfeldabhängigkeit kann auch die Abhängigkeit von der magnetischen Dotierung der Proben untersucht werden. Aus Referenz [11].

Die in der Legende abgebildeten Kenngrößen geben die Anzahl der dotierten magnetischen Schichten und deren Stärke in Monolagen an. So kennzeichnet “NM” eine magnetisch undotierte Kontrollprobe, während “1x3” auf eine einzelne Dotierungsschicht mit drei Monolagen Stärke hindeutet. Die Angabe “3x1” beschreibt eine Probe mit drei Schichten mit einer Stärke von einer Monolage, während die letzte Probe die stärkste “Digitalisierung” mit 24 Schichten mit je 1/8-Monolagen beschreibt.

Bei starker “Digitalisierung” der Proben (24x1/8) ist nur eine schwache Magnetfeldabhängigkeit der Elektronen- und Lochspindephasierung feststellbar, während mit abnehmender Schichtungszahl eine immer stärkere Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld beobachtet werden kann. Generell kann man eine Abnahme der Dephasierungszeit sowohl für Elektronen als auch Löcher mit zunehmendem Magnetfeld feststellen. Die im Vergleich zu Elektronen kürzeren Lochdephasierungszeiten werden auf die quantenmechanische Beschränkung der Wellenfunktionen in niedrig-dimensionalen Halbleitern und eine effizientere Streuung an den  $Mn^{2+}$ -Ionen zurückgeführt.

Von besonderem Interesse ist die in Abbildung (4.5) dargestellte Abhängigkeit der elektronischen Spindephasierung vom angelegten Magnetfeld im Fall der nur gering dotierten Probe, bzw. der unmagnetischen Kontrollprobe. Es wird sofort erkennbar, daß diese Proben als einzige eine Zunahme der Spinlebensdauer mit dem Magnetfeld aufweisen. Dies ist ein erster Hinweis darauf, daß die Spindephasierung direkt von der magnetischen Dotierung abhängig ist. Ein weiteres Indiz für diesen Schluß stellt die stetige Abnahme der Lochdephasierungszeit mit zunehmender Digitalisierung der Schichten dar. Mit zunehmen-

der Schichtanzahl bildet sich, wie beschrieben, eine immer größere Zeeman-Aufspaltung aus, was auf eine zunehmende Kopplung der angeregten Ladungsträger an die  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen schließen lässt. Folglich kann man die gesteigerte Effizienz der Lochspindephasierung mit steigender Schichtung auf einen zunehmend steigenden Austausch der Lochspins mit den Mangan-Ionen zurückführen.

Eine theoretische Untersuchung der Spinkohärenz von Exzitonen auf Basis von Bloch-Gleichungen erlaubte es Linder und Sham [124], die von Crooker et al. [11] beschriebenen Signale inklusive der schnellen Lochspindephasierung zu beschreiben. Allerdings werden die zugrundeliegenden Dephasierungsmechanismen leider nicht explizit berücksichtigt, sondern alle Spindephasierungsterme durch phänomenologische Relaxationszeiten beschrieben.

Aufschluß über die widersprüchlichen Aussagen zu den Ursachen der Spindephasierung in digital magnetischen Halbleitern lieferten Camilleri et al. [106] durch die kritische Untersuchung anderer Quellen. Wie bereits erwähnt, führten Crooker et al. die beobachteten Spinlebensdauern identischer digital magnetischer Proben in unterschiedlichen Arbeiten auf unterschiedliche Mechanismen zurück (Vergleiche: Referenzen [120,121] mit [11,12]), ohne eine Erklärung dieses Widerspruchs abzugeben. Spätere Untersuchungen von Gaj et al. [108] an digital magnetischen CdTe-Halbleitern, bestehend aus nicht-magnetischen Quantentöpfen, die von magnetischen Barrieren umgeben sind, zeigen, daß diese Strukturen im Falle hoher  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionenkonzentrationen eine dramatische Zunahme der Zeeman-Aufspaltung aufweisen. Diese Zunahme der Zeeman-Aufspaltung übersteigt unter Umständen die Beiträge aus den magnetischen Barrieren.

Ursache hierfür ist die magnetische Durchdringung an den Übergängen zwischen den magnetischen und den nicht-magnetischen Schichten und die Tatsache, daß mit zunehmender Mangan-Konzentration eine Abnahme der Suszeptibilität eintritt, die auf die antiferromagnetische Kopplung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen untereinander zurückzuführen ist. Unter diesen Gesichtspunkten kommen Camilleri et al. [106] zu dem Schluß, daß die Ergebnisse von Crooker et al. aus den Referenzen [120,121] überdacht werden müssen, zumal auch von anderen Autoren eine starke Abhängigkeit der Spindephasierung von der Konzentration der magnetischen Ionen berichtet wurde.

So untersuchten z. B. Akimoto et al. [109, 110] die Spindephasierung von Elektronen und Löchern in in CdTe/ $\text{Cd}_{0.65}\text{Mn}_{0.35}\text{Te}$ -Quantentopfstrukturen durch zeitaufgelöste Detektion des zirkularen Dichroismus. Hierbei wurde eine stufenartige Abnahme der elektronischen Spinrelaxationszeiten mit zunehmender Dicke der Quantentöpfe gefunden, welche die Autoren auf den zunehmenden Überlapp der s-Orbitale der optisch angeregten Ladungsträger mit den d-Orbitalen der magnetischen Ionen erklären. In Gegensatz dazu wird berichtet, daß die Lochspindephasierung unabhängig von der Dicke der Quantentöpfe sei, was auf den Wettkampf zweier Mechanismen zurückgeführt wird. Einerseits werden die Lochspins durch die quantenmechanischen räumlichen Beschränkungen in der Wachstumsrichtung ausgerichtet, während andererseits der Einfluß der p-d-Wechselwirkung zu einer Spinrelaxation führen wird.

Es liegt nahe anzunehmen, daß der starke sp-d-Austausch in magnetisch dotierten Halbleitern eine sehr große Rolle für die beobachtete schnelle Spindephasierung spielt. Wie Bastard und Chang [105] im Rahmen ihrer theoretischen Untersuchungen zur Spindephasierung

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentopfstrukturen ausführen, spielen Dephasierungsmechanismen, die durch die Spin-Bahn-Kopplung bedingt sind, wie z. B. der Elliott-Yafet- und der D'yakonov-Perel-Mechanismus eine eher untergeordnete Rolle. Ursache hierfür sei die Tatsache, daß in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Verbindungen mit einer großen Bandlücke die Beiträge durch Beimischung von Valenzband- zu den Leitungsbandeigenzuständen viel zu gering seien, um eine derart effiziente Dephasierung erklären zu können.

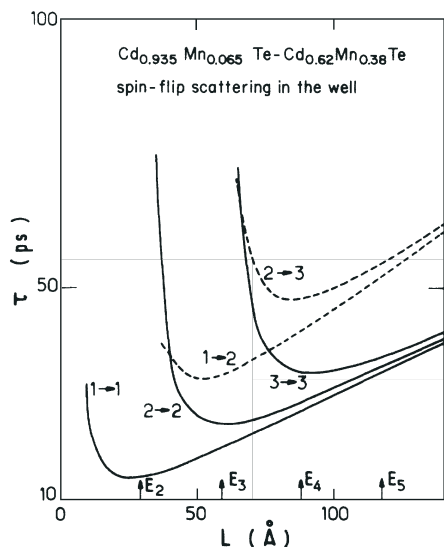


Abbildung 4.6: Die Abbildungen wurde aus Referenz [105] entnommen. Dargestellt ist die berechnete Dephasierungszeit bei Spin-Flip-Streuung in den Quantentöpfen gegen die Dicke der Quantentöpfe. Neben der Intra-Band-Streuung (durchgezogene Linie) ist auch die Inter-Band-Streuung dargestellt. Deutlich ist die Zunahme der Spinkohärenzzeit mit zunehmender Quantentopfdicke erkennbar.

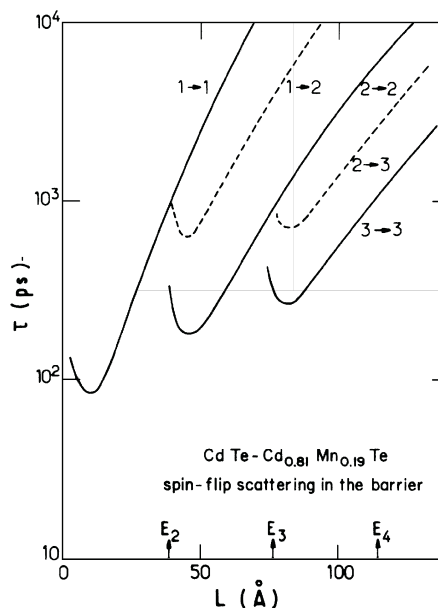


Abbildung 4.7: Dargestellt sind die berechneten Spindephasierungszeiten gegen die Dicke der Quantentröge. Die berechneten Spindephasierungszeiten für die Spin-Flip-Streuung in den Barrieren sind wesentlich länger als die Dephasierungszeiten für die Streuung in den Quantentöpfen. Dies ist eine direkte Folge der starken Lokalisierung.

Aus diesem Grund entwickelten Bastard und Chang ein Modell zur Beschreibung der Spinrelaxationszeiten von Leitungsbandelektronen in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentopfstrukturen, welches in zweiter Ordnung Störungstheorie nur Spin-Flip-Austauschprozesse zwischen den lokalisierten d-Elektronen der magnetischen Ionen und den freien s-Elektronen im Leitungsband berücksichtigt. Wie bereits dargelegt, wird es durch die magnetische Dotierung möglich, das "Umfeld" der Ladungsträger in den Quantentöpfen zu steuern. Bedingt durch Lokalisierungseffekte in Halbleiter-Heterostrukturen erwartet man entsprechend unterschiedliche Dephasierungszeiten, in Abhängigkeit davon, ob die magnetische Dotierung in den Quantentöpfen oder den Barrieren eingebracht wird. Weiterhin ist eine starke Abhängigkeit von der Dicke der Quantentöpfe und Barrieren und der Stärke der Dotierung mit magnetischen Ionen zu erwarten.

Der große Unterschied in den Dephasierungszeiten durch die Spin-Flip-Streuung in den Bar-

rieren (Abbildung (4.6)) und Quantentöpfen (Abbildung (4.7)) ist primär durch die starke Lokalisierung der Eigenzustände in den Quantentöpfen verursacht. Unter der Annahme unendlich hoher Barrieren kann ein einfacher Ausdruck für die Intraband-Spindephasierung abgeleitet werden:

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{35}{16} \frac{m_{tr} J^2}{L \hbar^3} C_{well}. \quad (4.4)$$

Hierbei geht mit  $m_{tr} = m_e + m_{hh}$  die effektive Exzitonmasse im Quantentrog ein, die als eine effektive "Transportmasse" betrachtet werden kann und somit die Bewegung des Exzitons im Trog beschreibt. Weiterhin geht mit  $J$  die Stärke der sp-d-Austauschkopplung ein, während  $L$  die Dicke der Quantentöpfe bezeichnet. Mit  $C_{well}$  geht die effektive Dotierung der magnetischen Ionen in einer Elementarzelle ( $C_{well} = 4x_{Mn}/a_0^3$ ) ein.

Die bereits erwähnte Abnahme der Suszeptibilität durch antiferromagnetische Kopplung benachbarter Spins mit steigender Dotierung (siehe Abschnitt (3.4.2)) beschreiben Bastard und Chang durch eine Modifikation der Größe  $C_{well}$ . Die Autoren führen eine modifizierte Größe ( $C'_{well} = 4x_{Mn}(1 - x_{Mn})^{12}/a_0^3$ ) ein, die der zunehmenden Clusterung der Mangan-Spins Rechnung tragen soll und verwenden diese für alle durchgeführten Berechnungen. Üblicherweise wird diese Modifikation genutzt, um die Magnetisierung im Bereich tiefer Temperaturen ( $T < 2K$ ) zu beschreiben, da hier neben der Wechselwirkung nächster Nachbarn zunehmend der Einfluß noch weiter entfernter Mangan-Ionen eine Rolle spielt [125, 126]. Wird die langreichweitige Wechselwirkung berücksichtigt, so wird die Berechnung der Magnetisierung zunehmend kompliziert, so daß nur die Anzahl der isolierten  $Mn^{2+}$ -Ionen  $N_s$  durch den Term  $N_s = N_0 x_{Mn} (1 - x_{Mn})^n$  leicht abzuschätzen ist. Hierbei ist  $N$  die Anzahl aller Kationen,  $x_{Mn}$  die Mangan-Konzentration und  $n$  die Anzahl der an der Wechselwirkung beteiligten Kationen.

Durch diese Wahl der modifizierten Funktion  $c_{well}$  stellen Bastard et al. sicher, daß nur lokalisierte Spins, die keinerlei Wechselwirkung mit nächsten Nachbarn haben, den Spin von Leitungsbandelektronen beeinflussen können. Dies ist, wie die Autoren feststellen, eine eher konservative Annahme, zumal sie nur für sehr niedrige Temperaturen Gültigkeit besitzt [17]. Weiterhin ist bekannt, daß die maximale Dotierung ohne anti-ferromagnetische Clusterung im Bereich von ca. 16-19% liegt [17], die modifizierte Funktion weist allerdings ihr Maximum bei einer geringeren Konzentration auf. Die zu erwartende Effizienz der Streuung wird folglich im allgemeinen höher sein, da wesentlich mehr isolierte Spins vorliegen werden.

Ein weiteres wichtiges Ergebnis kann Gleichung (4.4) entnommen werden. Mit zunehmender Dicke  $L$  der Quantentröge wird die Spinlebensdauer zunehmend länger. Dies kann so verstanden werden, daß mit zunehmender Dicke die Lokalisierung zunehmend aufgehoben wird, was nach Bastard und Chang zu einer Abnahme der Spin-Flip-Streuung an den magnetischen Ionen führen soll. Dementsprechend können die unterschiedlichen Dephasierungszeiten für die Spin-Flip-Streuung in den Barrieren (Abbildung (4.6)) und Quantentöpfen (Abbildung (4.7)) ebenfalls durch die unterschiedlich starke Lokalisierung der Quantentopfenzustände in den Quantentöpfen und in den Barrieren beschrieben werden.

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

Unabhängig von den beschriebenen Problemen bei der Berücksichtigung der anti-ferromagnetischen Kopplung der Spins und einer fehlenden Betrachtung der Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit stellt die Arbeit von Bastard und Chang die erste uns bekannte, fundierte theoretische Untersuchung der Spindephasierung in magnetisch dotierten Halbleiter-Heterostrukturen dar. Die experimentelle Bestätigung der von Bastard und Chang entwickelten theoretischen Beschreibung der Spindephasierung gelang Camilleri et al. [106] bei der Untersuchung einer Vielzahl unterschiedlicher  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentopfstrukturen mit unterschiedlichsten magnetischen und Ladungsträgerdotierungen.

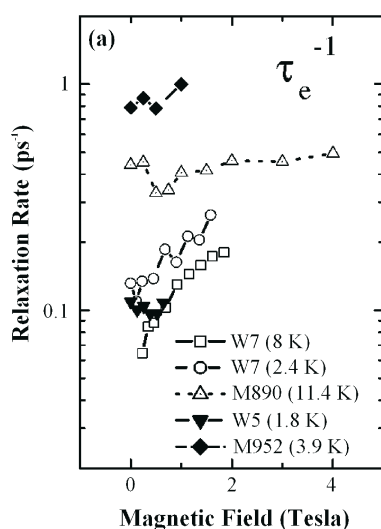


Abbildung 4.8: Die Abbildung nach Referenz [106] stellt die für eine Vielzahl unterschiedlicher magnetischer Quantentopfstrukturen bestimmten Elektronenrelaxationsraten gegen das angelegte Magnetfeld dar.

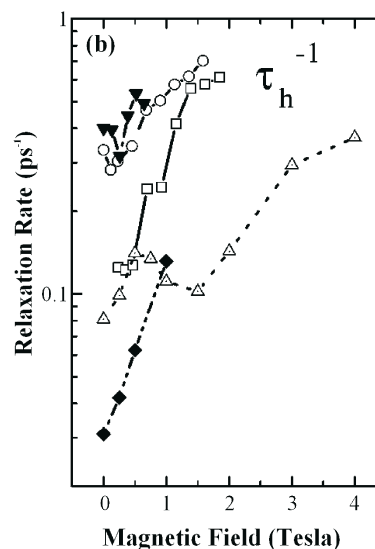


Abbildung 4.9: Die Lochrelaxationsraten nach Referenz [106] weisen eine wesentlich stärkere Magnetfeldabhängigkeit auf als die der Elektronen in Abbildung (4.8).

In Abbildung (4.8) sind die aus den Messungen extrahierten Elektron-Relaxationsraten in Abhängigkeit vom angelegten Magnetfeld wiedergegeben. Auch hier wird eine starke Abnahme der Spinlebensdauer mit zunehmendem Magnetfeld gefunden, wie sie schon von Crooker et al. [11] berichtet wurde. Weiterhin ist eine besonders starke Abhängigkeit der Lochspindephasierung in Abhängigkeit vom Magnetfeld zu sehen (siehe Abbildung (4.9)), die möglicherweise durch ein Mischen von Leicht- und Schwerlochanteilen der Wellenfunktionen im starken Magnetfeld verursacht wird. Zunächst wollen wir die gemessenen Elektron-Spindephasierungszeiten genauer betrachten.

Die aus den Messungen ohne angelegtes Magnetfeld extrahierten Elektron-Spindephasierungszeiten können direkt mit den theoretischen Vorhersagen von Bastard und Chang [105] verglichen werden. In Abbildung (4.10) sind die gemessenen Relaxationsraten mit Kreuzen markiert, während die durchgezogene Linie die theoretische Beschreibung nach Bastard und Chang wiedergibt. Bis auf die Probe mit der höchsten  $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung passen alle Messungen zur Theorie. Der letzte Messpunkt bei ca.  $x = 2.6\%$ , der nicht zum Trend der Relaxationsraten paßt, wurde aus einer Messung an einer stark p-dotierten Probe ( $p=3.4 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$ )

extrahiert. Inwieweit dies eine “echte” Abweichung von der Theorie von Bastard und Chang darstellt oder aber die mögliche Manifestierung eines anderen Spindephasierungsprozesses ist, lassen Camilleri et al. offen. Weiterhin stellt sich die Frage, warum diese Ergebnisse nur für  $B = 0$  T mit den theoretischen Ergebnissen verglichen werden.

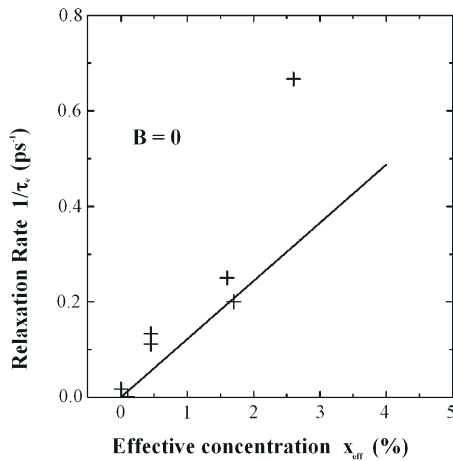


Abbildung 4.10: Die experimentell für  $B=0$  T bestimmten Dephasierungsraten (dargestellt durch Kreuze), weisen eine Abhängigkeit von der magnetischen Dotierung auf, die mit der von Bastard und Chang in Referenz [105] entwickelten Theorie für geringe Dotierungen beschrieben werden kann.

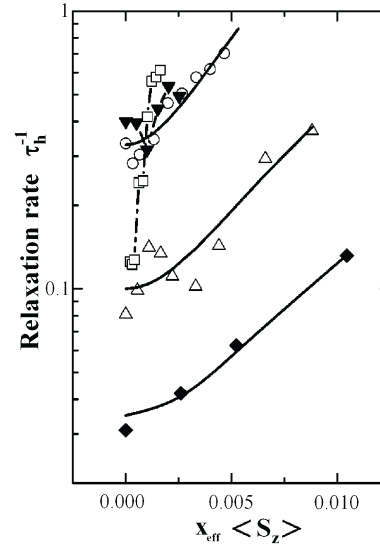


Abbildung 4.11: Die Lochspin-Relaxationsrate gegen  $M \propto (x_{Mn} \langle S_z \rangle)$  aufgetragen weist eine starke Magnetfeldabhängigkeit auf, deren genereller Verlauf unabhängig von der speziellen magnetischen bzw. elektrischen Dotierung ist. Die Abbildungen wurden Referenz [106] entnommen.

Ein weiteres interessantes Ergebnis kann der Arbeit von Camilleri et al. entnommen werden. In Abbildung (4.11) sind die Lochspin-Relaxationsraten unterschiedlicher Proben aufgetragen gegen  $(x_{Mn} \langle S_z \rangle)$ . Dieser Term ist, wie man Abschnitt (3.4) entnehmen kann, proportional zur Magnetisierung der Probe. Die durchgezogenen Linien in der Abbildung wurden mit  $\tau_h^{-1} = a(x_{Mn} \langle S_z \rangle)^2 + b \propto M^2$  angepaßt. Diese Relation ( $\tau_h^{-1} \propto M^2$ ) soll dabei unabhängig von der speziellen elektrischen Dotierung des Materials (p- oder n-Typ) sein, da der generelle Verlauf der Relaxationszeit erhalten bleibt. Die Autoren erklären dieses Verhalten durch Beiträge von Leicht- und Schwerloch, die durch ein in der Ebene der Quantentröge angelegtes Magnetfeld vermischt werden (siehe auch Referenz [12]). Diese Vermischung soll auch zu der im Vergleich zu den Elektronen wesentlich stärkeren Abhängigkeit der Lochspindephasierung vom angelegten Magnetfeld, wie in Abbildung (4.9) dargestellt, führen.

Generell kann man feststellen, daß die von Camilleri et al. experimentell bestimmten Dephasierungszeiten im Bereich einiger Pikosekunden liegen, ähnlich unseren experimentellen Befunden (siehe Kapitel (7)). Wie die Autoren selbst darlegen, war die geringe Anzahl an verfügbaren Probenstrukturen der limitierende Faktor, weshalb eine eindeutige Klärung des Ursprungs der starken Abhängigkeit der Lochdephasierung vom Magnetfeld nicht möglich war. Eine einfache Übertragung der von Bastard und Chang entwickelten theoretischen Beschreibung auf Volumenhalbleiter scheint fragwürdig, da man nach Gleichung (4.4) mit zunehmender Übergitterperiode eine stetige Zunahme der Spinlebensdauer erwarten würde,

die nicht zu unseren experimentellen Ergebnissen paßt.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß die Dotierung von Halbleitern zu einem neuen Relaxationskanal führt, der durch Spin-Flip-Streuung zu einer effizienten Dephasierung der Elektron- und Lochkohärenz führen kann. Während das von Bastard und Chang entwickelte Modell für zwei-dimensionale Halbleiter [105] seine Gültigkeit besitzt, wie experimentelle Ergebnisse von Camilleri et al. [106] aufzeigen, gibt es noch keine adäquate Beschreibung der Spindephasierung in Volumenmaterialien. Bei der Dotierung von Halbleitern mit magnetischen Ionen ergeben sich immer geringe Abweichungen, die im angelegten Feld zu räumlichen Fluktuationen der Magnetisierung führen können. Im folgenden Abschnitt soll der Einfluß von fluktuierenden Potentialen bzw. fluktuierenden Magnetisierungen auf die Spindephasierung untersucht werden.

### 4.2.4 Fluktuationen der Magnetisierung

Daß räumliche Fluktuationen die Lebensdauer angeregter Zustände stark beeinflussen können, wird schnell am Beispiel eines Gasvolumens erkennbar, welches z. B. optisch angeregt wird. Die beobachteten Linienbreiten der angeregten Emissionen weisen eine Verbreiterung auf, die unter anderem abhängig von der Dichte des Gasvolumens ist. Sind z. B. Zerfalls- bzw. Rekombinationsprozesse involviert, so tragen alle Teilchen im Volumen gleich zu der Emission bei, die beobachtete homogene Verbreiterung führt zu einem exponentiellen Abklingen des angeregten Zustandes. Die Emissionslinie kann in diesem Fall durch eine Lorentz-Kurve beschrieben werden. Eine Gauß-Kurve dagegen wird durch räumliche Inhomogenitäten verursacht, bei denen unterschiedliche Beiträge, z. B. durch Dopperverschiebungen, eingehen. Diese Form der inhomogenen Verbreiterung ist stark von der räumlichen Verteilung der Fluktuationen abhängig.

Spinquantenschwebungen in Halbleitern sind wie wir bereits festgestellt haben das zeitaufgelöste Analogon zu dem in Gasvolumina beobachteten Hanle-Effekt (siehe Kapitel (2)). Insofern verwundert es nicht, daß ebenso im Festkörper Quellen für homogene und inhomogene Verbreiterungen auftreten können. Beispiele hierfür sind z. B. Fehler im Kristallgitter der Materialien, Fluktuationen der Dotierungen oder im Fall von Quantentopfstrukturen Variationen der Schichtdicken der Barrieren und der Quantentöpfe. Erste Untersuchung zum Einfluß solcher Fluktuationen auf die Spinlebensdauern in Halbleitern können z. B. den Referenzen [127, 128] entnommen werden.

Eine experimentelle Untersuchung der Spindephasierung von lokalisierten und delokalisierten Exzitonen in Quantentopfstrukturen wurde von Hellmann et al. [111] durchgeführt. In idealen Quantentopfstrukturen sind die Exzitonen in Wachstumsrichtung lokalisiert und senkrecht dazu ausgedehnt. Durch Fluktuationen beim Wachstum der Barrieren kommt es zu lokal variierenden Fluktuationen der Exzitonenergie, die so Hellman et al. zu einer Lokalisierung in der Ebene der Quantentöpfe und einer inhomogenen Verbreiterung führen. Die Lokalisierung wiederum führt zu einer Beeinflussung der Wechselwirkung zwischen dem Exziton und seiner Umgebung durch die räumliche Beschränkung. Dies wiederum legt den Verdacht nahe, daß die Dephasierungszeiten für lokalisierte und delokalisierte Exzitonen unterschiedlich sind.



In der Tat konnte mittels Vier-Wellen-Misch-Experimenten [129] nachgewiesen werden, daß lokalisierte Exzitonen langsamer dephasieren als delokalisierte und daß im lokalisierten Regime mit zunehmender Energie die exzitonische Dephasierung ebenfalls zunimmt. Im Rahmen ihrer Untersuchungen konnten Hellman et al. nachweisen, daß die Dephasierungsrate delocalisierter Exzitonen unter dem Einfluß von Fluktuationen z. B. durch Schwankungen in der Barrierendicke abnimmt und eine Energieerhöhung in diesem Fall zu einer Abnahme der Dephasierungsrate führt.

Obwohl die bisher vorgestellten Ergebnisse an nicht-magnetischen Halbleiter-Heterostrukturen gewonnen wurden, kann man erwarten, daß durch die Dotierung mit magnetischen Ionen die Stärke der Fluktuationen gesteigert werden kann [130]. So stellen Semenov et al. [113] bei der Untersuchung der Spindephasierung von zwei-dimensionalen lokalisierten Löchern unter dem Einfluß eines fluktuierenden Potentials [112] fest, daß durch die  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des  $g$ -Faktors unter Einwirkung eines angelegten Magnetfeldes eine effiziente Dephasierung möglich ist. Die Autoren weisen ausdrücklich darauf hin, daß dieser Dephasierungsmechanismus in magnetisch dotierten Heterostrukturen signifikant durch die  $sp-d$ -Austauschkopplung verstärkt werden kann, da die beobachteten  $g$ -Faktoren hier eine starke Überhöhung aufweisen.

Entsprechend fanden Cundiff et al. [114] bei der Untersuchung der exzitonischen Spindephasierung in magnetisch dotierten II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen mittels Vier-Wellen-Mischen eine starke Abhängigkeit der Spindephasierung von den eingebrachten magnetischen Ionen. Ursächlich für die Spindephasierung, so Cundiff et al., ist die Ausrichtung der exzitonischen Spinkomponenten verursacht durch die Austauschwechselwirkung mit den im Lokalisierungsbereich des Exzitons befindlichen  $Mn^{2+}$ -Ionen und das Auftreten von Fluktuationen. Die Energie des Exzitons ist abhängig von der Orientierung der  $Mn^{2+}$ -Ionen, die Fluktuationen aufgrund von Wechselwirkungen der Mangan-Ionen untereinander, mit dem Gitter oder Ladungsträgern unterliegt. Dies führt letztlich zu Fluktuationen der Exzitonenergie, die wiederum zur Spindephasierung führt.

Bis auf diese eher phänomenologische Beschreibung der Spindephasierung geben die Autoren leider keine Hinweise, wie eine entsprechende theoretische Formulierung der Dephasierung durch Fluktuationen der Magnetisierung entwickelt werden könnte. Jedoch gehen Cundiff et al. davon aus, daß die Fluktuationen eher unkorreliert sind, da Clustereffekte der Mangan-Ionen erst bei höheren Konzentrationen auftreten sollten.

Die gefundene starke Abhängigkeit der Spindephasierung von der  $Mn^{2+}$ -Ionenkonzentration und die Unabhängigkeit von der Temperatur und der Anregungsdichte könnten allerdings auch durch andere bereits beschriebene Dephasierungsmechanismen verursacht worden sein, da auch bei diesen Messungen Proben mit einer digital magnetischen Dotierung zum Einsatz kamen. Hier könnten, ebenso wie bei den Messungen von Crooker et al. [120, 121], Durchdringungseffekte an den Übergängen zwischen magnetischen und nicht-magnetischen Schichten verantwortlich sein (siehe Referenz [106]). Weiterhin weist die Magnetisierung der Mangan-Ionen eine starke Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit auf, die durch die Brillouin-Funktion beschrieben werden kann. Sollten wirklich magnetische Fluktuationen der treibende Mechanismus der Spindephasierung sein, so würde man ebenfalls eine starke Temperaturabhängigkeit erwarten.

Mit den Untersuchungen an magnetischen Quantenpunkten [115, 116] wird, wie Bacher et al. [115] beschreiben, die Studie statistischer Fluktuationen auf Nanometerskalen möglich. Zugang zu diesen Fluktuationen erhält man durch Analyse der Linienbreite der Photolumineszenz von sog. Exziton-Magneto-Polaronen aus einzelnen Quantenpunkten. Bei einem Exziton-Magneto-Polaron handelt es sich um einen ferromagnetisch ausgerichteten Spin-komplex, der aus einem Exziton und einigen hundert korrelierten  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen-Spins besteht. In beiden genannten Veröffentlichungen finden die Autoren eine Abnahme der Halbwertsbreite der Photolumineszenzlinien mit zunehmendem angelegtem Magnetfeld, welche die Autoren auf starke thermodynamische Fluktuationen zurückführen. Unter Ausnutzung des Fluktuations-Dissipations-Theorems [131] gelingt es Dorozhkin et al. [116], die Anteile der Fluktuationen in Magnetfeldrichtung (longitudinale Fluktuationen) und senkrecht zum Magnetfeld (transversale Fluktuationen) zu berechnen.

In einfachen Worten führt das Auftreten von statistischen (thermischen) Fluktuationen der Ausrichtung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Spins im Lokalisierungsradius des Exzitons zu einer inhomogenen Verbreiterung der Linien der Exziton-Magneto-Polaron-Photolumineszenz. Inwieweit der beschriebene Dephasierungsmechanismus zu motional narrowing führen könnte, bleibt offen. Von besonderem Interesse ist die berechnete und experimentell überprüfte Magnetfeldabhängigkeit der Fluktuationen. So nehmen im Fall hoher Magnetfelder die longitudinalen Fluktuationen exponentiell ab, während die transversalen Fluktuationen mit  $1/B$  abnehmen. Allerdings werden Quantenfluktuationen nicht berücksichtigt, obwohl diese im Bereich tiefer Temperaturen zu einem nicht verschwindenden Beitrag in den transversalen Fluktuationen führen. Aus diesem Grund wird z. B. die Magnetisierung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen im Rahmen der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Brillouin-Funktion berechnet, die eine volle quantenmechanische Beschreibung des Spinsystem darstellt.

Der von Dorozhkin et al. verwendete Ansatz nutzt dagegen den Langevin-Formalismus, der im Fall tiefer Temperaturen, wenn quantenmechanische Fluktuationen eine zunehmende Rolle spielen, zu einer deutlichen Abweichung führt, die sich allerdings nur in den transversalen Fluktuationen bemerkbar macht. In longitudinaler Richtung führt das angelegte Magnetfeld im Bereich tiefer Temperaturen zu einer Ausrichtung des Spinsystems. Da der Langevin-Formalismus die Quantisierung der Spins vernachlässigt, führt diese Form der klassischen Behandlung des Spinsystems zur vollen Ausrichtung des Spinsystems in Magnetfeldrichtung. Nutzt man für die Beschreibung des Spinsystems allerdings die Brillouin-Funktion, die eine volle quantenmechanische Behandlung der Spinausrichtung im Magnetfeld darstellt, so treten immer (wenn auch geringe) Magnetisierungsfluktuationen senkrecht zum Magnetfeld auf, die im zeitlichen Mittel verschwinden. Die Trennung der Fluktuationen in Richtung des angelegten Magnetfeldes und senkrecht dazu geht auf die theoretische Beschreibung der Spindephasierung im Rahmen der Bloch-Gleichungen zurück und wird in einem der folgenden Abschnitte vorgestellt.

### 4.3 Linienverschmälerung durch Bewegung - “motional narrowing”

Bevor wir die theoretische Beschreibung der Spindephasierung genauer untersuchen, wollen wir zunächst den Einfluß von Fluktuationen der Magnetisierung auf die Spindephasierung am Beispiel der im Abschnitt (4.1.3) erwähnten Linienverschmälerung durch Bewegung genauer darlegen.

Ausgangspunkt unserer Betrachtungen sind, wie im Abschnitt (4.1.3) dargelegt, interne fluktuierende Magnetfelder, die aufgrund der relativistischen Transformation elektrischer Kristallfelder entstehen und einen starken Einfluß auf die Spindephasierung haben können. Wird ein Elektron (in Abbildung (4.12) rot dargestellt) mit einer definierten Spinausrichtung erzeugt, so wird es z. B. mit Verunreinigungen (blau dargestellt) aufgrund seiner thermischen Bewegung Stoßprozesse durchführen. Direkt nach seiner Erzeugung besitzt das Elektron eine wohl definierte Spinausrichtung, die sofort durch das interne Magnetfeld gestört wird, da der Spin instantan mit einer Präzession auf das Magnetfeld reagiert.

Bleibt dem Spin genug Zeit, dem internen Magnetfeld zu folgen, so wird er eine leichte Abweichung von seiner ursprünglichen Ausrichtung erfahren. Beim nächsten Stoß mit einer Verunreinigung ändert das Elektron seinen Impuls, so daß sich auch die Richtung des internen Magnetfeldes aufgrund der  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit ändert. Wiederum wird der Spin mit einer Präzession um das jetzt geänderte Magnetfeld reagieren und bis zum nächsten Stoß eine neue Ausrichtung einnehmen. In Abbildung (4.12) sind diese Streuprozesse stark übertrieben wiedergegeben, allerdings wird sofort ersichtlich, daß die ursprüngliche Spinausrichtung nach wenigen Stoßprozessen verloren geht. Ein Spin-Ensemble kann so innerhalb kurzer Zeit seine Kohärenz verlieren und dephasieren.

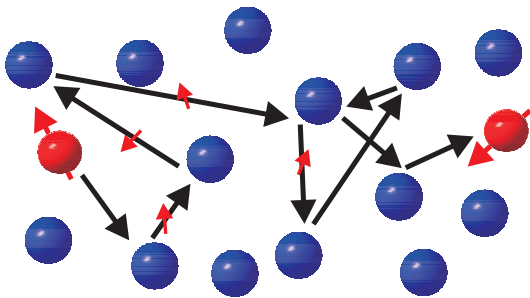


Abbildung 4.12: Ein sich langsam bewegendes Elektron vollführt Streuprozesse mit Verunreinigungen. Ist die Zeit zwischen zwei Stößen größer als die Präzessionsperiode, kann der Spin zwischen zwei Stoßprozessen auf die Störungen reagieren und sich neu ausrichten. Der Elektronspin dephasiert schnell, da er bei jedem Stoß einen Kohärenzverlust erfährt.

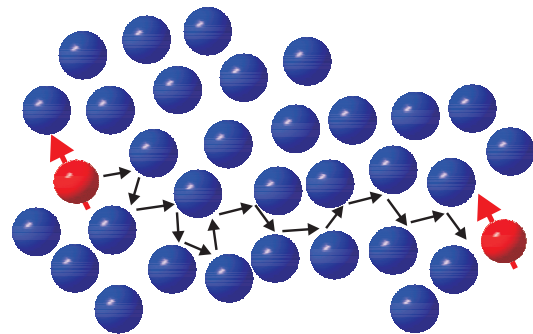


Abbildung 4.13: Bewegt sich das Elektron schnell, so vollführt es sehr viele Streuprozesse. Wird die Korrelationszeit zwischen zwei Stoßprozessen vergleichbar zur Umlaufzeit des präzedierenden Spins, kann der Spin nicht mehr auf das Feld mit einer Präzession reagieren. Der Spin vollführt bereits den nächsten Stoß, bevor er sich ausrichten kann, und bleibt erhalten.

Die Situation ändert sich allerdings stark, wenn die Zeit zwischen zwei Streuprozessen, Korrelationszeit genannt, in die Größenordnung der Umlaufzeit des präzedierenden Spins kommt. Diese Situation kann Abbildung (4.13) entnommen werden. Direkt nach seiner Erzeugung besitzt das Elektron einen wohldefinierten Spin, der mit einer Präzessionsbewegung auf das interne Feld reagieren will, jedoch findet bereits der nächste Streuprozess statt, bevor eine Neuausrichtung des Spins möglich wird. Je größer die thermische Geschwindigkeit, desto schneller bewegt sich das Elektron und umso schneller finden die Stoßprozesse statt, so daß die Korrelationszeit zunehmend kleiner als die Umlaufzeit des Spins wird.

Folglich bleibt die Spineinstellung trotz der Streuprozesse weitgehend erhalten, da der Spin

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

---

keine Chance hat, dem internen Magnetfeld zu folgen. Der Spin vollführt einen “random walk” infolge der Streuprozesse, jedoch haben sehr schnell auftretende Fluktuationen bzw. Streuprozesse im Mittel nur einen geringen Einfluß auf die Spinausrichtung. Die Spinausrichtung bleibt trotz gestiegener Anzahl von Streuprozessen pro Zeiteinheit erhalten. Motional narrowing ist ein Phänomen, das aus vielen Bereichen der Physik, Chemie und der Medizin [132] bekannt ist. In Kernresonanzmessungen z. B. tritt an die Stelle des internen Kristallmagnetfeldes eine anisotrope indirekte Spin-Spin-Wechselwirkung, die allerdings auch als ein effektives internes Magnetfeld interpretiert werden kann [133]. Werden Moleküle in Lösung gebracht, so können diese sich rasch bewegen und ihre Orientierung ändern, die Resonanzfrequenz jedes einzelnen Moleküls wird durch die anisotrope Spin-Spin-Wechselwirkung zeitabhängig, was auch hier zu einer Ausmittelung der Wechselwirkung führen kann. Da die Lebensdauer eines Zustandes mit seiner Linienbreite verknüpft ist [10, 133], führt diese erhöhte Lebensdauer durch motional narrowing zu einer schmäleren Resonanzlinie, was den Begriff der Linienverschmälerung durch Bewegung erklärt.

Es soll an dieser Stelle eine anschauliche Ableitung der Spinlebensdauer unter dem Einfluß von motional narrowing gegeben werden. Ausgangspunkt ist ein Spin, der in ein in z-Richtung angelegtes Magnetfeld eingebracht wird und hierauf mit einer Magnetisierung  $M$  reagiert. Vernachlässigt man Fluktuationen des Spins um die z-Achse aufgrund der Unschärfe, so entspricht die Projektion des Spins auf die z-Achse  $M_z$  in diesem Fall gerade dem Spin selbst. Durch eine Störung kann der Spin aus seiner ursprünglichen Lage gekippt werden, so daß sich die Projektion der Magnetisierung  $M'_z$  auf die z-Achse ändert. Die Stärke der Änderung hängt davon ab, wie groß der Winkel des Spins  $\Delta\phi$  zur ausgezeichneten Achse ist, und kann leicht berechnet werden, da gilt  $M' = M \cos(\Delta\phi)$ . Unter der Annahme kleiner Winkeländerungen kann nun entwickelt werden:

$$M' = M \cos(\Delta\phi) \approx M \left(1 - \frac{1}{2} \Delta\phi^2 \dots\right). \quad (4.5)$$

Die Entwicklung der Winkeländerung setzt voraus, daß die Bedingung  $\Delta\phi = \omega\tau_c \ll 1$  erfüllt ist. Im oben beschriebenen Bild bedeutet dies, daß die Korrelationszeit zwischen zwei Stößen viel kleiner sein muß, als die Umlaufzeit des Spins. Dies ist letztlich die Grundbedingung für das Auftreten von motional narrowing. Von besonderem Interesse ist hierbei die relative Änderung der Spinprojektion  $\Delta M/M$ , die durch die Störung verursacht wird:

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{M - M'}{M} = \frac{M}{M} \left(1 - \left(1 - \frac{1}{2} \Delta\phi^2 \dots\right)\right) \approx \frac{1}{2} \Delta\phi^2. \quad (4.6)$$

Die relative Änderung der Projektion der Magnetisierung ist somit durch das Quadrat der Winkeländerungen gegeben, ein Ergebnis, das aus der Untersuchung des “random walk” bekannt ist, bei dem man anstelle des Mittelwertes die Varianz des zurückgelegten Weges untersucht. Mit der Definition der sog.  $T_2$ -Zeit, die angibt, nach welcher Zeit der Spin eine Drehung um einen Radian erfahren hat, erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{\dot{M}}{M} \equiv \frac{1}{T_2} = \frac{\Delta}{\Delta\tau_c} \left( \frac{\Delta M}{M} \right) \approx \frac{\Delta}{\Delta\tau_c} \frac{1}{2} (\Delta\omega\tau_c)^2 = \Delta\omega^2\tau_c. \quad (4.7)$$

Gleichwohl die obige Formulierung  $\Delta/\Delta\tau_c$  und deren Interpretation als Differentialquotient im mathematischen Sinne nicht korrekt ist, erlaubt sie eine einfache Ableitung für die  $T_2$ -Spindephasierungszeit unter dem Einfluß von motional narrowing:

$$\frac{1}{T_2} = \Delta\omega^2\tau_c. \quad (4.8)$$

Auch hier erhalten wir wie bereits bei der Vorstellung des D'yakonov-Perel-Mechanismus (siehe Abschnitt (4.1.3)) die Aussage, daß mit zunehmend kürzeren Korrelationszeiten der Störungen zunehmend längere Spinlebensdauern zu erwarten sind. Im Vergleich von Gleichung (4.8) mit Gleichung (4.3) erkennt man, daß die Impulsstreuzeit gerade der Korrelationszeit der Störungen entspricht. Eine mathematisch korrekte Ableitung der Spinlebensdauern unter dem zusätzlichen Einfluß eines externen Magnetfeldes wollen wir im folgenden Abschnitt (4.5) geben.

#### 4.4 Bloch-Gleichungen

Es wurde bereits an mehreren Stellen darauf hingewiesen, daß die in Halbleitern beobachteten Spinquantenschwebungen nach optischer Pulsanregung die direkte Analogie zu den in Kernresonanzexperimenten (engl. nuclear magnetic resonance NMR) beobachteten oszillatorischen Signale nach ebenfalls gepulster Hochfrequenzanregung sind [11, 12, 79, 134]. Bringt man eine mit  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen dotierte Halbleiterprobe in ein Magnetfeld, so präzedieren die magnetischen Momente der angeregten Ladungsträger mit ihrer Lamor-Frequenz  $\omega_L$  um die Magnetfeldachse. Die rotierenden magnetischen Momente können mit Methoden der optischen Kurzzeitspektroskopie, wie der im Kapitel (2) beschriebenen zeitaufgelösten Faraday-Rotation, detektiert werden.

Bei der Untersuchung von Spinquantenschwebungen werden Elektronen bzw. Löcher angeregt, während in der NMR Kernbausteine untersucht werden. Trotz der unterschiedlichen angeregten Spezies ist beiden experimentellen Methoden gemein, daß durch eine Anregung ein magnetisches Moment präpariert wird, das in einem externen Magnetfeld präzediert und bedingt durch äußere Einflüsse dephasiert. Aufgrund der großen Ähnlichkeit beider Meßtechniken liegt es nahe, den sehr gut entwickelten Formelapparat der NMR [134–136] auf das Problem der Spinquantenschwebungen anzuwenden. Im folgenden wird in knappen Zügen die theoretische Beschreibung eines präzedierenden magnetischen Momentes in einem externen Magnetfeld und deren Anwendung auf das Problem der Spinquantenschwebungen vorgestellt.

In Kernresonanzexperimenten werden hauptsächlich zwei unterschiedliche Techniken eingesetzt, um die Kernbausteine, Protonen oder Neutronen, zum Präzedieren zu bringen. Bei der

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

---

gepulsten magnetischen Resonanz wird ein zeitlich kurzer Puls eines hochfrequenten Magnetfeldes eingestrahlt. Entspricht die eingestrahlte Frequenz gerade der Resonanzfrequenz der nuklearen magnetischen Momente, so kann das eingestrahlte Magnetfeld aus Sicht des rotierenden magnetischen Moments als Puls konstanter Magnetfeldstärke betrachtet werden. Dies wird sofort erkennbar, wenn man das angelegte Magnetfeld in das rotierende Koordinatensystem der magnetischen Momente transformiert. Durch Variation der Pulslänge kann so die Magnetisierung um jeden beliebigen Winkel gedreht werden. Bei der zweiten Methode der NMR-Messung wird die Probe einem starken konstanten Magnetfeld ausgesetzt und ein weiteres wesentlich schwächeres linear oszillierendes hochfrequentes Magnetfeld senkrecht zum anderen eingestrahlt. Durch das starke Magnetfeld wird die Präzessionsfrequenz vorgegeben, so daß durch Frequenzvariation des eingestrahlten Hochfrequenzfeldes die Resonanzkurve der magnetischen Momente erfaßt werden kann.

Wir betrachten ein System von  $N$  identischen Partikeln mit einem magnetischen Dipolmoment  $\boldsymbol{\mu}$  und einem Drehimpuls  $\hbar\mathbf{J}$ . Das externe Magnetfeld  $\mathbf{B}$  sei in Richtung der z-Achse angelegt. Es gilt folgende Relation zwischen dem magnetischen Moment des präzedierenden Partikels und seinem Drehimpuls:

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma\hbar\mathbf{J}, \quad (4.9)$$

wobei mit  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = \omega_L/B$  bezeichnet wird. Die zeitliche Variation des Drehimpulses ist durch das Drehmoment  $\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$  gegeben, welches durch das angelegte Magnetfeld verursacht wird:

$$\frac{d}{dt}\hbar\mathbf{J} = \frac{1}{\gamma}\frac{d}{dt}\boldsymbol{\mu} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}. \quad (4.10)$$

Summiert man über alle magnetischen Momente  $n$  im Einheitsvolumen, so erhält man die Magnetisierung  $\mathbf{M} = n\boldsymbol{\mu}$  und Gleichung (4.10) kann wie folgt umgeschrieben werden:

$$\dot{\mathbf{M}} = \gamma\mathbf{M} \times \mathbf{B}. \quad (4.11)$$

Die Lösung des Systems von Differentialgleichungen (4.11) für die drei Komponenten der Magnetisierung ist für den vorliegenden Fall trivial und kann z. B. Referenz [137] entnommen werden. Durch einmaliges Ableiten der x- bzw. y-Komponente von Gleichung (4.11) kann man das Gleichungssystem entkoppeln und erhält für die beiden Komponenten jeweils die Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators. Wie zu erwarten, beschreibt die Lösung die Bahnkurve eines mit der Frequenz  $\omega_L = \gamma B$  um die z-Achse präzedierenden Spins. Jedoch berücksichtigt Gleichung (4.11) keinerlei Relaxationsprozesse, so daß ein einmal angeregter Spin ohne Energieverlust endlos um die z-Achse präzedieren würde.

Sind die magnetischen Momente  $n\mu$  an ein energetisches Reservoir gekoppelt, so werden diese beim Anlegen des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  ihre magnetische Energie mit dem Reservoir austauschen und sich eine Boltzmann-Verteilung für die Energie einstellen [134]. Im Falle eines Festkörpers bedeutet dies, daß die Spins auf das angelegte Magnetfeld reagieren und ihre Energie mit dem Gitter austauschen. Da der Zustand mit der geringsten Energie die größte Besetzungswahrscheinlichkeit besitzt, ergibt sich so eine Überbesetzung einer Spinrichtung, so daß sich eine Magnetisierung einstellt. Eine weitere Magnetfelderhöhung würde zu einem zusätzlichen Energieeintrag führen; das zunächst nicht mehr im thermischen Gleichgewicht befindliche Spinsystem wird jedoch innerhalb einer Zeit  $T_1$  relaxieren bzw. thermalisieren und erneut eine Boltzmann-Verteilung einnehmen. Die soeben eingeführte Zeitkonstante  $T_1$  beschreibt, wie schnell der Energieaustausch zwischen dem Spinsystem und dem Gitter erfolgt, weshalb sie als **Spin-Gitter-Relaxationszeit** bezeichnet wird.

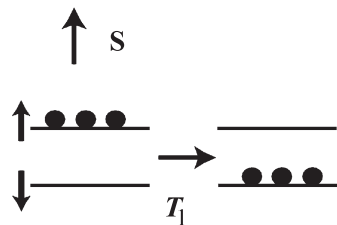


Abbildung 4.14: Die Relaxation einer Nichtgleichgewichtsverteilung von Spins unter Änderung der Energie geschieht mit der charakteristischen Spin-Gitter-Relaxationszeit  $T_1$ . Beide Abbildungen wurde Referenz [66] entnommen.

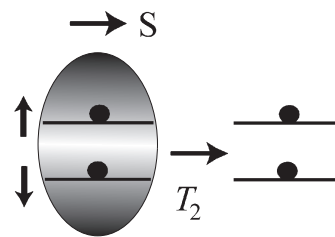


Abbildung 4.15: Die Phasenbeziehung zweier Zustände wird durch den schattierten Bereich dargestellt. Der Phasenverlust durch die Spin-Spin-Relaxationzeit  $T_2$  macht keine Energieänderung des Spinsystems notwendig.

Durch das Anlegen des Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  in z-Richtung kommt es zur Spinpräzession in der xy-Ebene. Betrachten wir eine wohldefinierte Magnetisierung  $M_x$ , so wird sich die Phasenbeziehung der Spins während der Präzessionsbewegung aufgrund von Fluktuationen ändern, so daß nach einem Umlauf der Spins um die Magnetfeldachse der Betrag der Magnetisierung  $M_x$  abgenommen hat. Eine Ursache für die Fluktuationen der Magnetisierung ist unter anderem die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Spins untereinander [137, 138], da diese Fluktuationen zu unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen führen, so daß manche Spins schneller oder langsamer als die anderen rotieren. Dieser Prozeß, durch den das Spinsystem seine Phasenbeziehung verliert besitzt ebenfalls eine charakteristische Zeitkonstante  $T_2$ , die **Spin-Spin-Relaxationszeit** genannt wird.

Die Spin-Gitter-Relaxation ist eine reine Energie-Relaxation, während die Spin-Spin-Relaxation als Entropie-Effekt verstanden werden kann, der primär zu einer Phasenänderung führt [138]. Dieser Sachverhalt ist schematisch in den Abbildungen (4.14, 4.15) dargestellt. So bedingt die  $T_1$ -Relaxationszeit eine Energieänderung des Spinsystems (siehe Abbildung (4.14)), während Relaxationsprozesse mit der  $T_2$ -Zeit energieerhaltend aber nicht phasenerhaltend sind. Die Phasenbeziehung der Spins ist in Abbildung (4.15) durch die schattierten Bereiche wiedergegeben. Da mit dem angelegten Magnetfeld die Energie in z-Richtung quan-

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

---

tisiert ist, sind Energieänderungen des Spinsystems auf diese Richtung beschränkt.

Um dieser Richtungsabhängigkeit Rechnung zu tragen, bezeichnet man die Spin-Gitter-Relaxation mit der charakteristischen Zeit  $T_1$  auch als **longitudinale Relaxation**, da diese die Komponenten der Magnetisierung in Magnetfeldrichtung beeinflusst. Im Gegensatz dazu bezeichnet man die Spin-Spin-Relaxation, die durch die  $T_2$ -Zeit beschrieben wird, auch als **transversale Relaxation**, da diese die Dephasierung der Komponenten der Magnetisierung senkrecht zum Magnetfeld beschreibt. Hierbei werden allgemein die x- und die y-Komponente der transversalen Relaxationszeiten als identisch angenommen, da das System durch das angelegte Magnetfeld Rotationssymmetrie bezüglich der z-Achse besitzt.

Unter der Annahme, daß die longitudinalen und transversalen Komponenten der Magnetisierung exponentiell mit den charakteristischen Zeiten  $T_1$  und  $T_2$  in den Grundzustand relaxieren, kann man das Gleichungssystem (4.11) erweitern und erhält einen Satz von phänomenologischen Gleichungen, der neben der Spinpräzession auch Relaxationsprozesse berücksichtigt und als **Bloch-Gleichungen** [134, 135] bezeichnet wird:

$$\frac{d}{dt}M_x = \gamma (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2}, \quad (4.12)$$

$$\frac{d}{dt}M_y = \gamma (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2}, \quad (4.13)$$

$$\frac{d}{dt}M_z = \gamma (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}. \quad (4.14)$$

Als Beispiel für die universelle Einsetzbarkeit der Bloch-Gleichungen zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der Magnetisierung eines Spinsystems sind in den Abbildungen (4.16) und (4.17) die berechneten Transienten der optisch angeregten Elektronen eines magnetischen Halbleiters unter Vernachlässigung des Einflusses der Mangan-Ionen dargestellt. Durch die optische Anregung wird eine Magnetisierung in der -x-Richtung erzeugt (siehe Anhang (13.3)), die mit fortschreitender Zeit um die z-Achse präzediert und hierbei relaxiert. In Abbildung (4.16) ist die zeitabhängige Entwicklung der beiden Komponenten senkrecht zum Magnetfeld dargestellt, während in Abbildung (4.17) die beiden Komponenten gegeneinander mit der Zeit als Parameter aufgetragen sind.

Während die beiden Komponenten der Magnetisierung senkrecht zum Magnetfeld mit fortschreitender Zeit abnehmen, wächst hierbei die Komponenten der Magnetisierung in z-Richtung bedingt durch die Spinrelaxationsprozesse zunehmend an. Wir wollen im folgenden die physikalischen Ursachen der vorgestellten Relaxationsprozesse genauer untersuchen und verweisen für weitere Details zur Lösung der Bloch-Gleichungen unter Berücksichtigung der zeitlichen Entwicklung der Mangan-Spins auf den Anhang (13.4).



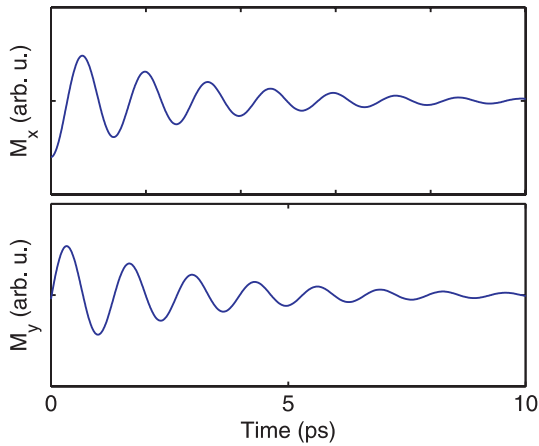


Abbildung 4.16: Mit den Bloch-Gleichungen berechnete zeitabhängige Entwicklung der x- und der y-Komponente der optisch induzierten Magnetisierung. Es wurde eine Mangan-Dotierung von  $x = 0,0073$ , ein Magnetfeld von  $B = 8 \text{ T}$  und eine Temperatur von  $T = 2 \text{ K}$  angenommen. Der Einfluß des intrinsischen g-Faktors wurde vernachlässigt, da er in diesem Temperaturbereich nur zu einer geringen Korrektur führt.

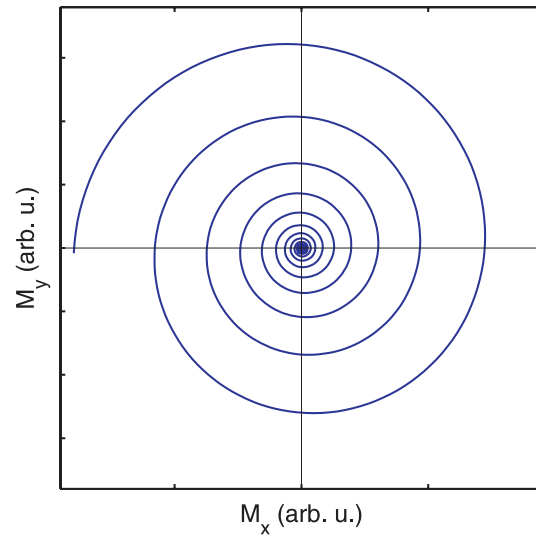


Abbildung 4.17: Trägt man die x- und die y-Komponente der Magnetisierung gegeneinander auf, so erhält man eine Darstellung der in der x/y-Ebene präzedierenden Spins. Aufgrund der Relaxationsprozesse nehmen die Amplituden der Magnetisierungskomponenten senkrecht zum Magnetfeld ab, so daß mit fortschreitender Zeit die Bahnkurve sich zunehmend dem Ursprung annähert.

## 4.5 Spinrelaxationszeiten

Wie bereits erwähnt sind Fluktuationen entscheidend für die Spindephasierung, da sowohl die longitudinale als auch die transversale Relaxation durch Fluktuationen im Magnetfeld verursacht werden. Eine mögliche Quelle dieser Fluktuationen ist unter anderem die thermische Bewegung, die dazu führt, daß beispielsweise ein Kernspin in einer Flüssigkeit während seiner Bewegung wechselnde magnetische Dipolfelder durch andere Kernspins erfährt, was zu lokalen Fluktuationen im externen Magnetfeld führt. Treten diese Fluktuationen in einem extern angelegten Magnetfeld auf, so werden die im äußeren Magnetfeld ausgerichteten Spins unterschiedlich auf die Fluktuationen reagieren.

Wirkt eine Störung  $\delta B_z$  in Richtung des angelegten Magnetfeldes (siehe Abbildung (4.18)), so führt dies zu einer Änderung der Winkelgeschwindigkeit der im externen Magnetfeld präzedierenden Spins. Da wir ein Spinensemble bestehend aus einer Vielzahl von Spins betrachten, verursacht eine solche Fluktuation in z-Richtung eine relative Phasenänderung der präzedierenden Spins untereinander. Diese longitudinalen Fluktuationen ändern nicht die Energie des Spinsystems, weshalb wir diese mit der im vorherigen Abschnitt vorgestellten transversalen Relaxationszeit (Spin-Spin-Relaxationszeit)  $T_2$  in Verbindung bringen können.

Transversale Fluktuationen  $\delta B_{x,y}$ , die in der Ebene senkrecht zum angelegten Magnetfeld wirken (siehe Abbildung (4.19)), verursachen ein, wenn auch geringes, magnetisches Moment und somit ein Drehmoment. Dieses Drehmoment wirkt auf die Spins und kann diese

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

zu Spin-Flips veranlassen. Würden wir nur einen einzelnen Spin betrachten, so würden wir beispielsweise unter dem Einfluß einer transversalen Störung einen Übergang von  $J = 1/2$  auf  $J = -1/2$  feststellen können. Da wir aber ein Ensemble von Spins betrachten, fällt die effektive Änderung der Spinausrichtung geringer aus, da nur ein geringer Prozentsatz geflippt wird. Für den Spin-Flip eines einzelnen Spins ist wieder das Verhältnis der Korrelationszeit zur Umlaufzeit des präzedierenden Spins entscheidend. Sind beide Zeiten gleich, ist ein Spin-Flip am wahrscheinlichsten. Die gleiche Argumentation wurde bei der Beschreibung der gepulsten NMR genutzt. Wird ein hochfrequenter Magnetfeldpuls eingestrahlt, der gerade der Präzessionsfrequenz entspricht, so kann dieser Übergänge zwischen unterschiedlichen Zuständen mit verschiedenen magnetischen Quantenzahlen verursachen. Diese Übergänge sind mit einer Änderung der Energie verknüpft, so daß wir die transversalen Fluktuationen als Ursache der longitudinalen Relaxationszeit (Spin-Gitter-Relaxationszeit)  $T_1$  identifizieren können.

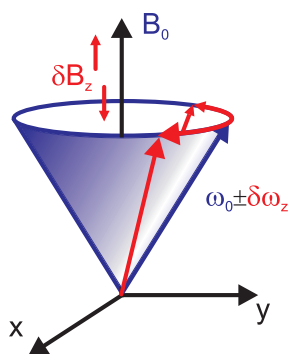


Abbildung 4.18: Fluktuationen  $\delta B_z$  in Magnetfeldrichtung ändern die Winkelgeschwindigkeit und somit die Präzessionsfrequenz. Das Spinenensemble dephasiert, da lokal unterschiedliche Fluktuationen zu unterschiedlichen Phasenänderungen führen. Diese Relaxation wird durch die transversale Relaxationszeit  $T_2'$  beschrieben.

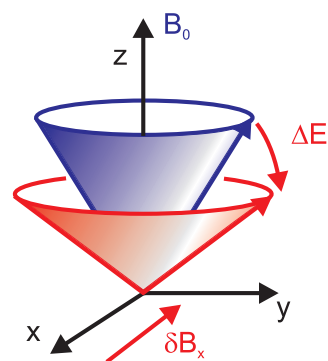


Abbildung 4.19: Fluktuationen  $\delta B_{x,y}$  in der Präzessionsebene, senkrecht zum angelegten Magnetfeld verursachen einen Drehimpuls, der zum Spin-Flip führt und somit die Energie des Spinsystems beeinflusst. Die transversalen Fluktuationen sind die Ursache der longitudinalen Relaxationszeit  $T_1$ .

Zusammenfassend können wir also einen direkten Zusammenhang zwischen den, aufgrund phänomenologischer Betrachtungen in die Bloch-Gleichungen eingeführten Relaxationszeiten und den Komponenten der Magnetfeldfluktuationen feststellen. Die  $T_1$ -Relaxationszeit beschreibt die charakteristische Zeit, mit der die, durch die optische Anregung erzeugte Magnetisierung, aufgrund einer Vielzahl von Spin-Flips in Magnetfeldrichtung anwächst und sich dem energetischen Grundzustand des Spinsystems annähert. Die Relaxationszeit  $T_2$  dagegen ist ein Maß für die charakteristische Zeit, in der die transversale Komponente der Magnetisierung abnimmt. Ursächlich für diese Abnahme sind zwei unterschiedliche Beiträge. Zum einen kommt es, wie eben dargelegt, durch Spin-Flips zu einer Zunahme der longitudinalen Komponente der Magnetisierung einhergehend mit einer entsprechenden Abnahme der transversalen Komponente der Magnetisierung, so daß die  $T_1$ -Zeit bei der Berechnung der transversalen Relaxationszeit berücksichtigt werden muß. Ein weiterer Beitrag zur transversalen Relaxationszeit  $T_2$  kommt durch die Phasenänderungen des Spinsystems zustande, die durch unterschiedliche Präzessionsfrequenzen aufgrund der longitudi-

nen Fluktuationen verursacht und durch die sog.  $T_2'$  beschrieben werden (siehe Gleichung (4.16)).

Abhängig vom untersuchten Spinsystem, können mehrere unterschiedliche physikalische Prozesse zu den Fluktuationen beitragen. Im Fall von NMR-Untersuchungen an Molekülen spielen beispielsweise magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkungen eine entscheidende Rolle. Neben Kern-Kern- und Kern-Elektron-Wechselwirkung treten aber noch andere Prozesse auf, wie z. B. die Spinrotation und die Quadrupol-Relaxation, die ebenfalls zur Ausbildung von Magnetfeldfluktuationen führen können. Abhängig von der jeweiligen Wechselwirkung ergeben sich unterschiedliche Formulierungen für die  $T_1$ - und die  $T_2$ -Relaxationszeiten, die z. B. Referenz [138] entnommen werden können. In magnetisch dotierten Halbleitern sind unter anderem Abweichungen in der Dotierung und Defekte im Kristallgitter Quellen von räumlichen Fluktuationen. Den weitaus stärksten Einfluß auf die Spindephasierung haben allerdings die thermisch bedingten räumlichen und zeitlichen Fluktuationen der Magnetisierung.

Die theoretische Beschreibung eines dephasierenden Spinsystems mit den Bloch-Gleichungen machte es wie beschrieben notwendig, zwei charakteristische Relaxationszeiten zu berücksichtigen, welche die exponentielle Abnahme der longitudinalen und der transversalen Komponente der Magnetisierung beschreiben. Im weiteren konnten wir zeigen, daß die longitudinalen und die transversalen Komponenten der Magnetfeldfluktuationen  $\delta B_i(t)$  (mit  $i = x, y, z$ ) der physikalische Ursprung dieser Abnahme sind. Hierbei wird vorausgesetzt, daß die Komponenten der Fluktuationen isotrop sind und die zeitliche Variation der Fluktuationen durch die Korrelationsfunktion  $K(t, t + \tau)$  beschrieben werden kann:

$$K(t, t + \tau) = \overline{\delta B_i(t)\delta B_i(t + \tau)} = \overline{\delta B_i^2} \exp(-|\tau|/\tau_c). \quad (4.15)$$

Die Korrelationszeit  $\tau_c$  gibt den mittleren Zeitraum an, in dem ein Spin dem fluktuierenden Magnetfeld ausgesetzt ist. Im Falle von Molekülen ist dies die mittlere Stoßzeit bzw. bei rotierenden Bewegungen gerade die Zeit, die zu einer Drehung um einen Radian notwendig ist. Folgen mehrere Störungen aufeinander, so kann der Mittelwert dieser Störungen durchaus verschwinden, die quadratische Abweichung allerdings wird immer einen Beitrag liefern. Unter der Annahme, daß die longitudinale und die transversale Komponente der Magnetisierung eines Spinsystems exponentiell abnimmt, war es möglich, die Bloch-Gleichungen zu formulieren. Unter der ebenso plausiblen Annahme, daß die Korrelation zweier Feldfluktuationen  $\delta B_i(t)$  und  $\delta B_i(t + \tau)$  einen exponentiellen Verlauf nimmt, konnte Slichter [139] einen Ausdruck für die Relaxationsrate  $1/T_2$  ableiten:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_1}. \quad (4.16)$$

Der erste Term  $1/T_2'$  ist eine Folge der Fluktuationen des angelegten Magnetfeldes und führt zu einer inhomogenen Verbreiterung der Resonanzlinien durch Dephasierung. Der zweite Term  $1/(2T_1)$  dagegen ist eine direkte Folge der Lebenszeit der Zustände und führt

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

---

zu einer homogenen Verbreiterung. Eine genauere Ableitung der Relaxationsraten unter der Annahme von Isotropie und einer exponentiellen Korrelationsfunktion kann Referenz [140] entnommen werden:

$$\frac{1}{T_1} = \gamma^2 \left( \overline{\delta B_x^2} + \overline{\delta B_y^2} \right) \frac{\tau_c}{1 + \omega_L^2 \tau_c^2}, \quad (4.17)$$

$$\frac{1}{T_2} = \gamma^2 \left[ \overline{\delta B_z^2} \tau_c + \frac{1}{2} \left( \overline{\delta B_x^2} + \overline{\delta B_y^2} \right) \frac{\tau_c}{1 + \omega_L^2 \tau_c^2} \right]. \quad (4.18)$$

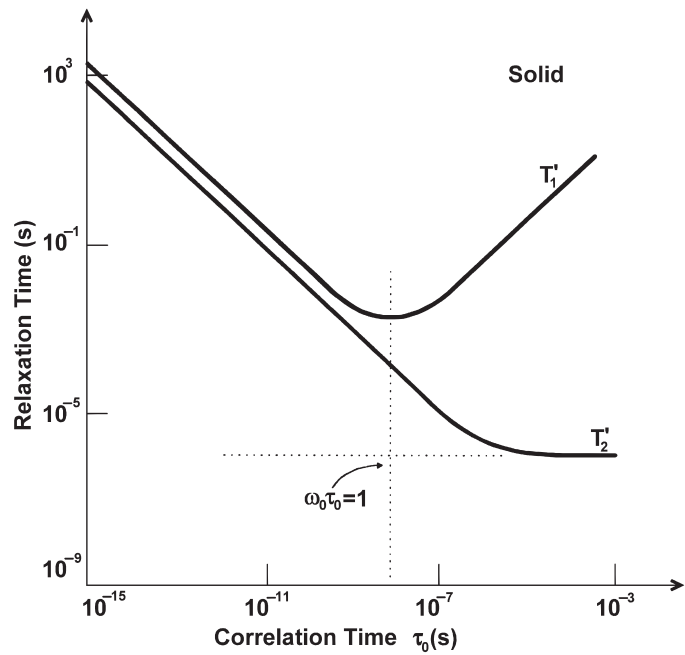
Hierbei sind  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = \omega_L/B$ ,  $\tau_c$  die Korrelationszeit der Störung und  $\delta B_i$  (mit  $i=x,y,z$ ) die entsprechende Komponente der Magnetfeldfluktuation. Der erste Term in Gleichung (4.18) entspricht dem in Abschnitt (4.3) abgeleiteten Ausdruck (siehe Gleichung (4.8)) für die Spindephasierungsrate unter dem Einfluß von motional narrowing, da  $\gamma^2 \delta B^2 = \Delta\omega^2$  ist. Wie erwähnt tritt motional narrowing nur dann auf, wenn die Fluktuationen so schnell auf den Spin einwirken, daß dieser nur schwach reagieren kann, also genau dann, wenn die Korrelationszeit viel kleiner ist als der reziproke Wert der Larmor-Frequenz:  $1/\Delta\omega \gg \tau_c$ . Dies führt zur Forderung, daß die Bedingung  $\omega_L \tau_c \ll 1$  erfüllt sein muß, was ebenfalls die grundlegende Bedingung zur Entwicklung von Gleichung (4.5) war, und folglich als Grundlage für das Auftreten von motional narrowing verstanden werden kann. Von besonderem Interesse ist das Auftreten der spektralen Funktion  $J(\omega_L, \tau_c)$  im zweiten Term von Gleichung (4.18)), da diese gerade der Fourier-Transformierten der Korrelationsfunktion (siehe Gleichung (4.19)) entspricht. Sie beschreibt die "Wichtung" der Fluktuationen in Abhängigkeit von deren Frequenz:

$$J(\omega_L, \tau_c) = \frac{\tau_c}{1 + \omega_L^2 \tau_c^2}. \quad (4.19)$$

Es bietet sich auch hier wieder an, die Situation aus dem drehenden Koordinatensystem des präzedierenden Spins zu betrachten. Das Koordinatensystem dreht sich gerade mit der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  um die z-Achse, so daß im bewegten Koordinatensystem keinerlei statisches Magnetfeld in z-Richtung auftritt und der Spin eine feste Orientierung einnimmt. Will man einen Spin-Flip erreichen, muß folglich im rotierenden Koordinatensystem kurzzeitig ein statisches Magnetfeld in der x- oder y-Richtung angelegt werden, welches im ruhenden Koordinatensystem aber gerade einem Magnetfeld mit der Larmor-Frequenz entspricht. Entspricht die reziproke Korrelationszeit gerade der Larmor-Frequenz ( $1/\tau_c \approx \omega_L$ ), dann ist der Spin-Flip am wahrscheinlichsten. Weicht die Frequenz der Fluktuation von der Larmor-Frequenz ab, wird der Spin-Flip zunehmend unwahrscheinlicher. Diese Frequenzabhängigkeit wird gerade durch die spektrale Wichtungsfunktion  $J(\omega, \tau_c)$  beschrieben.

Während alle Komponenten der Fluktuationen  $\delta B_i$  (mit  $i = x, y, z$ ) in die transversale Relaxationszeit  $T_2$  eingehen, wird die longitudinale Relaxationszeit  $T_1$  nur von den transversalen Fluktuationen  $\delta B_x, \delta B_y$  bestimmt. Weiterhin kann man feststellen, daß die longitudinale und transversale Relaxationszeit unterschiedlich von der Korrelationszeit abhängen.

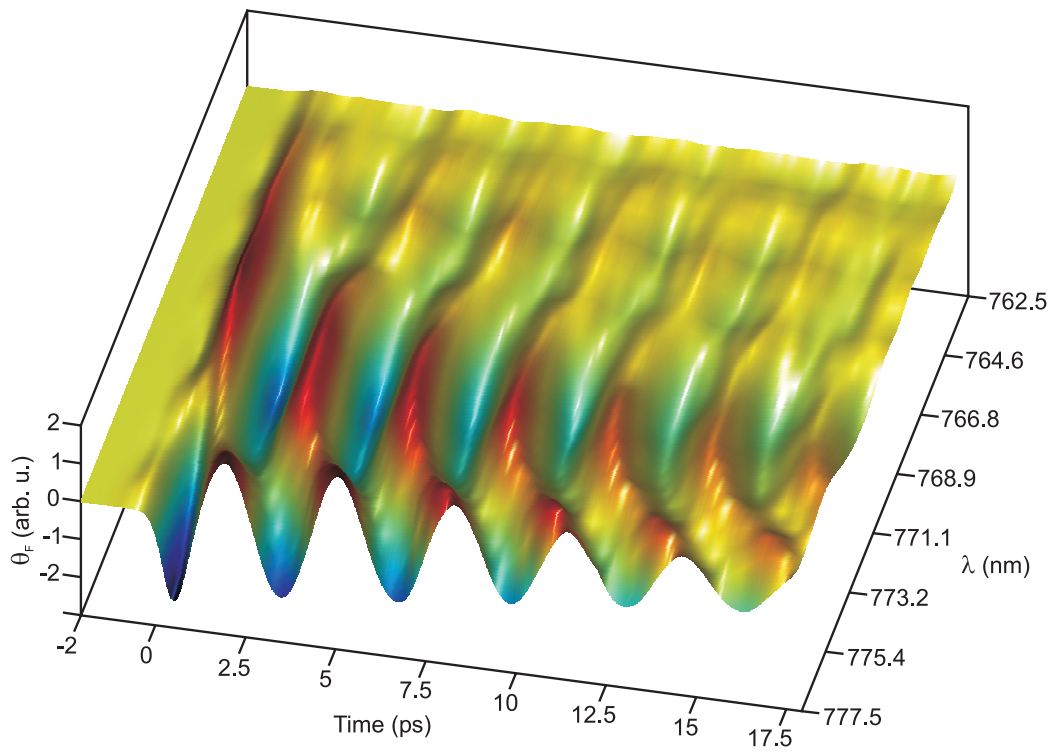
Abbildung 4.20: Die Variation der inhomogenen ( $T_2'$ ) und der homogenen ( $2T_1 \equiv T_1'$ ) Relaxationszeiten als Funktion der Korrelationszeit  $\tau_c$ . Deutlich erkennbar ist das Minimum von  $T_1'$  für den Fall, daß ( $\tau_c \approx 1/\omega_L$ ). Weiterhin wird erkennbar, daß für extrem kurze Korrelationszeiten  $\tau_c$ , die beiden Zeiten  $T_1'$  und  $T_2'$  mit identischen Beiträgen zur Relaxationszeit eingehen. Die Abbildung wurde Referenz [137] entnommen.



Während die longitudinale Relaxationszeit  $T_1$  gerade für den Fall  $\omega_L \tau_c \approx 1$  ein Minimum aufweist, gilt dies nicht für die transversale Relaxationszeit  $T_2$ . Für den Fall sehr kurzer Korrelationszeiten gilt  $\omega_L \tau_c \ll 1$ , und es folgt direkt aus den Gleichungen (4.17, 4.18) für die Relaxationszeiten  $T_1 \approx T_2$ . Da Korrelationszeiten, die kürzer sind als die Umlaufzeit der Spins, zu motional narrowing führen, würde man erwarten, daß in diesem Sonderfall die longitudinale und transversale Relaxationszeit identisch sind.



## 5 Grundlagen zur Meßtechnik



Die Abbildung auf Seite 67 zeigt eine Zusammenstellung von 15 zeitaufgelösten Einzelmessungen der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$ -Probe bei verschiedenen spektralen Positionen und einem Magnetfeld von  $B = 4 \text{ T}$  und einer Temperatur von  $T = 9,3 \text{ K}$ . Um die spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation des Materials genauer zu untersuchen, wurde die Probe mit rechtszirkularer Strahlung angeregt und die Faraday-Rotation des linear polarisierten Abfragestrahls mit dem in diesem Kapitel vorgestellten magneto-optischen Detektionsaufbau erfaßt. Die spektrale Position des Abfragestrahls wurde hierbei ausgehend vom 1s-hh-Exziton bis weit ins Band variiert, während die Anregung immer resonant an der Bandkante erfolgte. Anregung und Abfrage wurden mit unterschiedlichen Interferenzfiltern spektral auf eine Halbwertsbreite von 5 nm eingeschränkt, um eine möglichst hohe spektrale und temporale Auflösung zu erzielen.

Man erkennt deutlich die Überhöhung der Faraday-Rotation im Bereich der exzitonischen Anregung bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 773 \text{ nm}$ , die unter anderem zu einer Änderung des Vorzeichens der Faraday-Rotationsamplitude bei kontinuierlicher Änderung der Abfragewellenlänge führt (siehe Abschnitt (5.3)).

Weiterhin kann man über den untersuchten spektralen Bereich neben der Änderung der Faraday-Rotationsamplituden auch eine Änderung der Spinquantenschwebungsfrequenzen erkennen. Die Stärke der Frequenzänderung erscheint hierbei zur Faraday-Rotationsamplitude korreliert zu sein. Allgemein kann man feststellen, je stärker die Absorption der Probe, desto geringer ist die beobachtete Schwebungsfrequenz (siehe hierzu auch Kapitel (11)).



*Zur Untersuchung der Spindynamik angeregter Ladungsträger werden im Rahmen dieser Arbeit magneto-optische Detektionsverfahren eingesetzt, die auf der magnetfeldinduzierten Polarisationsdrehung eines Abtaststrahles beruhen. In diesem Kapitel werden die Grundlagen der magneto-optischen Meßtechnik, insbesondere die Magnetfeldabhängigkeit der Faraday-Rotation in magnetisch dotierten Halbleitern untersucht. Desweiteren untersuchen wir durch Anwendung des Jones-Formalismus, wie ein geeigneter experimenteller Aufbau zur Bestimmung der magneto-optischen Effekte aussehen kann.*

## 5.1 Beschreibung magneto-optischer Effekte

Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Kristallen unter dem Einfluß magnetischer Felder kann durch die Maxwell-Gleichungen und den Dielektrizitätstensor  $\hat{\epsilon}$  beschrieben werden. Durch ein angelegtes Magnetfeld kommt es zur Ausbildung einer Magnetisierung  $\mathbf{M}$ , die einen starken Einfluß auf den Dielektrizitätstensor und somit auf die im Kristall propagierenden elektromagnetischen Wellen hat.

Bei der Ausbreitung von linear polarisiertem Licht in einem verlustfreien magnetisierbaren Medium kommt es zu einer als Faraday-Rotation bezeichneten Drehung der Polarisations Ebene um den Winkel  $\theta_F$ . Ursächlich für diese Drehung ist das Auftreten von unterschiedlichen Brechungsindizes für links- und rechtszirkular polarisiertes Licht, weshalb dieser Effekt als magnetisch zirkulare Doppelbrechung bezeichnet wird.

Weist das Material weiterhin unterschiedliche Absorptionskoeffizienten für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht auf, so wird aus einer anfänglich linearen eine elliptische Polarisation aufgrund des magnetisch zirkularen Dichroismus. Dieser Effekt kann durch einen imaginären Drehwinkel  $\eta_F$  beschrieben werden, der zusammen mit der Faraday-Rotation als **komplexe zirkulare magneto-optische Respons**, analog zum komplexen Brechungsindex definiert werden kann:

$$\Phi_F = \theta_F + i \eta_F. \quad (5.1)$$

Weiterhin können in einem magnetisierbaren Medium unterschiedliche Brechungsindizes für parallel und senkrecht zur Magnetisierung polarisiertes Licht auftreten, dieser Effekt führt zu einer linearen Doppelbrechung und wird durch den imaginären Winkel  $b_L$  charakterisiert. Der lineare Dichroismus  $a_L$  dagegen ist eine Folge unterschiedlicher Absorptionskoeffizienten für parallel und senkrecht zur Magnetisierung polarisiertes Licht und führt zu einer

Kippung der Polarisierung. Wir definieren deshalb in Analogie zu Gleichung (5.1) eine **komplexe lineare magneto-optische Respons**, die auch als Voigt-Effekt bezeichnet wird:

$$\Phi_L = a_L + i b_L. \quad (5.2)$$

Hierbei ist zu beachten, daß die letzten beiden Effekte in erster Näherung eine quadratische Abhängigkeit von der Magnetisierung aufweisen, während die zirkulare Doppelbrechung und der zirkulare Dichroismus linear von der Magnetisierung abhängen. Aus diesem Grund eignet sich die zeitaufgelöste Detektion zirkularer magneto-optischer Effekte besonders zur Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Magnetisierung extrem kleiner Proben auf ultrakurzen Zeitskalen, die mit gängigen experimentellen Methoden wie supraleitenden Quanteninterferometern (SQUID [123]) nicht zugänglich sind. Wir wollen zunächst den Einfluß der Magnetisierung auf den Dielektrizitätstensor und somit auf die im Medium propagierenden elektro-magnetischen Wellen genauer untersuchen.

### 5.2 Dielektrizitätstensor

Ohne ein angelegtes Magnetfeld können die optischen Eigenschaften von vielen Kristallen durch einen komplexen symmetrischen Dielektrizitätstensor  $\hat{\epsilon}$  beschrieben werden, dessen Komponenten die Relation  $\epsilon_{ij} = \epsilon_{ji}$  erfüllen. Unter dem Einfluß eines Magnetfeldes wird dem System allerdings durch die Magnetisierung eine axiale Symmetrie aufgeprägt, so daß der Dielektrizitätstensor nicht mehr symmetrisch ist. Vielmehr müssen die magnetfeldinduzierten Komponenten nun bei einer Magnetisierungsumkehrung die Onsager-Relationen [141] erfüllen:

$$\Delta \epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \Delta \epsilon_{ji}(-\mathbf{M}) \quad i = j, \quad (5.3)$$

$$\Delta \epsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \Delta \epsilon_{ji}(-\mathbf{M}) = -\Delta \epsilon_{ij}(-\mathbf{M}) \quad i \neq j. \quad (5.4)$$

Folglich müssen die Diagonalelemente des Dielektrizitätstensors, um Gleichung (5.3) zu genügen, gerade Funktionen der Magnetisierung sein, da eine Umkehr der Magnetisierung das Vorzeichen nicht beeinflusst. Die magneto-optischen Nichtdiagonalelemente dagegen müssen entsprechend Gleichung (5.4) ungerade Funktionen der Magnetisierung sein und verhalten sich antisymmetrisch unter Magnetisierungsumkehr. Weiterhin vereinfacht sich der Dielektrizitätstensor aufgrund der kubischen Symmetrie der von uns untersuchten Kristalle erheblich. Bei der Orientierung des Magnetfeldes unterscheidet man longitudinale, transversale und polare Geometrie in Abhängigkeit von der Orientierung der einfallenden optischen Strahlung [142]. Wir gehen im folgenden von einer polaren Anregungsgeometrie aus, bei der sowohl die optische Anregung als auch die Magnetisierung in z-Richtung orientiert ist, so daß der dielektrische Tensor in kubischer Symmetrie die folgende Form annimmt:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_d & \epsilon_{nd} & 0 \\ -\epsilon_{nd} & \epsilon_d & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_d \end{pmatrix}. \quad (5.5)$$

Dabei tritt nur ein Diagonalelement  $\epsilon_d$  und ein Nichtdiagonalelement  $\epsilon_{nd}$  auf. Aus den Maxwell-Gleichungen läßt sich mit dem Dielektrizitätstensor (5.5) die Wellengleichung für die Ausbreitung ebener elektro-magnetischer Wellen im Medium unter dem Einfluß des Magnetfeldes herleiten:

$$\mathbf{k}^2 \mathbf{E} - \mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = \frac{\omega^2}{c^2} \hat{\epsilon} \mathbf{E}, \quad (5.6)$$

wobei mit  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor, mit  $\omega$  die Kreisfrequenz und mit  $c$  die Lichtgeschwindigkeit eingeht und  $\mu = 1$  gesetzt wird. Als Lösung der obigen Wellengleichung (5.6) für das elektrische Feld  $\mathbf{E}$  erhält man unter der Annahme, daß die Strahlung in  $z$ -Richtung propagiert [141], rechts- bzw. linkszirkular polarisierte elektro-magnetische Wellen  $\mathbf{E}_{\pm}$ :

$$\mathbf{E}_{\pm} = E_0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) \exp(i[\mathbf{kz} - \omega t]), \quad (5.7)$$

mit:

$$k = \frac{\omega}{c} n_{\pm} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{xx} \pm i\epsilon_{xy}}. \quad (5.8)$$

Dabei ist  $E_0$  die frei wählbare Amplitude der Welle, während mit  $\mathbf{e}_x$  und  $\mathbf{e}_y$  die Einheitsvektoren eingeht. Die entsprechenden Brechungsindizes für rechts- und linkszirkular polarisierte elektro-magnetische Wellen sind also gegeben durch:

$$n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_d \pm i\epsilon_{nd}}. \quad (5.9)$$

Wir werden auf die Lösungen der Wellengleichung in einem der folgenden Abschnitte im Rahmen des Jones-Formalismus zurückkommen, wollen jedoch zunächst genauer auf die physikalischen Ursachen für die zirkularen magneto-optischen Effekte, speziell die Faraday-Rotation, eingehen.

### 5.3 Faraday-Rotation

Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes für rechts- und linkszirkulare elektromagnetischen Wellen besitzen diese unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten. Dies führt zu einem Phasenunterschied der beiden Wellen, der mit der Ausbreitung im Medium kontinuierlich zunimmt. Linear polarisierte elektromagnetische Wellen, die wir als Kombination von gegenläufigen zirkularen Wellen verstehen können, erfahren somit eine zirkulare Doppelbrechung, die mit zunehmender Laufstrecke  $d$  im Medium zu einer Drehung der Polarisations Ebene führt. Liegt das Magnetfeld in  $z$ -Richtung an und erfolgt die optische Einstrahlung ebenfalls in  $z$ -Richtung, so können wir die Faraday-Rotation  $\theta_F$  wie folgt berechnen:

$$\theta_F(\omega) = \frac{\omega d}{2c}(n_- - n_+). \quad (5.10)$$

Die für die Berechnung der Faraday-Rotation notwendigen Komponenten des Brechungsindex  $n_{\pm}$  (Gleichung (5.9)) haben wir bereits durch die Lösung der Wellengleichung (5.7) bestimmt. Unter der Annahme, daß die Diagonalelemente des dielektrischen Tensors wesentlich größer sind als die Nichtdiagonalelemente ( $\epsilon_d \gg \epsilon_{nd}$ ), können wir folglich den Brechungsindex (5.9) entwickeln:

$$n_{\pm} \approx \sqrt{\epsilon_d} \left( 1 \pm \frac{i}{2} \frac{\epsilon_{nd}}{\epsilon_d} \right). \quad (5.11)$$

Durch Einsetzen der Entwicklung (Gleichung (5.11)) in den Ausdruck für die Faraday-Rotation (Gleichung (5.10)) erhalten wir:

$$\theta_F(\omega) = \frac{\omega d}{2c} \left( \frac{i\epsilon_{nd}}{\sqrt{\epsilon_d}} \right). \quad (5.12)$$

Folglich können wir feststellen, daß die Faraday-Rotation  $\theta_F$  zwar primär durch die Nichtdiagonalelemente  $\epsilon_{nd}$  hervorgerufen wird, aber auch von den Diagonalelementen  $\epsilon_d$  abhängt. Wir wollen nun die spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation im Rahmen eines einfachen Oszillatormodells untersuchen.

Wegen der Kramers-Kronig-Relationen müssen unterschiedliche Brechungsindizes für rechts- und linkszirkulare Polarisierungen immer mit dem Auftreten von dichroitischen Absorptionslinien verbunden sein. Führt man sich das Schema erlaubter optischer Übergänge (siehe Abbildung (3.6)) in einem Halbleiter vor Augen, so erkennt man, daß die optischen Übergänge für rechts- und linkszirkulare Polarisierungen bedingt durch die Zeeman-Aufspaltung energetisch voneinander getrennt sind. Beschränkt man die Betrachtungen auf exzitonische Übergänge, so können wir diese in guter Näherung durch ein Lorentz-Oszillatormodell beschreiben. Für die Energieabhängigkeit des Brechungsindex unter Vernachlässigung jegli-

cher Form von Linienverbreiterung, machen wir den folgenden Ansatz für einen einzigen Oszillator:

$$n(\omega)^2 - n_0^2 \propto \frac{F_0}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2}, \quad (5.13)$$

wobei mit  $F_0$  eine Konstante eingeht, welche die Oszillatorstärke des exzitonischen Übergangs charakterisiert. Die Differenz der Brechungsindizes  $\Delta n$  kann man in erster Näherung bestimmen zu:

$$\Delta n = n_- - n_+ = \frac{\partial n(\omega)}{\partial E_0} \Delta E_0. \quad (5.14)$$

Mit Gleichung (5.14) kann man die spektrale Faraday-Rotation im Rahmen des Oszillatormodells berechnen und erhält:

$$\theta_F(\omega) = \frac{\sqrt{F_0}d}{2\hbar c} \frac{(\hbar\omega)^2}{(E_0^2 - (\hbar\omega)^2)^{3/2}} \Delta E_0. \quad (5.15)$$

Mit  $\Delta E_0$  geht hierbei die energetische Differenz der betrachteten exzitonischen Niveaus für rechts- und linkszirkulare Anregung ein. Beschränken wir unsere Betrachtung auf Schwerlochübergänge in magnetischen Halbleitern, so können wir anhand von Abbildung (3.6) feststellen, daß die Energiedifferenz sowohl durch die Leitungsband- ( $|\Delta E(\Gamma^6)| = 6A$ ) als auch durch die Valenzband-Aufspaltung  $|\Delta E(\Gamma_{hh}^8)| = 6B$  verursacht wird (siehe Gleichungen (3.8), (3.10) und (3.11), (3.12)). Es gilt demnach:

$$\Delta E_0 = \Delta E(\Gamma_{hh}^8) + \Delta E(\Gamma^6) = \frac{\beta - \alpha}{g_{Mn}\mu_B} M, \quad (5.16)$$

wobei mit  $\alpha$  und  $\beta$  die entsprechenden Werte der Austauschintegrale nach den Gleichungen (3.13), (3.14) eingehen. Somit können wir die Faraday-Rotation eines magnetischen Halbleiters wie folgt beschreiben:

$$\theta_F(\omega) = \frac{\sqrt{F_0}d}{2\hbar c} \frac{(\hbar\omega)^2}{(E_0^2 - (\hbar\omega)^2)^{3/2}} \frac{\beta - \alpha}{g_{Mn}\mu_B} M. \quad (5.17)$$

Es muß darauf hingewiesen werden, daß die obige Ableitung mit sehr vielen Näherungen behaftet ist. Sie erlaubt aber dennoch den Unterschied der Faraday-Rotation eines "normalen", undotierten und eines magnetischen Halbleiters zu beschreiben. Ausschlaggebend

für die Stärke der Faraday-Rotation ist nach Gleichung (5.16) die Stärke der Zeeman-Aufspaltung  $\Delta E_0$ . Da die Zeeman-Aufspaltung magnetisch dotierter Halbleiter die undotierter Halbleiter um einige Größenordnungen übersteigen kann, ist die zu erwartende Faraday-Rotation in magnetischen Halbleitern ebenfalls um einige Größenordnungen höher und kann aufgrund von Gleichung (5.17) als ein direktes Maß für die Magnetisierung  $M$  des untersuchten Halbleiters genutzt werden. Dies erlaubt es unter anderem, die zeitliche Entwicklung der Magnetisierung der im Magnetfeld präzedierenden Spins durch Messung der zeitaufgelösten Faraday-Rotation zu bestimmen. Weitere Modelle zur Beschreibung der spektralen Abhängigkeit der Faraday-Rotation, die unter anderem den Einfluß von Dämpfungseffekten berücksichtigen, können den Referenzen [49, 58, 143, 144] entnommen werden.

Die spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation wurde mit dem vorgestellten Oszillator-Modell berechnet und ist in Abbildung (5.1) dargestellt. Da das oben beschriebene Modell zu Singularitäten führen kann (falls  $E_0 = \hbar\omega$ ), wurde bei der Berechnung von Abbildung (5.1) ein zusätzlicher Dämpfungsterm  $i\omega\Gamma$  berücksichtigt, der im Nenner von Gleichung (5.13) eingeht und zu einer Verbreiterung der Absorptionslinien führt und somit eine realistischere Beschreibung der spektralen Abhängigkeit der Faraday-Rotation erlaubt. In der Abbildung auf Seite 67 ist die experimentell untersuchte spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation eines magnetischen Halbleiters mit einer Dotierung von  $x = 0,0073$  dargestellt. Deutlich erkennbar wird in dieser Abbildung die besonders stark ausgeprägte Faraday-Rotation im Bereich des 1s-hh-Exziton, die auf die exzitonische Überhöhung der Oszillatorstärke der optischen Übergänge zurückgeführt werden kann.

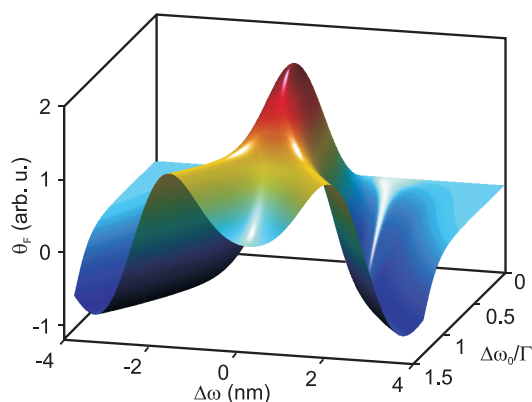


Abbildung 5.1: Simulation der spektralen Abhängigkeit der Faraday-Rotation gegen die Zeeman-Aufspaltung in Einheiten der Linienbreite ( $\Delta\omega_0/\Gamma$ ) nach Gleichung (5.10). Die Linienbreite der Absorption wurde zu  $\Gamma = 2$  nm angenommen.

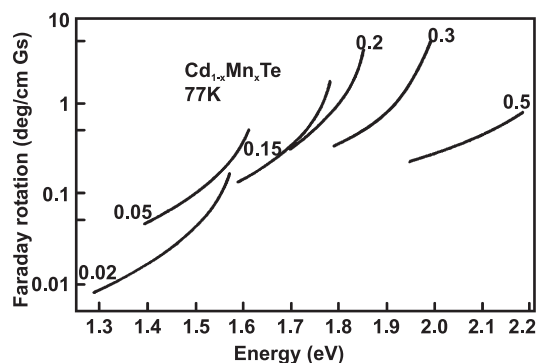


Abbildung 5.2: Gemessene Verdet-Konstanten unterschiedlich stark dotierter  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiter ( $x=0,02-0,5$ ) bei einer Temperatur von  $T = 77$  K. Die Abbildung wurde Referenz [145] entnommen.

Als Maß für die Polarisationsdrehung eines Materiales wird häufig der Drehwinkel pro Magnetfeld  $B$  und im Material zurückgelegter Strecke  $L$  in Form der Verdet-Konstante (5.18) angegeben, die eine Funktion der Temperatur und der Frequenz ist:

$$V = \frac{\theta_F}{LB}. \quad (5.18)$$

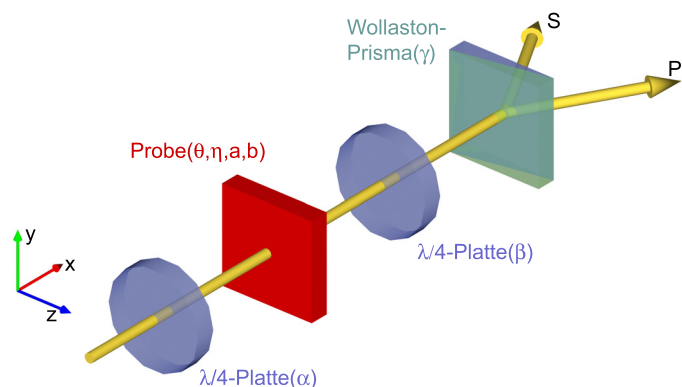
Im Fall eines magnetischen Halbleiters wird weiterhin eine starke Magnetfeldabhängigkeit beobachtet. Für eine niedrig dotierte Volumenhalbleiter-Probe mit  $x = 0,0073$  ermitteln wir bei resonanter Anregung des 1s-hh-Exzitons und einer Temperatur von  $T = 4,2$  K eine Verdet-Konstante von ca.  $2 \cdot 10^7$  °/Tm.

In Abbildung (5.2) ist eine Zusammenstellung der Verdet-Konstanten verschieden stark dotierter  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Proben und deren spektrale Abhängigkeit dargestellt [145]. Die gefundenen Werte für die Faraday-Rotation liegen in der gleichen Größenordnung, wie die von uns experimentell bestimmten Daten. Abweichungen in der spektralen Abhängigkeit ergeben sich durch die unterschiedlichen experimentellen Bedingungen (andere Temperatur und ein anderer spektraler Bereich). Zusammenfassend können wir feststellen, daß die spektrale Abhängigkeit der Faraday-Rotation mit einem einfachen Lorentz-Oszillatormodell beschrieben werden kann. Weiterhin zeigt die im Rahmen dieses Modells abgeleitete Gleichung (5.17), wie stark der Einfluß der magnetischen Dotierung auf das Drehvermögen einer Probe wirkt.

### 5.4 Theorie der magneto-optischen Detektion

Wie bereits erwähnt, sind die Nichtdiagonalelemente des dielektrischen Tensors (5.5) der Ursprung der zirkularen magneto-optischen Effekte  $\theta_F$  und  $\eta_F$ , während die Diagonalelemente als Ursache der linearen magneto-optischen Effekte  $a_L$  und  $b_L$  verstanden werden können. In diesem Abschnitt wollen wir untersuchen, ob eine getrennte Messung der unterschiedlichen magneto-optischen Effekte möglich ist, und welche experimentellen Voraussetzungen hierfür geschaffen werden müssen. Zur Vereinfachung unserer Betrachtung greifen wir auf den bekannten Jones-Formalismus [146] zur Beschreibung der Polarisationsänderung zurück. Details zur Formulierung der Jones-Vektoren und der Jones-Matrizen können Anhang (13.2) entnommen werden.

Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des magneto-optischen Detektionsaufbaus. Die eingestrahlte lineare Polarisation durchläuft zunächst eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und trifft dann auf die Probe. Zur Analyse werden eine weitere  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und ein Wollaston-Prisma verwendet, das die Polarisation in zwei senkrecht zueinander stehende Komponenten aufspaltet.



Wir wollen zunächst untersuchen, welche optischen Komponenten zur Messung der verschiedenen Effekte notwendig sind. Da die zirkularen magneto-optischen Effekte wie die Faraday-Rotation durch die Polarisationsdrehung einer linearen optischen Polarisation bestimmt werden können, bietet sich umgekehrt für die Bestimmung von linearen magneto-optischen Effekten der Einsatz von zirkularen Polarisierungen an. Somit sollte die erste Komponente des Detektionsaufbaus eine  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte vor der zu untersuchen-

den Probe sein, um je nach Orientierung der Platte entweder lineare oder zirkulare optische Polarisierungen zur Verfügung zu stellen. Entsprechend setzen wir nach der Probe eine weitere  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte für die Analyse der Polarisationsdrehung ein. In Abbildung (5.3) ist der Detektionsaufbau schematisch dargestellt. Die letzte optische Komponente des Detektionsaufbaus ist ein Wollaston-Prisma, welches die optische Strahlung in zwei senkrecht zueinander stehende Komponenten aufspaltet. Die Detektion erfolgt mit einem Differenzdetektor, da dieser Intensitätsfluktuationen durch Differenzbildung unterdrückt und so eine hintergrundfreie Bestimmung der magneto-optischen Effekte ermöglicht.

Bei ähnlichen in der Literatur beschriebenen magneto-optischen Detektionsaufbauten [119, 121, 123, 147, 148] kommt vor dem Wollaston-Prisma eine weitere  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte zum Einsatz, die den Abgleich des Differenzdetektors ermöglicht. Auf diese  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte kann allerdings verzichtet werden, wenn man stattdessen das Wollaston-Prisma rotiert, um den Abgleich durchzuführen. Für unsere weiteren Untersuchungen benötigen wir nun eine Jones-Matrix, welche die Polarisationsdrehung der untersuchten Probe charakterisiert. Wir gehen zunächst davon aus, daß nur zirkulare magneto-optische Effekte auftreten, so daß die Polarisationsebene des eingestrahlteten linear polarisierten Lichts beim Durchgang durch die Probe (nach Gleichung (5.1)) um den Winkel  $\Phi_F$  gedreht wird. Da eine Polarisationsdrehung im Rahmen des Jones Formalismus durch eine  $2 \times 2$ -Drehmatrix beschrieben wird, sollte es möglich sein, die Materialmatrix  $\hat{\mathbf{T}}$  auf eine Drehmatrix abzubilden:

$$\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} T_d & T_{nd} \\ -T_{nd} & T_d \end{pmatrix} \propto \begin{pmatrix} \cos \Phi_F & \sin \Phi_F \\ -\sin \Phi_F & \cos \Phi_F \end{pmatrix}. \quad (5.19)$$

Hierbei wird verwendet, daß die Komponenten der Materialmatrix ebenfalls den Onsager-Relationen (5.3), (5.4) genügen müssen. Durch einen Koeffizientenvergleich können wir auf die Komponenten der Materialmatrix schließen:

$$\frac{T_{nd}}{T_d} = \frac{\sin \Phi_F}{\cos \Phi_F} = \tan \Phi_F \implies \Phi_F = \arctan \frac{T_{nd}}{T_d} \approx \frac{T_{nd}}{T_d}, \quad (5.20)$$

wobei für die letzte Umformung angenommen wurde, daß der durch  $T_{nd}$  verursachte zirkulare magneto-optische Effekt "klein" ist, so daß die Relation  $|T_{nd}| \ll |T_d|$  erfüllt ist. Somit können wir durch direktes Einsetzen die Materialmatrix zur Beschreibung zirkularer magneto-optischer Effekte finden:



$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{F}} &= \begin{pmatrix} T_d & T_d \Phi_F \\ -T_d \Phi_F & T_d \end{pmatrix}, \\ &= T_d \begin{pmatrix} 1 & \theta_F + i \eta_F \\ -\theta_F - i \eta_F & 1 \end{pmatrix}.\end{aligned}\quad (5.21)$$

Da das Signal des Differenzdetektors immer auf das gemittelte Signal bezogen wird (Messung der normierten Differenz), kürzt sich das Diagonalelement  $T_d$  der Materialmatrix (5.21) bei der Normierung stets weg. Berücksichtigen wir nun zusätzlich lineare magneto-optische Effekte, so kann man durch analoge Betrachtung der Materialeigenschaften die vollständige Materialmatrix wie folgt definieren:

$$\hat{\mathbf{T}}(\Phi_F, \Phi_L) = \begin{pmatrix} 1 + a_L + i b_L & \theta_F + i \eta_F \\ -\theta_F - i \eta_F & 1 - a_L - i b_L \end{pmatrix}, \quad (5.22)$$

in die mit  $\Phi_L = a_L + i b_L$  die komplexe lineare magneto-optische Respons (5.2) eingeht. Die durch das Material verursachte Polarisationsänderung kann durch die folgende Matrixmultiplikation berechnet werden:

$$\mathbf{J}_{\mathbf{A}}(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma) = \hat{\mathbf{D}}(-\gamma) \hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4}(\beta) \hat{\mathbf{T}}(\Phi_F, \Phi_L) \hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4}(\alpha) \mathbf{J}_{\mathbf{p}}, \quad (5.23)$$

wobei mit  $\mathbf{J}_{\mathbf{p}}$  der Jones-Vektor für die linear  $\pi$ -polarisierte Strahlung des Lasers eingeht. Die Matrizen  $\hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4}(i)$ ,  $i = \alpha, \beta$  repräsentieren die im Anhang abgeleitete Darstellung einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte unter einem Winkel  $\alpha$  bzw.  $\beta$ , während mit  $\hat{\mathbf{D}}(\gamma)$  die Drehmatrix eingeht, welche die Rotation des Wollaston-Prismas beschreibt. Der Differenzdetektor erfaßt die Intensitäten der räumlich separierten Wollaston-Kanäle, die sich aus den Betragsquadraten der jeweiligen Komponenten des Ausgangs-Jones-Vektors  $\mathbf{J}_{\mathbf{A}}$  ergeben. Für das normierte Differenzsignal der beiden Wollaston-Kanäle  $\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)$  können wir folglich schließen:

$$\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma) = \frac{|J_{A,x}(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)|^2 - |J_{A,y}(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)|^2}{|J_{A,x}(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)|^2 + |J_{A,y}(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)|^2}. \quad (5.24)$$

Um den Einfluß der verschiedenen magneto-optischen Effekte zu bestimmen, empfiehlt es sich, die Differenzsignale des Detektors auf die Beiträge der magneto-optischen Koeffizienten zu normieren:

$$\delta(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma) = \frac{\Delta_s(\theta_F, \eta_F, a_L, b_L, \alpha, \beta, \gamma) - \Delta_s(0, 0, 0, 0, \alpha, \beta, \gamma)}{\sqrt{\theta_F^2 + \eta_F^2 + a_L^2 + b_L^2}}. \quad (5.25)$$

Abhängig von der Stellung der optischen Komponenten, beschrieben durch die drei Winkel  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$ , sollte es nun möglich sein, die magneto-optischen Effekte  $\theta_F$ ,  $\eta_F$ ,  $a_L$  und  $b_L$  getrennt voneinander zu bestimmen. Eine Methode die für diesen Zweck optimalen Positionen der Winkel zu bestimmen, besteht darin, die linearen magneto-optischen Effekte "abzuschalten". Wir nehmen deshalb zunächst an, daß die untersuchte Probe nur eine nicht verschwindende komplexe Faraday-Rotation  $\Phi_F$  aufweist. Da wir für die Messung zirkularer magneto-optischer Größen eine lineare Eingangspolarisation benötigen, können wir für die erste  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte einen Drehwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  annehmen. Die Winkel der zweiten Verzögerungsplatte und des Wollaston-Prismas sind zum jetzigen Zeitpunkt noch frei variierbar. Somit vereinfacht sich das relative Differenzsignal (5.25) zu  $\delta(\Phi_F, \Phi_L = 0, \alpha = 0, \beta, \gamma)$ .

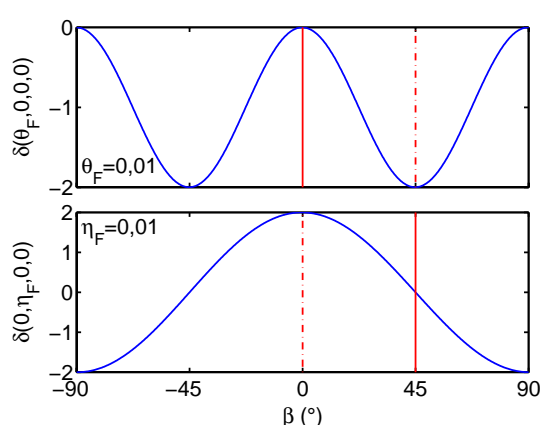


Abbildung 5.4: Ziel ist es, die Winkel der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte zu finden, bei denen jeweils eine Meßgröße einen verschwindenden Beitrag liefert, während die andere zu einem maximalen Signal führt. Gewählte Winkelstellungen für die zirkularen magneto-optischen Effekte  $\theta_F \rightarrow [\alpha = 0, \gamma = \pi/4]$  und  $\eta_F \rightarrow [\alpha = 0, \gamma = \pi/4]$ .

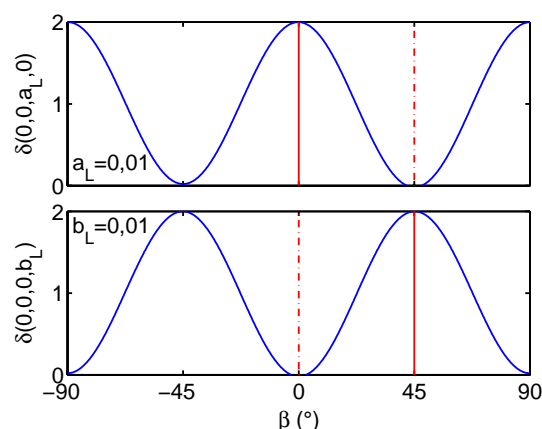


Abbildung 5.5: Zur Bestimmung der Position der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte in der Analyse werden die zu erwartenden normierten Differenzsignale nach Gleichung (5.25) berechnet. Gewählte Winkelstellungen für die Detektion der linearen magneto-optischen Effekte  $a_L \rightarrow [\alpha = \pi/4, \gamma = 0]$  und  $b_L \rightarrow [\alpha = \pi/4, \gamma = \pi/4]$ .

Zur weiteren Untersuchung wird als nächstes die Position des Wollaston-Prismas variiert, um die beiden Kanäle des Differenzdetektors statisch abzugleichen und so eine Übersteuerung des Detektors aufgrund der dynamischen Materialresponns zu verhindern. Es zeigt sich hierbei, daß zwei Positionen  $\gamma = 0^\circ$  (Abbildung (5.5)) und  $\gamma = 45^\circ$  (Abbildung (5.4)) einen Abgleich des Differenzdetektors ermöglichen. Tragen wir das relative Differenzsignal zu den beiden möglichen Fällen  $\gamma = 0$  und  $\gamma = \pi/4$  als Funktion des Drehwinkels  $\beta$  der zweiten  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte, wie in der Abbildung (5.4) dargestellt, auf, können wir die gesuchten Winkelpositionen finden, die eine Detektion von  $\theta_F$  ohne störende Einflüsse von  $\eta_F$  und umgekehrt möglich machen. In diesen Fällen ist die jeweilige Meßgröße maximal, während die andere durch die gewählte Position der Analyse-Verzögerungsplatte unterdrückt wird.

	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$
$a_L$	$\pi/4$	0	0
$b_L$	$\pi/4$	$\pi/4$	$\pi/4$
$\theta_F$	0	$\pi/4$	$\pi/4$
$\eta_F$	0	0	$\pi/4$

Tabelle 5.1: Für die Bestimmung der magneto-optischen Effekte sind unterschiedliche Winkelstellungen der  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten und des Wollaston-Prismas notwendig. Die hier angegebenen Werte wurden mit der graphischen Methode (siehe Abbildungen (5.5), (5.4)) bestimmt.

Entsprechend kann man auch für die linearen magneto-optischen Effekte  $a_L$  und  $b_L$  verfahren (siehe Abbildung (5.5)), so daß man die in Tabelle (5.1) dargestellten Sätze von Winkeln findet, mit denen sowohl die linearen als auch die zirkularen magneto-optischen Effekte bestimmt werden können. Weil in der obigen Analyse jeweils nur einer der magneto-optischen Koeffizienten von Null verschieden angenommen wurde, ist noch zu untersuchen inwieweit ein “Übersprechen” stattfindet, wenn alle Koeffizienten gleichzeitig von Null verschieden sind. Man kann den Einfluß des Übersprechens analysieren, indem man das normierte Differenzsignal  $\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, \alpha, \beta, \gamma)$  nach Gleichung (5.24) analytisch mit den in Tabelle (5.1) gelisteten festen Winkeln berechnet:

$$a_L \cong -\frac{1}{2}\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, \pi/4, 0, 0) = \frac{a_L - a_L \cdot \eta_F + b_L \cdot \theta_F}{1 - 2 \cdot \eta_F + a_L^2 + b_L^2 + \theta_F^2 + \eta_F^2} \quad (5.26)$$

$$b_L \cong -\frac{1}{2}\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, \pi/4, \pi/4, \pi/4) = \frac{b_L + b_L \cdot \eta_F - a_L \cdot \theta_F}{1 - 2 \cdot \eta_F + a_L^2 + b_L^2 + \theta_F^2 + \eta_F^2} \quad (5.27)$$

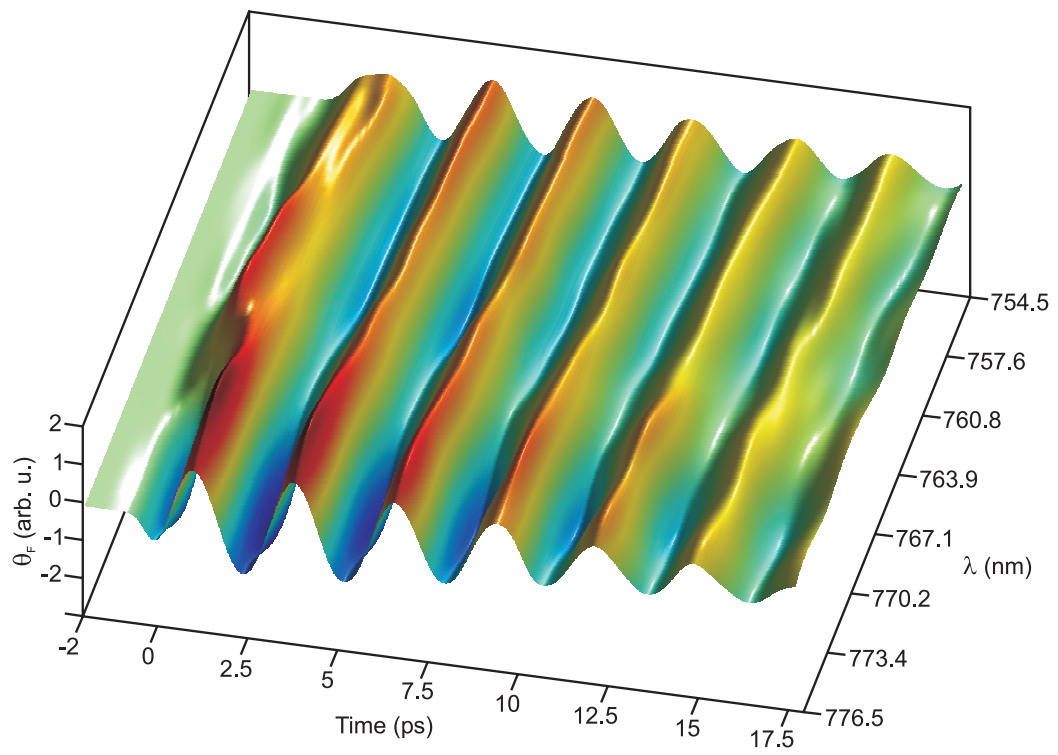
$$\theta_F \cong -\frac{1}{2}\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, 0, \pi/4, \pi/4) = \frac{\theta_F - a_L \cdot \theta_F - b_L \cdot \eta_F}{1 - 2 \cdot a_L + a_L^2 + b_L^2 + \theta_F^2 + \eta_F^2} \quad (5.28)$$

$$\eta_F \cong \frac{1}{2}\Delta_s(\Phi_F, \Phi_L, 0, 0, \pi/4) = \frac{\eta_F - a_L \cdot \eta_F + b_L \cdot \theta_F}{1 - 2 \cdot a_L + a_L^2 + b_L^2 + \theta_F^2 + \eta_F^2} \quad (5.29)$$

Wie zu erwarten, ist die jeweils detektierte magneto-optische Größe keinesfalls eindeutig bestimmt. Vielmehr treten Beimischungen von allen Koeffizienten auf. Allerdings geht der “gewünschte” magneto-optische Koeffizient in erster Ordnung ein, während die “nicht erwünschten Koeffizienten” bi-linear oder in zweiter Ordnung eingehen. Wenn also durchweg  $\Phi_F \ll 1$  und  $\Phi_L \ll 1$  gilt, so wird man den Einfluß des Übersprechens vernachlässigen können. Inwieweit diese Annahme bei magnetischen Halbleitern gerechtfertigt ist, muß durch eine nähere experimentelle Untersuchung geklärt werden. Details zur experimentellen Untersuchung des Übersprechens können dem Anhang (13.5) entnommen werden. Wir wollen an dieser Stelle als Ergebnis unserer Untersuchungen festhalten, daß die jeweils detektierten magneto-optischen Effekte möglicherweise geringe Störungen durch das Übersprechen anderer Effekte erfahren können.



## 6 Experimentelle Details



Auf Seite 81 ist eine Zusammenstellung von 20 zeitaufgelösten Einzelmessungen der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0.98}\text{Mn}_{0.02}\text{Te}$ -Probe bei verschiedenen spektralen Positionen und einem Magnetfeld von  $B = 4 \text{ T}$  und einer Temperatur von  $T = 9,3 \text{ K}$  dargestellt. Im Gegensatz zu der auf Seite 67 dargestellten Abbildung wurde hierbei allerdings die Anregung spektral vom 1s-hh-Exziton bis weit ins Band variiert, während der Abfragestrahl die Faraday-Rotation im 1s-hh-Exziton detektierte.

Das detektierte Faraday-Rotationssignal ist weitgehend unabhängig von der gewählten spektralen Position der optischen Anregung. Der bei einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 773 \text{ nm}$  beobachtete Vorzeichenwechsel ist wieder der starken Absorption des 1s-hh-Exzitons und der damit verbundenen starken Modifikation des  $\hat{\epsilon}$ -Tensors zuzuschreiben (siehe Kapitel(5)).

*In diesem Kapitel stellen wir den experimentellen Aufbau zur zeitaufgelösten magneto-optischen Detektion der Spinquantenschwebungen und die untersuchten Probenstrukturen vor. Weiterhin gehen wir auf den verwendeten Anpassungsmechanismus ein, mit dem die erfaßten Daten in bezug auf ihre Schwebungsfrequenzen und Dephasierungszeiten ausgewertet werden.*

## 6.1 Magneto-optischer Detektionsaufbau

Die Untersuchung der Spinquantenschwebungen und ihrer Dephasierung macht den Einsatz ultra-schneller Meßtechniken mit einer Zeitauflösung im Femto- bzw. Piko-Sekundenbereich notwendig. Wir wollen an dieser Stelle den eingesetzten experimentellen Aufbau genauer vorstellen. Neben dem zeitaufgelösten Vier-Wellen-Mischen und der zeitaufgelösten Photolumineszenz bietet sich besonders die zeitaufgelöste Faraday-Rotationsmessung im pump/probe-Experiment an.

Hierbei wird wie in Abbildung (6.1) dargestellt die Strahlung eines Pulsasersystems in zwei Anteile aufgeteilt. Während der hochenergetische Anregestrahl (pump) mit einer zirkularen Polarisation in der Probe eine Spinpolarisation anregt, wird mit dem zweiten linear polarisierten niederenergetischen Strahl (probe) die Faraday-Rotation der Probe untersucht. Durch Variation der Laufstrecken des Anregepulses mit einer computergesteuerten Verschiebeeinheit, kann die Materialresponz zu einem beliebigen Zeitpunkt nach der Anregung untersucht werden. Die erzielbare Zeitauflösung ist bei dieser Meßtechnik primär durch die zeitliche Länge und die Form der Pulse gegeben.

Die Anregung der Proben erfolgt immer möglichst schmalbandig im 1s-hh-Exziton, um den Einfluß eines möglichen Übersprechens anderer magneto-optischer Effekte (siehe Abschnitt (5.4)) möglichst gering zu halten. Da kurze Pulse ein "breites" Spektrum notwendig machen, muß man hier einen Kompromiß eingehen. Wir möchten dies am Beispiel des eingesetzten Titan:Saphir-Lasers verdeutlichen, dessen Pulse eine spektrale Halbwertsbreite von ca. 14 nm besitzen, wie man dem Inset a) in Abbildung (6.1) entnehmen kann, so daß selbst bei zentraler Lage um das 1s-hh-Exziton noch Kontinuumsanregungen und Anregungen höherer Exzitonen möglich sind. Dies würde zum einen zu einer starken Beeinflussung der magneto-optischen Detektion durch "Übersprechen" führen, und zum anderen möglicherweise andere Spinrelaxationskanäle öffnen, die unsere Untersuchungen verfälschen würden.

Aus diesem Grund wird die spektrale Breite der Laserstrahlung und damit die Zeitauflösung mit einem Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 5 nm eingeschränkt. Das entsprechende Spektrum ist im Inset b) dargestellt. Durch den Interferenzfilter wird die Zeitauflösung auf ca. 250 fs reduziert, was nach dem Nyquist-Kriterium [149] immer noch ausreichend ist, um Schwebungen mit einer Frequenz von 2 THz zu untersuchen<sup>1</sup>. Die durch die

<sup>1</sup>Für die hochdotierte Probe mit  $x = 0,148$  mußten wir auf die spektrale Filterung verzichten, da die Gefahr bestand, daß der Interferenzfilter durch die extrem hohen Pulsenergien des Verstärkerlasers zerstört würde.

## Experimentelle Details

Probe transmittierte Strahlung (Inset c)) weist eine deutliche, aufgrund der magnetischen Dotierung stark verbreiterte Absorptionslinie auf, die eine exakte Bestimmung des 1s-hh-Exzitons erlaubt. Um sicherzustellen, daß die Anregung genau im 1s-hh-Exziton stattfindet, wird nach jeder Änderung der Temperatur oder des Magnetfeldes das Spektrum nach der Probe (Inset c)) geprüft und durch eine Änderung der Zentralwellenlänge des Interferenzfilters angepaßt.

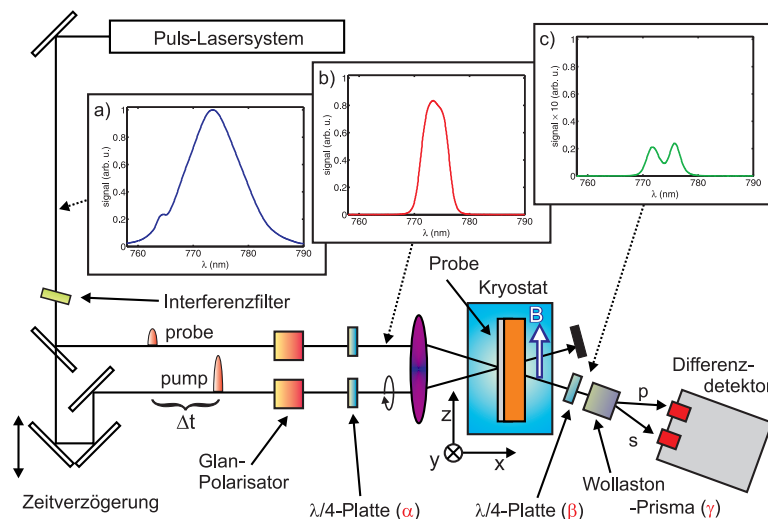


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung des verwendeten experimentellen Aufbaus zur zeitaufgelösten magneto-optischen Detektion, wie er im Abschnitt (5.4) dargestellt ist. Die notwendigen optischen Komponenten zur magneto-optischen Detektion sind mit den Größen  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  gekennzeichnet. Zur Unterdrückung von Polarisationschwankungen werden zusätzlich Glan-Polarisatoren eingesetzt. Die Detektion erfolgt mittels Differenzdetektion und

Lock-in-Technik. Um das Übersprechen magneto-optischer Effekte zu reduzieren, wird die Halbwertsbreite des Laserspektrums (Inset a)) durch einen Interferenzfilter spektral eingeschränkt und auf eine Halbwertsbreite von 5 nm reduziert (Inset b)). Das nach der Probe aufgenommene Spektrum (Inset c)) weist eine deutliche, durch das 1s-hh-Exziton verursachte Absorptionslinie auf.

Da die energetische Breite der Bandlücke stark von der Dotierung abhängt, wird es notwendig, zwei unterschiedliche Lasersysteme einzusetzen. Für den größten Teil der durchgeführten Messungen (Proben mit  $x = 0,001 - 0,044$ ) kam ein Lasersystem bestehend aus einem diodengepumpten Festkörperlaser und einem Titan:Saphir-Laser von Spectra-Physics (siehe Tabelle (6.1)) zum Einsatz, während die Probe mit  $x = 0,148$  mit einem regenerativen Verstärkerlasersystem und einem angeschlossenen nicht-linearen parametrischen Oszillator von Clark (siehe Tabelle (6.2)) untersucht wurde.

Während das Titan:Saphir-Lasersystem mit einer Pulswiederholfrequenz von 82 MHz arbeitet, wird das regenerative Verstärkerlasersystem bei einer Frequenz von 1 kHz betrieben. Bedingt durch die niedrigere Wiederholrate besitzen die einzelnen Pulse des Verstärkerlasersystems eine wesentlich höhere Energie, so daß man sehr effizient mit einem parametrischen Oszillator Laserstrahlung über einen weiten Wellenlängenbereich erzeugen kann. Allerdings weist dieses Lasersystem durch die niedrige Wiederholrate extrem starke Pulsschwankungen auf, die zu einem hohen Rauschpegel führen. Um den Einfluß des Rauschens quantitativ anzugeben, untersuchten wir die kleinste detektierbare Signaländerung im Transmissionsexperiment bezogen auf die Anregung und geben diese in Form des Quotienten  $\Delta T/T$  an. Für das Verstärkerlasersystem ermittelten wir so  $\Delta T/T \approx 10^{-3}$ , während für den Titan:Saphir-Laser  $\Delta T/T \approx 10^{-6}$  bestimmt wurde.

Die Strahlung des Lasers wird durch einen Strahlteiler aufgespalten und mittels Glan-



Polarisatoren aufbereitet. Von entscheidender Bedeutung ist das Intensitätsverhältnis der beiden eingesetzten Strahlen, da sichergestellt werden muß, daß der probe-Strahl nur die Faraday-Rotation der zu untersuchenden Probe abfragt und diese hierbei möglichst nicht anregt. Um dies zu gewährleisten wurde bei allen Messungen mit einem Intensitätsverhältnis von pump/probe=100/1 oder höher gearbeitet. Der weitere experimentelle Aufbau beruht auf der im Abschnitt (5.4) vorgestellten Untersuchung der magneto-optischen Detektion. Die notwendigen optischen Polarisierungen für pump- und probe-Strahl werden durch die beiden  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatten eingestellt und durch eine abbildende Optik auf der Probe zum räumlichen Überlappen gebracht. Die hierbei angeregte Fläche wurde zum einen mit einer geeichten CCD-Kamera und zum anderen mit einer Lochmaske (sog. Pinhole), welche durch den Fokus bewegt wurde, zu  $290 \times 220 \mu\text{m}$  bestimmt.

Tsumani (Spectra-Physics)	
Wellenlänge	720-860 nm
Pulslänge	$\approx 70$ fs
Wiederholrate	82 MHz
mittl. Leistung	1 W

Tabelle 6.1: Technische Daten des verwendeten Titan:Saphir-Lasersystems, das mit einem diodengepumpten Festkörperlaser betrieben wird.

CPA 2001 (Clark)		NOPA
Wellenlänge	775 nm	280-1400
Pulslänge	$\approx 150$ fs	20-150 fs
Wiederholrate	1 kHz	1 kHz
mittl. Leistung	850 mW	3-6 mW

Tabelle 6.2: Technische Daten des regenerativen Verstärkerlasersystems (CPA) und des nicht-linearen parametrischen Oszillators (NOPA).

Die zu untersuchende Probe wurde in ein optisches Kryostat-System mit einem supraleitenden Magneten eingebracht, wobei die Probe in Voigt-Geometrie untersucht wurde, d. h. das Magnetfeld war in der Ebene der Probe orientiert und die optische Anregung erfolgte senkrecht zum Magnetfeld. Es kamen hierbei zwei unterschiedliche Kryostaten zum Einsatz, da die Messungen in unterschiedlichen Laboren mit unterschiedlichen Lasersystemen durchgeführt wurden. Messungen mit dem Titan:Saphir-Lasersystem wurden mit einem "Spectromag" Kryostaten der Firma Oxford durchgeführt, während bei Messungen mit dem Verstärkerlaser ein "Konti-IT" Kryostatsystem der Firma CryoVac zum Einsatz kam. Beide Systeme erlauben optische Untersuchungen in einem weiten Temperatur- und Magnetfeldbereich, große Unterschiede der beiden Kryostatsysteme liegen nur in ihrer unterschiedlich leichten Handhabung und ihrem Verbrauch vor. Die technischen Daten sind in den Tabelle (6.3), (6.4) zusammengestellt.

Nachdem die optische Strahlung durch die Probe gelaufen ist, wird der transmittierte probe-Strahl mit einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte und einem Wollaston-Prisma analysiert und mit einem Differenzdetektor die differentielle Signaländerung erfaßt, während der transmittierte Anteil des pump-Strahles abgeblockt wird, um Einstreuung in die Detektion zu unterdrücken. Weiterhin werden sowohl der pump- als auch der probe-Strahl jeweils mit einer anderen Frequenz moduliert und mit einem Lock-in-Verstärker nur Signalanteile auf der Summenfrequenz detektiert, um eine effizientere Rauschunterdrückung zu erzielen [150].

Da bereits eine leichte Änderung der Zentralwellenlänge des Lasers aufgrund der starken

## Experimentelle Details

---

spektralen Abhängigkeit der Faraday-Rotation einen starken Einfluß auf die Transienten hat, wurden alle Messungen an einer Probe immer in einem Durchgang ohne Unterbrechung aufgenommen. Hierdurch konnte sichergestellt werden, daß bei der Erfassung der zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen immer vergleichbare experimentelle Bedingungen vorlagen. Von besonderer Bedeutung bei der magneto-optischen Detektion sind die Glan-Polarisatoren zur Aufbereitung der Polarisation, da diese etwaige Polarisationsfluktuationen der Lasersysteme unterdrücken und diese nur noch in Form von Intensitätsschwankungen in die Messungen eingehen, die allerdings in der abschließenden Differenzbildung im Detektor unterdrückt werden.

Spectromag (Oxford)	
Temperaturbereich	2,4-300 K
Magnetfeldbereich	0-9 T
Standzeit	144 h

Tabelle 6.3: Technische Daten des Kryostatsystems, das bei Messungen mit dem diodengepumpten Titan:Saphir-Lasersystem zum Einsatz kommt.

Konti-IT (CryoVac)	
Temperaturbereich	4,2-300 K
Magnetfeldbereich	0-7 T
Standzeit	48 h

Tabelle 6.4: Technische Daten des Kryostatsystems, welches bei Experimenten mit dem Verstärkerlaser genutzt wird.

Zur Erfassung der Transienten kam ein computergesteuertes System zum Einsatz, das neben der Ansteuerung der Verschiebeeinheit im Strahlengang der Anregung auch das Auslesen des Lock-in-Verstärkers und die anschließende Mittelung der Meßdaten übernahm. Allgemein wurde hierbei mit einer Integrationszeit von 500 ms pro Punkt gearbeitet, wobei wir die Transienten mit einer Auflösung von 50 Punkten pro Pikosekunde erfaßten. Da die Signalqualität stark von der spektralen Position abhängig ist, wurden die erfaßten Daten unterschiedlich stark gemittelt, um ein möglichst identisches Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erzielen.

So konnten Transienten bei exzitonischer Anregung ohne Mittelung in einem Durchgang detektiert werden, während bei Anregung hoch im Band bis zu 32 Mittelungen notwendig wurden. Hierbei wurden die Transienten nacheinander aufgenommen und addiert. Um den Einfluß einer Langzeitdrift so gering wie möglich zu halten [150], wurde jede der aufgenommenen Transienten mit der vorher aufgenommenen verglichen und im Fall einer gravierenden Änderung die Meßsitzung abgebrochen und die Ursache der Drift (zumeist Instabilitäten in der Temperaturregulierung) beseitigt<sup>2</sup>. Die gesamte Meßzeit pro Transiente schwankte abhängig von der Anzahl der Mittelungen zwischen 2 Minuten und über einer Stunde.

Um den Einfluß der Anregungsdichte auf die detektierten Spinquantenschwebungsfrequenzen (siehe Kapitel(11)) so gering wie möglich zu halten, wurde bei allen, im Hinblick auf die Spindephasierung in magnetischen Halbleitern untersuchten Proben eine konstante Anregungsdichte von ca.  $3 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$  gewählt. Die einzige Ausnahme stellen hierbei die Untersu-

---

<sup>2</sup>Für die Durchführung einer Meßreihe wurde aufgrund der starken Temperaturabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung mit einer maximalen Abweichung von  $\Delta T = \pm 10$  mK gearbeitet.

chungen mit dem Verstärkerlaser dar, hier wurde mit einer Anregungsdichte von  $4 \cdot 10^{18} / \text{cm}^3$  gearbeitet.

### 6.2 Untersuchte Proben

Alle untersuchten Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Molenkamp, Experimentelle Physik III, in Würzburg hergestellt. Da mit der Mangan-Dotierung die Energie der Bandlücke stark beeinflusst werden kann, wurden bis auf wenige Ausnahmen alle Proben auf ZnTe-Substraten gewachsen, die eine wesentlich größerer Bandlücke als intrinsisches CdTe aufweisen. Hierdurch kann sichergestellt werden, daß keinerlei optische bzw. magneto-optische Signalrespons der Substrate in die Messungen eingehen.

Probe	Dotierung ( $x$ )	Dicke	Puffer	Substrat	$x_{eff}$
Q2006	0,003	600 nm	ZnTe (10 nm)	ZnTe (001)	0,001
Q1699	0,012	600 nm	ZnTe (10 nm)	ZnTe (001)	0,0073
Q1655	0,05	1500 nm	ZnTe (10 nm)	ZnTe (001)	0,044
Q1700	0,16	600 nm	ZnTe (10 nm)	ZnTe (001)	0,148
Q1648	0,059//0,008	2x200 nm	CdTe (10 nm)	CdZnTe 4% (001)	–
Q1654	0,16//0,04	2x500 nm	ZnTe (10 nm)	ZnTe (001)	–
Q1698	0,012 (n-type)	600 nm	CdTe (10 nm)	CdZnTe 4% (001)	–

Tabelle 6.5: Die untersuchten Proben wurden mittels MBE-Wachstum in der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Molenkamp in Würzburg hergestellt. Bei allen Proben wurde zunächst auf das Substrat eine 10 nm dicke Pufferschicht aufgewachsen, bevor die magnetische Schicht aufgebracht wurde. Um sicherzustellen, daß die Proben relaxiert sind, wurde eine Schichtdicke von mindestens 500 nm aufgewachsen (Ausnahme: Q1648).

Da die Gitterkonstanten von ZnTe und CdTe unterschiedlich sind, wurden Schichtdicken von mindestens 500 nm Stärke aufgewachsen, um sicherzustellen, daß die Proben relaxiert sind. In Tabelle (6.5) sind die Parameter der unterschiedlichen Proben dargestellt. An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die nominelle Dotierung als ein grober Richtwert verstanden werden muß. Erst eine an das Wachstum anschließende Untersuchung der Zeeman-Aufspaltung kann Aufschluß über die wirklich in die Probe eingebrachte Dotierung geben. Hierbei muß vor allem bei gering dotierten Proben der Einfluß des intrinsischen g-Faktors (siehe Gleichung (3.25)) berücksichtigt werden<sup>3</sup>.

Aus diesem Grund bestimmen wir die Zeeman-Aufspaltung der Halbleiterproben experimentell und passen diese mit der in Gleichung (3.17) beschriebenen modifizierten Brillouin-Funktion an, bei der die maximale Spineinstellung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen und die Temperatur

<sup>3</sup>So zeigte sich bei der experimentellen Untersuchung der Zeeman-Aufspaltung der Probe Q2006 (siehe Abschnitt (7.1)), daß diese durch den intrinsischen g-Faktor dominiert ist.

## Experimentelle Details

---

durch phänomenologische Effektivwerte ersetzt werden. Dieses Vorgehen erlaubt eine wesentlich bessere Anpassung der experimentell bestimmten Zeeman-Aufspaltungen und wird eingehend im folgenden Abschnitt (6.3) beschrieben. Ein Anpassungsparameter ist hierbei neben dem intrinsischen g-Faktor die Volumenkonzentration der Mangan-Ionen in der Probe  $x_{eff}$ , die wir zur Kennzeichnung der Proben einsetzen.

Zur Untersuchung der elektronischen Spindephasierung in magnetisch dotierten Halbleitern wurden nur solche Proben herangezogen, die auf ZnTe-Substraten aufgewachsen wurden. Neben den Proben mit ZnTe-Substraten wurden noch weitere Proben (Q1648, Q1698) mit einem  $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ -Substrat untersucht. Wie sich bei der Analyse der Spinquantenschwebungen der Probe Q1648 zeigt, treten mehrere Probleme bei der Interpretation der aufgenommenen Transienten auf, die möglicherweise auf Wechselwirkungen der Schichten mit dem Substrat zurückgeführt werden können. Wir verwenden aus diesem Grund Ergebnisse, die an dieser Probe gewonnen wurden, nur eingeschränkt für die Untersuchung der Elektron- und Lochspindephasierung. Ebenso wurde die Probe Q1654 einzig zur Untersuchung der Lochspindephasierung herangezogen. Die Probe Q1698 wurde mit einer identischen Mangan-Konzentration wie die Probe Q1699 gewachsen und wurde nur für Vergleichsmessungen herangezogen, um den Einfluß einer zusätzlichen n-Dotierung auf die Spinquantenschwebungen zu untersuchen. Wir wollen im folgenden die Methoden vorstellen, mit denen die detektierten Spinquantenschwebungen angepaßt werden, um so Zugang zu den Spinlebensdauern und der Stärke der Zeeman-Aufspaltung zu erhalten.

### 6.3 Auswertung der Meßdaten

Bei unseren Betrachtungen zur Faraday-Rotation eines magnetischen Halbleiters (siehe Gleichung (5.17)) gehen wir davon aus, daß die optische Anregung parallel zum angelegten externen Magnetfeld in z-Richtung erfolgt. Die resultierende Magnetisierung der Mangan-Ionen zeigt in z-Richtung (in die Propagationsrichtung des Lichtes) und führt zu einer Polarisationsdrehung, der Faraday-Rotation.

Im vorliegenden experimentellen Aufbau (siehe Abbildung (6.1)) strahlen wir allerdings die anregende zirkulare optische Polarisation in x-Richtung ein, während das Magnetfeld in z-Richtung orientiert ist. Durch die optische Anregung wird, wie bereits erwähnt, eine Magnetisierung in x-Richtung präpariert, die um die z-Achse präzediert (siehe Anhang (13.3)). Der zweite linear polarisierte Abfragestrahl wird ebenfalls in x-Richtung eingestrahlt und tastet die Faraday-Rotation der Probe in x-Richtung ab, die durch die optisch induzierte Magnetisierung verursacht wird. Die Präzession der optisch generierten Magnetisierung mit der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  in der x/y-Ebene führt somit zu einer Cosinus-artigen Modulation der Faraday-Rotation in der Ausbreitungsrichtung des Abfragestrahls. Für die zeitaufgelöste Faraday-Rotation der Elektronen können wir somit annehmen, daß diese durch eine exponentiell gedämpfte Schwingung beschrieben werden kann:

$$\theta_F = c \exp(-t/\tau) \cos(\omega_L t), \quad (6.1)$$

wobei mit  $c$  eine Konstante eingeht, welche die Stärke der Faraday-Rotation beschreibt, die direkt von der optisch induzierten Magnetisierung abhängt. Da das angeregte Spinsystem dephasiert, wird die Faraday-Rotation einen exponentiellen Abfall erfahren, der durch die Spindephasierungszeit der Elektronen  $\tau$  beschrieben werden kann. Die beobachtete oszillatorische Komponente ist, wie bereits dargelegt, eine Folge der Spinpräzession der Ladungsträger um das Magnetfeld. Da sowohl die Elektronen und Löcher als auch die Mangan-Ionen um das Magnetfeld präzedieren, kann das obige Modell durch Berücksichtigung unterschiedlicher Dephasierungszeiten, Frequenzen und Amplituden auf alle an der Faraday-Rotation beteiligten Ladungsträger erweitert werden. Die resultierende zeitaufgelöste Faraday-Rotation kann in diesem Fall durch die Summe dreier verschiedener Resonanzterme beschrieben werden.

Bei der Auswertung der zeitaufgelöst erfaßten Spinquantenschwebungen müssen wir allerdings berücksichtigen, daß durch das Übersprechen anderer magneto-optischer Effekte (siehe Abschnitt (5.4) und Anhang (13.5)) ein zusätzlicher exponentieller Abfall in den detektierten Transienten auftreten kann. Aus diesem Grund verwenden wir für die Anpassung aller detektierten Signale die folgende Funktion:

$$\theta_F = c_0 + c_1 \exp(-t/\tau_1) + c_2 \exp(-t/\tau_2) \cos(\omega_L t + \varphi). \quad (6.2)$$

Hierbei berücksichtigt die Konstante  $c_0$  einen durch die Detektion mit dem Lock-in-Verstärker möglicherweise auftretenden Offsetwert, während der zweite Term der obigen Gleichung das etwaige Übersprechen linearer magneto-optischer Effekte in die gemessene Faraday-Rotation beschreibt. Der dritte Term berücksichtigt nach Gleichung (6.1) die exponentiell gedämpfte Oszillation der x-Komponente der optisch generierten Magnetisierung.

Die gemessenen Transienten werden mit einer Auflösung von 50 Punkten pro Pikosekunde erfaßt, so daß bei einer typischen Transiente mit einer Länge von 20 Pikosekunden ca. 1000 einzelne Meßwerte erfaßt werden. Durch das massive "oversampling" der Daten kann eine weitere Reduktion der Störungen durch Mittelwertbildung benachbarter Punkte erzielt werden, die allerdings aufgrund des guten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses selten eingesetzt wird. Zur weiteren Auswertung werden nun die gemessenen Transienten mit der vorgestellten Modellfunktion (6.2) angepaßt. Hierbei wird mit dem Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus die mittlere quadratische Abweichung aller berücksichtigten Meßpunkte vom Modell durch gezielte Variation aller sieben Parameter ( $c_0$ ,  $c_1$ ,  $\tau_1$ ,  $c_2$ ,  $\tau_2$ ,  $\omega_L$ ,  $\varphi$ ) minimiert. In Abbildung (6.2) ist die exemplarische Anpassung der detektierten Transiente einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei  $T = 12\text{ K}$  und  $B = 3\text{ T}$  dargestellt.

Der eigentliche Nullpunkt der zeitaufgelösten Transienten ist durch das gleichzeitige Auftreffen von pump- und probe-Strahl gegeben und liegt in der obigen Darstellung bei einer Zeitverzögerung von ca. 1,2 ps. Die zeitgleiche Überlagerung der beiden Laserpulse führt bedingt durch Interferenzeffekte in der Probe zur Ausbildung kohärenter Artefakte. Durch den Einsatz der Lock-in-Technik werden allerdings diese extrem hochfrequenten Störungen "verschmiert" und vielmehr deren Einhüllende aufgenommen, die allgemein als Kohärenzpeak bezeichnet wird. Um den Einfluß dieser kohärenter Artefakte in den Anpassungen zu

## Experimentelle Details

reduzieren, werden alle Meßdaten ca. 2 ps nach dem eigentlichen Zeitnullpunkt ausgewertet. In Abbildung (6.2) ist der Zeitraum, in dem die experimentellen Daten angepaßt werden, entsprechend farblich hervorgehoben. Die gemessene Transiente wird hierbei in grüner Farbe dargestellt, während der anzupassende Bereich blau hinterlegt ist. Die gefundene Anpassung ist rot dargestellt.

Da für unsere weiteren Untersuchungen besonders die Lamor-Frequenz  $\omega_L$  und die elektronische Spindephasierungszeit  $\tau_2$  von Interesse sind, wollen wir zunächst untersuchen, inwieweit die durchgeführte Anpassung verlässliche Ergebnisse liefert. Grundlage der Anpassung ist die Minimierung der Fehlerquadrate der Abweichungen unseres Modells von den experimentellen Daten, die man als Suche nach dem Minimum der Fehlerquadrate in einem siebendimensionalen Parameterraum auffassen kann. Obwohl bei der Anpassung von exponentiellen Abfällen nicht mit einem chaotischen Verhalten des Anpassungsalgorithmus zu rechnen ist, wollen wir trotzdem die Ergebnisse der Anpassung genauer untersuchen.

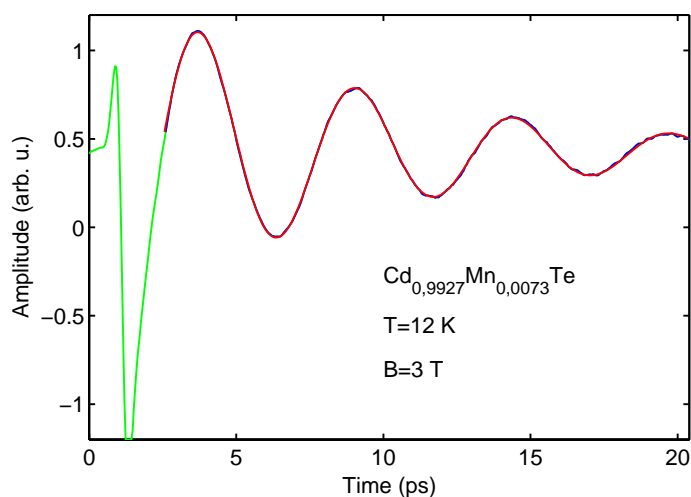


Abbildung 6.2: Zur Anpassung der experimentell erfassten Spinquantschwebungen (grün dargestellt), wird mit dem Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus die mittlere quadratische Abweichung des Modells von den Meßdaten minimiert. Um den Einfluß kohärenter Artefakte in den Anpassungen zu reduzieren, werden die Daten erst ab einer Zeitverzögerung von ca. 2 ps nach der Anregung angepaßt. Der anzupassende Bereich des detektierten Signals ist mit blauer Farbe dargestellt, während die gefundene Anpassung rot dargestellt ist.

Voraussetzung für eine sinnvolle Anpassung des Modells an die experimentellen Daten sind die initialen Startwerte, die durch den Algorithmus unter Berücksichtigung der Fehlerquadrate so lange variiert werden, bis die geringste Abweichung des Modells von den Daten gefunden wird. Wählt man “unsinnige” Startwerte, z. B. eine Lamor-Frequenz im kHz-Bereich, anstelle der beobachteten Frequenz im GHz-Bereich, so kann der Mechanismus versagen. Aus diesem Grund werden die Anpassungen iterativ durchgeführt und die im Anpassungslauf ermittelten Parameter als Startwerte für die jeweils folgende Anpassung genutzt. Allerdings erlaubt dies keine Aussage über die Qualität der ermittelten Ergebnisse und eine mögliche Anfälligkeit des Anpassungsmechanismus gegenüber Abweichungen der initialen Startwerte vom Sollwert.

Am kritischsten stellen sich bei den durchgeführten Anpassungen die initialen Werte für die Schwebungsfrequenz und die Dephasierungszeit heraus, weshalb wir eine Reihe von Anpassungen zu der in Abbildung (6.2) dargestellten Transiente durchführen, bei denen wir die Startwerte um die gefundenen optimalen Werte der Schwebungsfrequenz von  $\nu_{SQS} = 187,406\text{ GHz}$  und die Spindephasierungszeit von  $\tau_2 = 8,406\text{ ps}$  variieren. Für die Frequenzvariation wählen wir hierbei  $\Delta\nu = \pm 20\text{ GHz}$  und für die Dephasierungszeit  $\Delta\tau = \pm 1\text{ ps}$ ,

wobei wir die entsprechenden Bereiche in jeweils 100 Abschnitte unterteilen, so daß insgesamt 10000 Anpassungen berechnet werden. Die ermittelten Anpassungen der Schwebungsfrequenz in Abhängigkeit von den initialen Werten der Schwebungsfrequenzen und den initialen Dephasierungszeiten sind in Abbildung (6.3) dargestellt, während Abbildung (6.4) die Anpassung der Dephasierungszeiten im selben Parameterbereich darstellt.

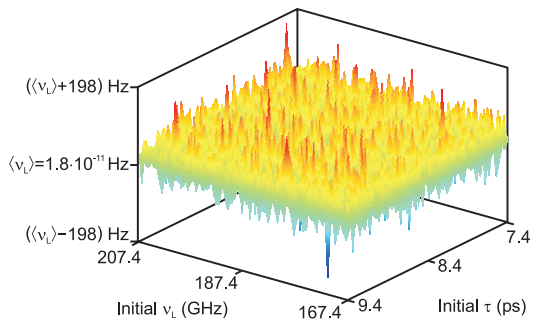


Abbildung 6.3: Mit dem Algorithmus ermittelte Schwebungsfrequenzen in Abhängigkeit von der initialen Frequenz und Dephasierungszeit. Trotz einer Variation der Anfangsparameter von mehr als 10% weisen die ermittelten Frequenz nur eine Streuung von weniger als 400 Hz auf, deren Einfluß bei einer gemittelten Frequenz von  $\nu_L = 187,406$  GHz vernachlässigt werden kann.

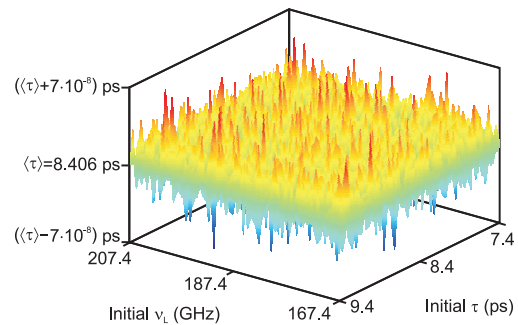
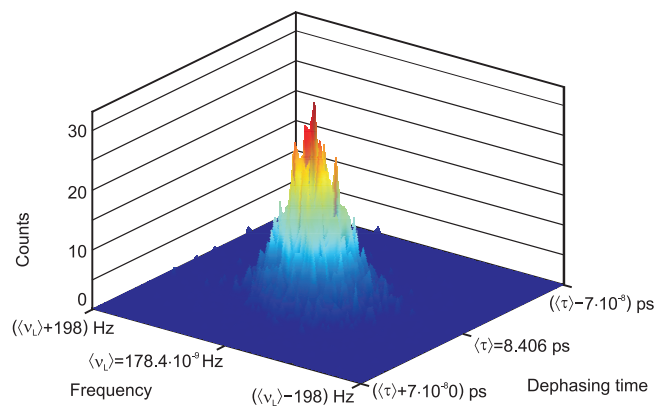


Abbildung 6.4: Entsprechend weisen auch die mit dem Algorithmus ermittelten Dephasierungszeiten in Abhängigkeit von der initialen Frequenz und Dephasierungszeit eine sehr geringe Abweichung von weniger als  $2 \cdot 10^{-7}$  ps auf. Auch hier ist die Streuung vernachlässigbar.

Auf den ersten Blick ergibt sich eine homogene Verteilung der Anpassungen über den gesamten Parameterbereich ohne größere Ausreißer. Zur weiteren Auswertung können die relativen Häufigkeiten von bestimmten ermittelten Schwebungsfrequenzen und Dephasierungszeiten ermittelt und diese wie in Abbildung (6.5) dargestellt aufgetragen werden. Es ergibt sich hierbei eine Verteilung, die einer Gauß-Verteilung nicht unähnlich ist und deren Halbwertsbreite als ein direktes Maß für die Abweichungen bei der Anpassung der gemessenen Transienten interpretiert werden kann.

Abbildung 6.5: Relative Häufigkeit der mit dem Anpassungsalgorithmus bestimmten Parameter. Die Schwankungsbreite der Ergebnisse ist hierbei sehr gering und beschreibt einen Gauß-artigen Verlauf. Dies ist letztlich ein Hinweis auf die große Toleranz des verwendeten Anpassungsalgorithmus, da die Anfangswerte eine Schwankung von immerhin 10% aufweisen. Weiterhin zeigt dieses Ergebnis aber auch, daß die verwendete Funktion zur Beschreibung der zeitaufgelösten Faraday-Rotations-Transienten vollkommen ausreichend ist.



## Experimentelle Details

Für die vorgegebenen Variationen der initialen Schwebungsfrequenz und der initialen Dephasierungszeit ergibt sich somit eine relative Abweichung von weniger als  $10^{-8}$  für die Dephasierungszeiten und  $10^{-9}$  für die Schwebungsfrequenz. Es muß allerdings festgestellt werden, daß die Abweichungen selbst bei einer Variation der Anfangsparameter von 50% nur unwesentlich größer werden, jedoch erhöht sich mit einem größeren Parameterbereich bei der Anpassung die Chance, einen "Ausreißer" zu finden, der eine wesentlich höhere Abweichung besitzen kann.

Trotz einer Variation der Anfangsbedingungen ist eine sehr genaue Anpassung an die experimentellen Daten möglich, was für die große Flexibilität des verwendeten Algorithmus spricht. Weiterhin zeigt dieses Ergebnis, daß das vorgestellte einfache Modell (6.2) zur Beschreibung der zeitaufgelösten Faraday-Rotation vollkommen ausreichend ist. Entsprechend muß man allerdings an dieser Stelle einschränkend feststellen, daß die Ergebnisse der Anpassung deutliche Abweichungen aufweisen, wenn die detektierten Faraday-Rotationen nicht mehr mit dem einfachen Modell beschrieben werden können.

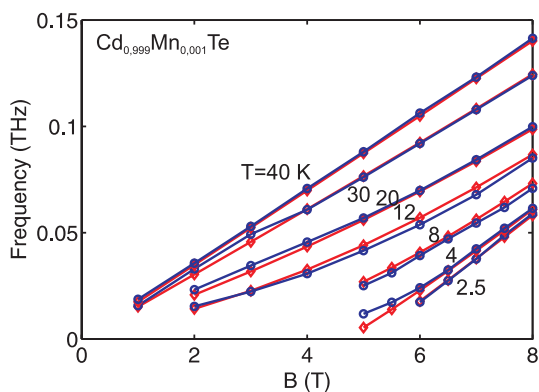


Abbildung 6.6: Anpassung der Zeeman-Aufspaltung der Probe Q2006 mit dem Nelder-Mead-Algorithmus. Man beachte die im Vergleich zu den anderen Proben "umgekehrte" Temperaturstaffelung, die eine Folge des in dieser Probe dominanten intrinsischen g-Faktors ist (siehe auch Abbildung (3.5)). Gemessene Punkte sind in blauer Farbe abgebildet, während die modellierten Daten rot dargestellt sind.

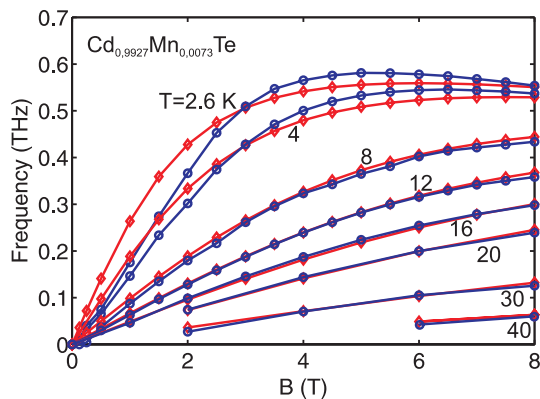


Abbildung 6.7: Die Anpassung der Probe Q1699 weist im Bereich tiefer Temperaturen starke Abweichungen vom experimentell bestimmten Verlauf auf, die mehrmals reproduziert werden konnten. Ursächlich hierfür könnte neben der antiferromagnetischen Wechselwirkung nächster Nachbarn auch der Einfluß weiter entfernter Mangan-Ionen sein, der vor allem im Tieftemperaturbereich zum Tragen kommt [125, 126].

Verzichtet man allerdings auf eine Anpassung des gesamten Signals und beschränkt sich auf den monoton abfallenden Signalanteil, greift das einfache Modell wieder und die Streuung der angepaßten Frequenzen wird wieder auf unter ein Prozent reduziert, während die Dephasierungszeiten lediglich mit einem Fehler unter zehn Prozent bestimmt werden können. Die größten Abweichungen vom vorgestellten Modell ergeben sich bei der am höchsten dotierten Probe mit  $x = 0,148$ ; mit sinkender Dotierung werden die Anpassungen zunehmend besser. Will man ein besseres Anpassungsergebnis erzielen, muß das anzupassende Modell überarbeitet werden, z. B. durch eine Beschreibung der Einhüllenden der Spinquantenschwebungen mit einer anderen Funktion statt eines exponentiellen Abfalls.



Erste Versuche einer Überlagerung eines exponentiellen Abfalls mit einer Gauß-artigen Einhüllenden verbesserten die Anpassung erheblich, was als ein deutlicher Hinweis auf den zunehmenden Einfluß räumlicher Inhomogenitäten verstanden werden kann. Ursachen dieser Inhomogenitäten könnten lokale Fluktuationen der Magnetisierung aufgrund der Dotierung oder antiferromagnetischer Cluster sein. Allerdings ist auch denkbar, daß die starke Anregungsleistungsabhängigkeit der Spinquantenschwebungen (siehe Kapitel (11)) im durch den Laserpuls angeregten Probevolumen zu einer lateralen und transversalen Verteilung unterschiedlicher Spinpräzessionsfrequenzen führt, die integral erfaßt werden. Da die Ursache dieser inhomogenen Verbreiterung nicht eindeutig geklärt werden konnte, verzichten wir auf eine Erweiterung des bestehenden Modells.

Aus diesem Grund werden alle Anpassungen mit dem einfachen Modell nach Gleichung (6.2) vorgenommen und ein höherer Fehler der bestimmten Anpassungsparameter in Kauf genommen. Eine Angabe von Fehlern in Form von Fehlerbalken zur Beschreibung der Abweichungen erscheint nicht sinnvoll, da diese nur die systematische Unzulänglichkeit der gewählten Anpassungsfunktion wiedergeben würden. Trotzdem empfiehlt sich bei der Anpassung der gemessenen Transienten das beschriebene iterative Vorgehen, um mögliche Ausreißer in der Anpassung zu vermeiden.

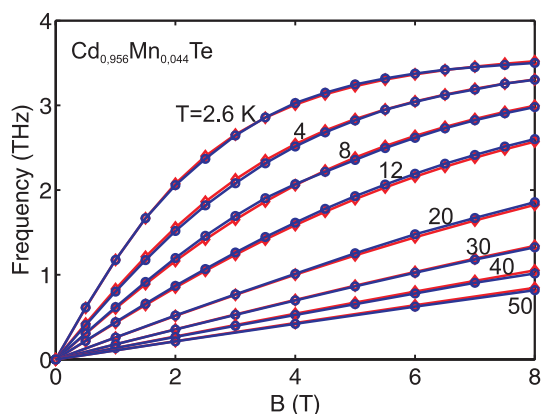


Abbildung 6.8: Die Anpassung der Probe Q1655 wird nur unter Berücksichtigung der antiferromagnetischen Kopplung der Mangan-Spins, durch die modifizierte Brillouin-Funktion möglich. Man erkennt deutlich den hohen Grad an Übereinstimmung der experimentellen und der mit einem phänomenologischen Modell angepassten Schwebungsfrequenzen.

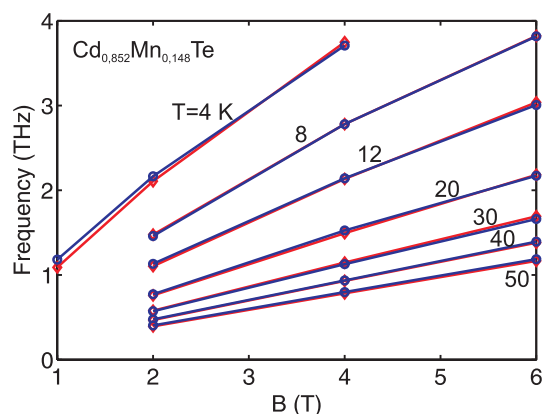


Abbildung 6.9: Aufgrund der hohen Puls-zu-Puls-Fluktuationen des verwendeten Lasersystems konnte nur eine beschränkte Anzahl von Messungen an der Probe Q1700 vorgenommen werden. Trotz dieser Einschränkung ist eine Anpassung der Schwebungsfrequenzen möglich.

Wie bereits bei der Beschreibung der Proben im Abschnitt (6.2) dargelegt, wird die Dotierung der Proben beim Wachstum grob eingestellt. Die exakte Dotierung muß nachträglich z. B. durch Untersuchung der Zeeman-Aufspaltung bestimmt werden. Alternativ kann man allerdings mit dem oben beschriebenen Anpassungsmechanismus auch die Spinpräzessionsfrequenz bestimmen, die einen direkten Rückschluß auf die Zeeman-Aufspaltung des Leitungsbandes der Proben erlaubt. Mit der im Abschnitt (3.4.2) vorgestellten modifizierten Brillouin-Funktion (3.17) kann die exakte Dotierung der Halbleiterproben leicht durch Auswertung der Zeeman-Aufspaltung nach Gleichung (3.25) ermittelt werden. In den Ab-

## Experimentelle Details

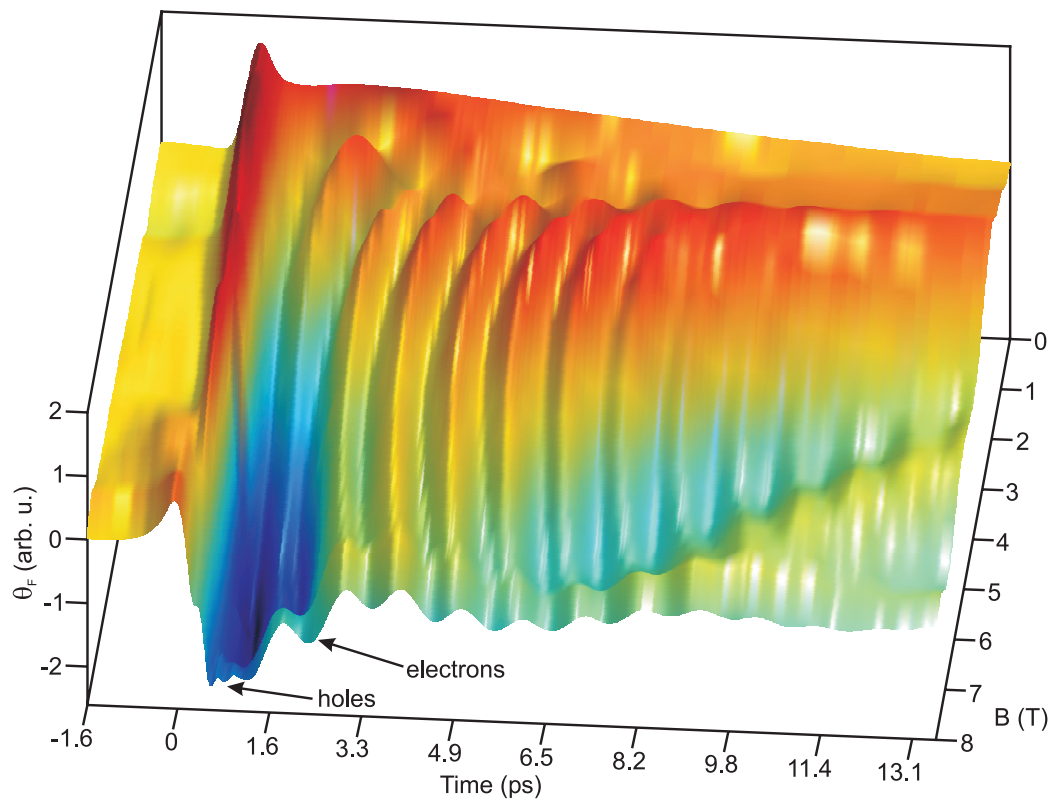
---

bildungen (6.6-6.9) sind die so ermittelten Anpassungen der Spinpräzessionsfrequenzen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Probe für unterschiedliche Temperaturen und Magnetfelder aufgetragen.

Hierfür setzen wir ebenfalls den Nelder-Mead-Algorithmus ein, um die Abweichungen der mit der modifizierten Brillouin-Funktion berechneten und der experimentell bestimmten Präzessionsfrequenzen zu minimieren. Auch hierbei werden die Fehlerquadrate zu allen Meßpunkten aufaddiert und minimiert. Der Anpassungsparameter ist hierbei die Mangan-Dotierung der Probe. Die experimentell aus der Auswertung der Spinquantenschwebungen bestimmten Zeeman-Aufspaltungen der untersuchten Proben werden im Abschnitt (7.1) im Detail vorgestellt, während die entsprechenden Dotierungen der Proben Tabelle (6.5) entnommen werden können.

Bei zwei Proben (Q1648, Q1654) wurde auf eine exakte Bestimmung der Dotierung verzichtet, da diese Proben jeweils zwei Schichten unterschiedlicher Mangan-Konzentrationen aufweisen. Durch Wechselwirkungen der Magnetisierungen der Schichten untereinander kann es zu massiven Beeinflussungen und lateralen Inhomogenitäten in der Magnetisierung kommen, die starken Einfluß auf die Spindephasierung haben können. Ein Indiz für die wechselseitige Beeinflussung magnetischer Schichten ist die gemessene Zeeman-Aufspaltung der Probe Q1648 bei resonanter Anregung des 1s-hh-Exzitons der Schicht mit  $x = 0,008$ , die eine wesentlich höhere Aufspaltung zeigte als die höher dotierte Probe Q1699.

## 7 Experimentelle Ergebnisse



Die Magnetfeldabhängigkeit der Faraday-Rotation der  $\text{Cd}_{0,941}\text{Mn}_{0,059}\text{Te}/\text{Cd}_{0,992}\text{Mn}_{0,008}\text{Te}$ -Schichtprobe Q1648 bei einer Temperatur von  $T = 4\text{ K}$  ist auf Seite 95 dargestellt. Die Anregung der Probe erfolgte im  $1s\text{-hh}$ -Exziton mit rechtszirkularer Polarisierung, während die Abfrage linear polarisiert war. Aufgrund der besonderen Schichtstruktur der Probe (siehe Tabelle (6.5)), wurde das Laserspektrum mit einem Interferenzfilter auf  $5\text{ nm}$  Halbwertsbreite eingeschränkt und mit Transmissionsmessungen geprüft, daß nur die niedrig dotierte Schicht mit einem Mangengehalt von  $x = 0,008$  angeregt wird.

Mit steigendem Magnetfeld finden wir zunächst zunehmende Spinquantenschwebungsfrequenzen, die allerdings ab einem Magnetfeld von  $B > 3\text{ T}$  bei weiter steigendem Magnetfeld wieder abnehmen. Dieses Verhalten ist in der Konkurrenz des intrinsischen  $g$ -Faktors mit der durch die  $sp\text{-}d$ -Austauschwechselwirkung verursachten Zeeman-Aufspaltung begründet und kann so zur nachträglichen Bestimmung der Mangan-Dotierung (bei bekanntem intrinsischen  $g$ -Faktor) herangezogen werden.

Die detektierte zeitaufgelöste Faraday-Rotation dieser Probe weist insgesamt drei unterschiedliche Schwebungssignaturen auf, die wir den optisch angeregten Elektronen und Löchern in der magnetisch dotierten Schicht und den optisch angeregten Elektronen im  $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ -Substrat zuschreiben (siehe Abbildung (7.2.2)). Es handelt sich hierbei unserer Kenntnis nach um den ersten experimentellen Nachweis kohärenter Schwebungssignaturen optisch angeregter Löcher. Weitere Details zu den Lochspinquantenschwebungen kann man Abschnitt (7.2.2) entnehmen.

*In diesem Abschnitt stellen wir die experimentellen Ergebnisse unserer Untersuchungen von Spinquantenschwebungen in magnetisch dotierten  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ -Halbleiterproben vor. Durch den großen Dotierungsbereich der untersuchten Proben von  $x = 0,001 - 0,148$  wird es möglich, Rückschlüsse auf intrinsische Eigenschaften der magnetischen Halbleiter unter dem Einfluß ungekoppelter magnetischer Momente ( $x=0,001$ ) bis hin zum Grenzfall antiferromagnetisch koppelnder Mangan-Ionen ( $x=0,148$ ) zu ziehen. Wir zeigen im folgenden experimentelle Daten zur beobachteten Zeeman-Aufspaltung und der Spindephasierung der Elektronen und Löcher der untersuchten Proben.*

Die zu untersuchenden magnetisch dotierten Proben werden in ein transversales Magnetfeld eingebracht und ihre zeitaufgelösten Faraday-Rotation mit dem im Abschnitt (6.1) vorgestellten magneto-optischen-Aufbau ermittelt. Durch Anpassung der experimentell bestimmten Faraday-Rotationstransienten mit einem einfachen, phänomenologischen Modell (6.2) können die Spinquantenschwebungsfrequenzen und die Spindephasierungszeiten ermittelt werden.

## 7.1 Zeeman-Aufspaltungen der elektronischen Spinzustände

Von entscheidender Bedeutung bei einer quantitativen Analyse des Dephasierungsverhalten von magnetisch dotierten Halbleitern ist die möglichst genaue Kenntnis der Höhe der Dotierung. Hierfür bietet es sich an, die Zeeman-Aufspaltung der magnetisch dotierten Proben zu untersuchen, da diese direkt von der Dotierung abhängt. Weiterhin kann man aus dem Verlauf der Zeeman-Aufspaltung mit der Temperatur und dem Magnetfeld auf die Stärke der Kopplung der Mangan-Ionen untereinander schließen, da diese zu einer Reduktion der Magnetisierung führt (siehe Abschnitt (3.4.2)). Zur Untersuchung der Zeeman-Aufspaltung kommen mehrere experimentelle Methoden in Betracht. Transmissionsmessungen an den Proben und die anschließende Analyse der Aufspaltung der Absorptionslinien unter dem Einfluß eines Magnetfeldes bei unterschiedlichen Temperaturen erwiesen sich allerdings als zu ungenau, da mit steigender Dotierung eine zunehmende Linienverbreiterung eintritt, die eine exakte Auswertung sehr erschwert. Gleiches gilt für die Untersuchung der Photolumineszenz.

Da die Zeeman-Aufspaltung des Leitungsbandes die Larmor-Frequenz der präzedierenden Elektronen bestimmt (siehe Gleichung (3.25)), kann man durch Auswertung der Spinquantenschwebungsfrequenzen der Elektronen (siehe Abschnitt (6.3)) viel genauere Aussagen treffen als z. B. durch Absorptionsmessungen. Wir wollen an dieser Stelle die mit dem im Abschnitt (6.3) vorgestellten Verfahren bestimmten Spinquantenschwebungsfrequenzen und einige exemplarische zeitaufgelöste Transienten der untersuchten Proben wiedergeben.

## Experimentelle Ergebnisse

Die Spinquantenschwebungen wurden experimentell in einem möglichst großen Temperaturbereich untersucht, jedoch ergeben sich Einschränkungen aufgrund des sehr unterschiedlichen Dephasierungsverhalten und der auftretenden Schwebungsfrequenzen. So sind bei Messungen im Bereich hoher Temperaturen die Dephasierungszeiten wesentlich länger als im Tieftemperaturbereich, allerdings ist in diesem Fall die Magnetisierung der Proben geringer (siehe Brillouin-Funktion (3.16)), so daß man zwar einerseits längere Transienten aufnehmen kann, diese aber unter Umständen nur noch eine Schwebungsperiode enthalten. Aus diesem Grund ermitteln wir nur dann Frequenzen und Dephasierungszeiten, wenn eine eindeutige Schwebungssignatur vorliegt.

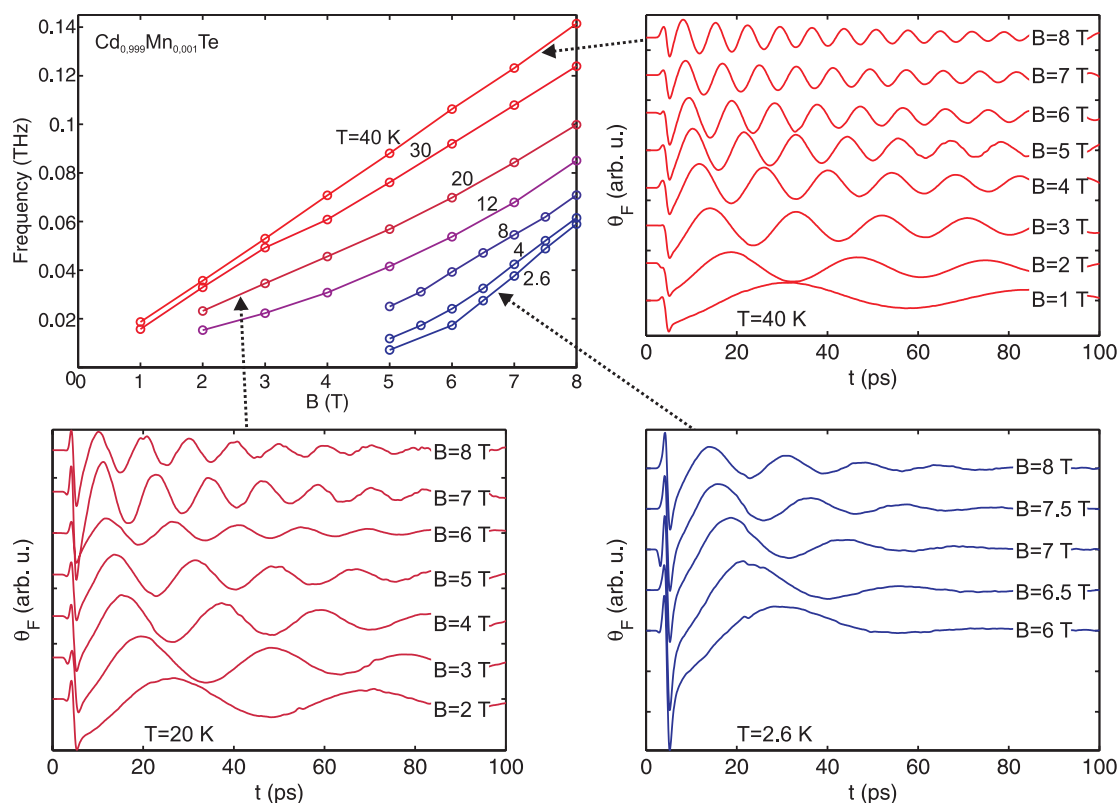


Abbildung 7.1: Die Abbildung gibt die durch Anpassung der Meßdaten bestimmten Spinquantenschwebungsfrequenzen (links oben) einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe wieder. Für drei exemplarische Temperaturen ( $T = 2, 6, 20, 40$  K) sind die entsprechenden zeitaufgelösten Transienten dargestellt. Diese Probe mit der geringsten aller untersuchten Dotierungen ( $x = 0,001$ ) weist als einzige eine Zunahme der Schwebungsfrequenzen mit steigender Temperatur auf, die auf die Dominanz des intrinsischen g-Faktors zurückgeführt werden kann.

Die Daten werden farbkodiert aufgetragen, so daß man die, zu einer Temperatur gehörigen Daten leicht identifizieren kann. Allerdings variieren die untersuchten Temperaturen von Probe zu Probe. Zum einen ist dies eine Folge der unterschiedlichen Bereiche, in denen man sinnvolle Signale messen kann und zum anderen auch eine Frage der experimentellen Bedingungen. So kann es unter bestimmten Umständen unmöglich sein, eine stabile Temperatur während der Messungen zu gewährleisten. Ursache hierfür ist die große Wärmezufuhr durch den Laserstrahl, die zu einem Aufschwingen des Temperaturregelkreises des

Kryostat-Systemen führen kann. So konnte bei Untersuchungen an der hochdotierten Probe mit  $x = 0,148$  keine stabile Temperaturregelung bei  $T = 60$  K erzielt werden. Ebenso scheiterte der Versuch, bei Temperaturen unter  $T = 4$  K zu messen, an dem verwendeten Kryostat-System (siehe Tabelle (6.4)). Bedingt durch die große Empfindlichkeit der magnetischen Halbleiter auf die angelegte Temperatur wurden nur dann Messungen durchgeführt, wenn die Temperaturschwankungen unter  $\Delta T = \pm 10$  mK lagen.

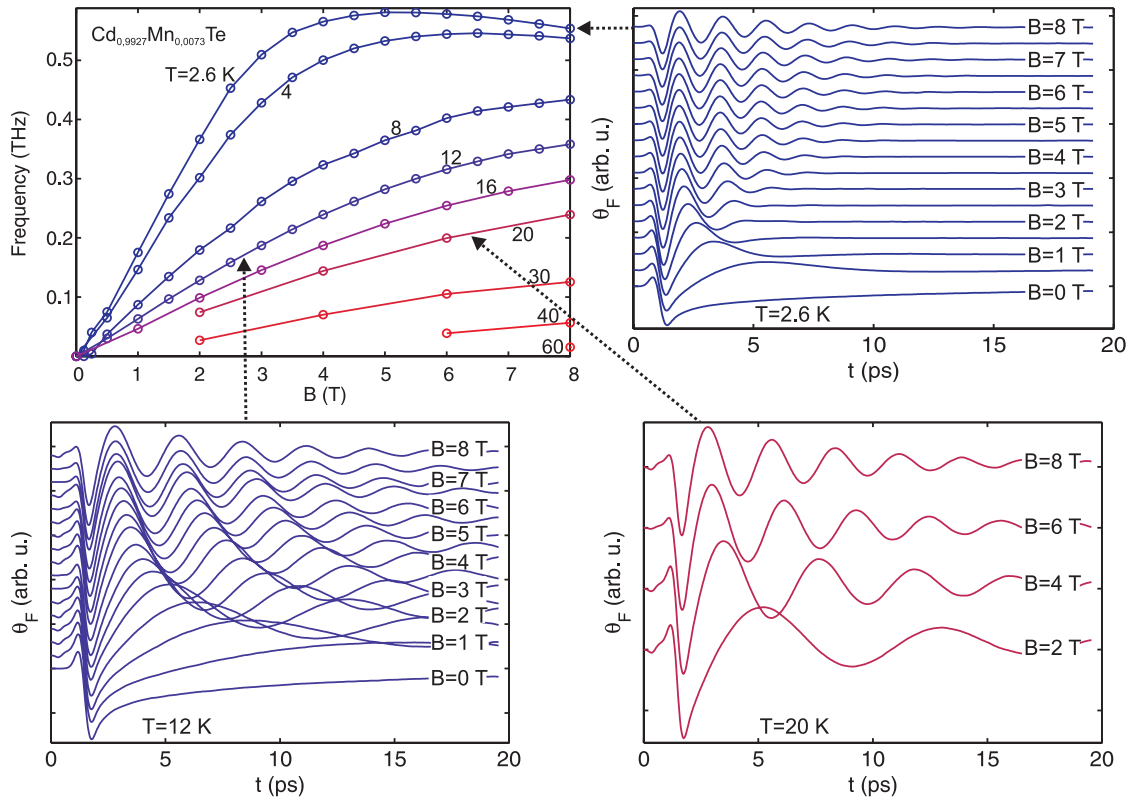


Abbildung 7.2: Die detektierten Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe weisen im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder ein Sättigungsverhalten auf, das auf die vollständige Ausrichtung der Mangan-Ionen im externen Magnetfeld zurückgeführt werden kann. Die nach Erreichen der Sättigung einsetzende Reduktion der Zeeman-Aufspaltung ist eine Folge des intrinsischen g-Faktors. Die starke Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierung wird im Abschnitt (7.2) genauer untersucht.

Wie bereits bei der Beschreibung der Materialeigenschaften festgestellt wurde, ist die Spinquantenschwebungsfrequenz ein direktes Maß für den effektiven g-Faktor, der durch den intrinsischen g-Faktor und die sp-d-Austauschwechselwirkung verursacht wird. Aufgrund der starken Dotierungs-, Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der sp-d-Austauschwechselwirkung erwartet man je nach experimenteller Bedingung unterschiedlich starke Beiträge durch die Austauschwechselwirkung. So ist zu erwarten, daß im Fall hoher Temperaturen und geringer Magnetfelder eindeutig der intrinsische g-Faktor dominiert.

Eine Ausnahme bilden allerdings Proben mit sehr geringen Dotierungen, bei denen selbst im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder der intrinsische g-Faktor größer sein kann, als der durch den sp-d-Austausch verursachte Anteil. Dies wird sehr schön durch

## Experimentelle Ergebnisse

die, an der Probe mit der geringsten Dotierung von  $x = 0,001$  bestimmten Schwebungsfrequenzen bestätigt (siehe Abbildung (7.1)). Hier sind die höchsten Schwebungsfrequenzen bei vergleichsweise hohen Temperaturen zu finden. Führt man sich noch einmal die Temperaturabhängigkeit des effektiven g-Faktors (siehe Abbildung (3.3)) vor Augen, wird erkennbar, daß diese hohen Frequenzen durch den intrinsischen g-Faktor bestimmt sind. Durch weiteres Abkühlen gewinnt die sp-d-Austauschwechselwirkung immer mehr Einfluß und reduziert aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen in Gleichung (3.25) den effektiven g-Faktor. Vergleicht man die nach Gleichung (3.25) berechneten Schwebungsfrequenzen in Abbildung (3.5) mit den experimentell bestimmten in Abbildung (7.1), wird erkennbar, daß im Bereich tiefer Temperaturen und geringer Magnetfelder die theoretisch berechnete Reduktion der Zeeman-Aufspaltung experimentell nachgewiesen werden kann.

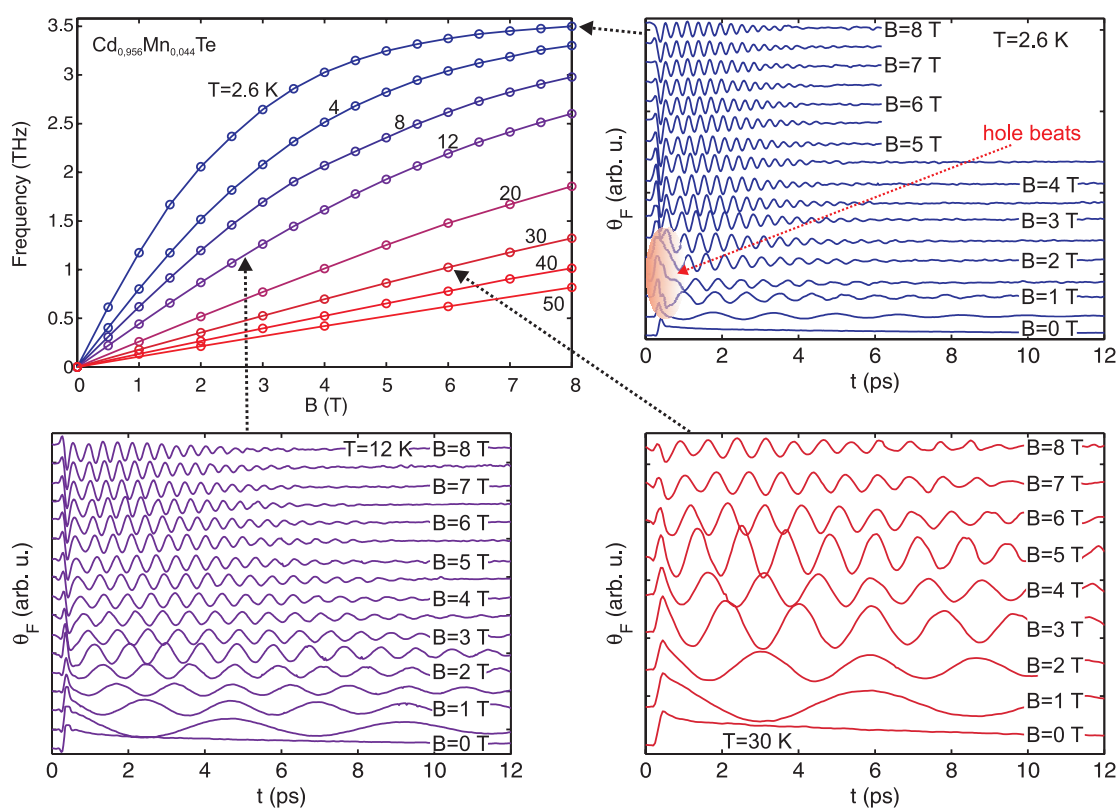


Abbildung 7.3: Die Zeeman-Aufspaltung der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe weist bereits einen deutlichen Einfluß durch die antiferromagnetische Kopplung der Mangan-Ionen auf, die unter anderem dazu führt, daß wir in dieser Probe keine Spinsättigung im untersuchten Temperaturbereich finden können. Trotz dieser starken Beeinflussung der Magnetisierung ist allerdings immer noch eine theoretische Beschreibung der Zeeman-Aufspaltung möglich, wie man auch Abbildung (6.8) entnehmen kann, in der die extrahierten Zeeman-Daten mit der modifizierten Brillouin-Funktion angepaßt wurden. Weiterhin kann man auf sehr kurzen Zeitskalen Lochschwebungssignaturen erkennen, auf die wir im Abschnitt (7.2.2) eingehen werden.

Eine geringfügig höhere Mangan-Konzentration der Proben ändert allerdings das beobachtete Verhalten der Zeeman-Aufspaltung erheblich. So kann man feststellen, daß bei der mit  $x = 0,0073$  dotierten Probe im Bereich hoher Magnetfeld und tiefer Temperaturen, ab einem gewissen Magnetfeld eine Sättigung der Magnetisierung der Mangan-Ionen ein-



setzt, die in Abbildung (7.2) für  $T = 2,6 \text{ K}$  und  $B > 5 \text{ T}$  beobachtet werden kann. Die Zeeman-Aufspaltung dieser Probe ist im untersuchten Temperaturbereich eindeutig durch die sp-d-Austauschwechselwirkung dominiert. Eine weitere Steigerung des Magnetfeldes hat also keinen Einfluß mehr auf die Magnetisierung der Mangan-Ionen, so daß der, durch den sp-d-Austausch verursachte Anteil am effektiven g-Faktor nicht weiter ansteigen kann. Der intrinsische g-Faktor dagegen kann auf eine weitere Magnetfelderhöhung reagieren und reduziert somit den effektiven g-Faktor, was zu der in Abbildung (7.2) erkennbaren Reduktion der Schwebungsfrequenz für  $T = 2.6 \text{ K}$  und  $B > 6 \text{ T}$  führt.

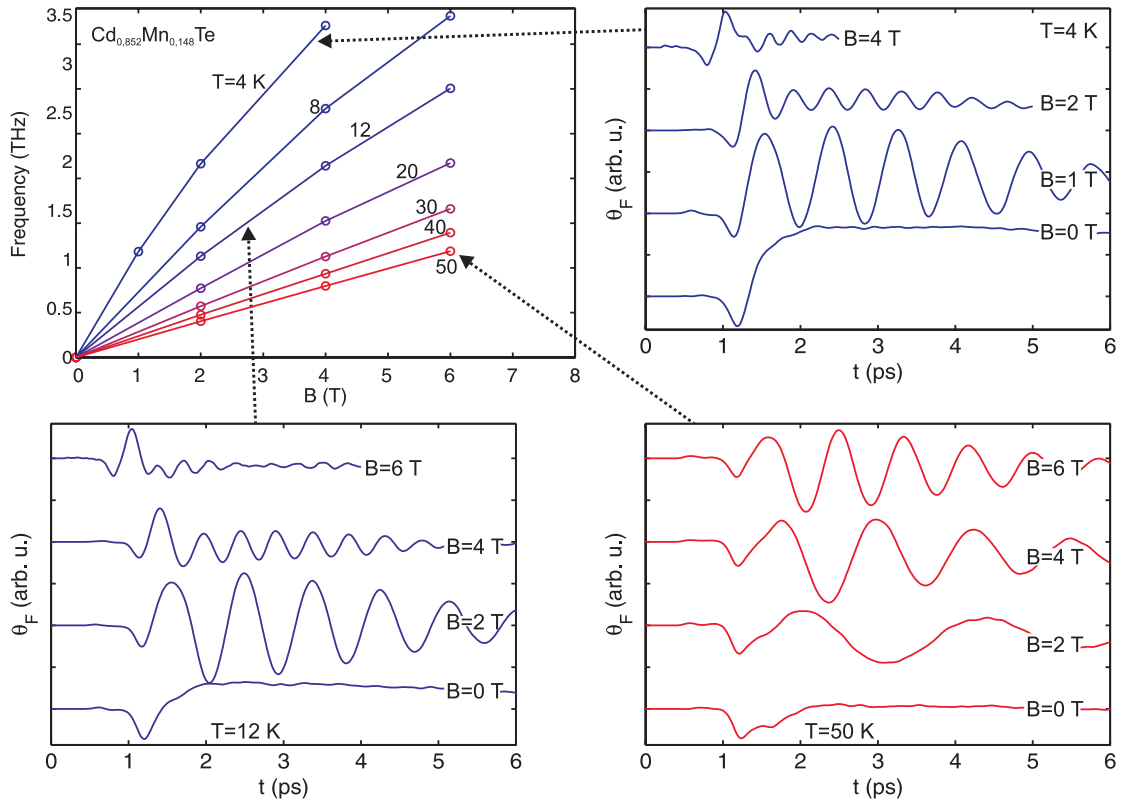


Abbildung 7.4: Aufgrund höherer Puls-zu-Puls-Fluktuationen des verwendeten Verstärkerlasersystems, wurde es bei der Erfassung der zeitaufgelösten Transienten der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe notwendig, mehrere Einzelmessungen zu identischem Magnetfeld und Temperatur zu mitteln, um so das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Aus diesem Grund wurden insgesamt weniger Meßkurven aufgenommen als bei den anderen untersuchten Proben. Trotz der reduzierten Anzahl von Meßpunkte kann man leicht erkennen, daß die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung immer noch durch die Brillouin-Funktion beschrieben werden kann. Die Tatsache, daß wir keine Spinsättigung feststellen können, und die Frequenzen niedriger sind als man mit der "normalen" Brillouin-Funktion berechnet, sind deutliche Hinweise auf den starken Einfluß der antiferromagnetischen Mangan-Mangan-Wechselwirkung (siehe auch Abbildung (6.9)).

Eine weitere Steigerung der Dotierung führt aufgrund der zunehmenden antiferromagnetischen Kopplung der Mangan-Ionen untereinander zu einer Abnahme der Magnetisierung und somit zu reduzierten Schwebungsfrequenzen. Trotz dieser Reduktion der Magnetisierung lassen sich Schwebungsfrequenzen von bis zu  $4 \text{ THz}$  messen, höhere Werte wären, wie man an den Ergebnissen für die Probe mit einer Dotierung von  $x = 0,148$  sehen kann

## Experimentelle Ergebnisse

---

(siehe Abbildung (7.4)), möglich. Allerdings wird hierbei die energetische Aufspaltung des Valenz- und Leitungsbandes so groß, daß eine kohärente Anregung von Leicht- und Schwerlochübergängen mit den verwendeten Lasersystemen sehr schwer wird.

Wie wir im Anhang (13.3) zeigen, ist allerdings die spektral breite Anregung der Leicht- und Schwerlochübergänge notwendig, um eine Spinpolarisation aufzubauen, die zu der Spinquantenschwebung führt. Da der Laser nur eine beschränkte spektrale Bandbreite liefern kann, wird letztlich die Interferenz der Quantenzustände durch das Magnetfeld gequentscht. Aus diesem Grund konnten wir bei Untersuchung der Probe mit  $x = 0,148$  für  $T = 4$  K und  $B > 4$  T keine Spinquantenschwebungen mehr detektieren. Die Einschränkung des Magnetfelds auf  $B < 6$  T beruht auf dem verwendeten Kryostat-System.

### 7.2 Ergebnisse zur Spindephasierung

Durch die optische Anregung werden Exzitonen, also Elektron-Loch-Paare die durch Coulomb-Kräfte gebunden sind, erzeugt. Wie wir bereits im vorherigen Abschnitt bei der Vorstellung der bekannten Spindephasierungsmechanismen in Halbleitern feststellen konnten, weisen Elektronen und Löcher große Unterschiede in ihren Dephasierungszeiten auf. Besonders gravierend werden diese Unterschiede bei der Untersuchung der Spindephasierung in Quantentopfstrukturen und Übergitterproben, da Löcher aufgrund ihrer im Vergleich zu Elektronen, höheren effektiven Masse stärker lokalisieren. Aus diesem Grund beschränken wir unsere Untersuchungen auf Volumenmaterial, um die experimentellen Ergebnisse zur Spindephasierung der Löcher nicht durch strukturell bedingte Einflüsse zu verfälschen.

#### 7.2.1 Dephasierung von Elektronspinquantenschwebungen

Die Probe mit der geringsten magnetischen Dotierung  $x = 0,001$  weist die längsten Spinlebensdauern aller untersuchten Proben auf. Wie man Abbildung (7.5) entnehmen kann, ermitteln wir bei einer Temperatur von  $T = 40$  K und  $B = 1$  T eine elektronische Spindephasierungszeit von ca. 78 ps, die im Fall tiefer Temperaturen auf unter 25 ps bei  $T = 2,6$  K abnimmt.

Es ergeben sich jedoch starke Einschränkungen in den bestimmten Spindephasierungszeiten, da wir zu deren Bestimmung auf die oszillatorischen Anteile der Faraday-Rotationssignale angewiesen sind, die durch die Spinpräzession entstehen. Wird die Präzessionsfrequenz zu klein, oder kann keine volle Umlaufperiode mehr detektiert werden, kann man die Spinquantenschwebungen und dadurch bedingt die Spindephasierung nicht mehr mit dem vorgestellten Modell (siehe Abschnitt (6.3)) angepaßt werden.

Diese Einschränkungen führen zu "Lücken" in den Spindephasierungszeiten, die vor allem im Bereich geringer magnetischer Feldstärken und hoher Temperaturen auftreten, da hier die Zeeman-Aufspaltung aufgrund der Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der Brillouin-Funktion die geringsten Werte annimmt. Bei genauer Betrachtung von Abbildung (7.5) stellt man allerdings fest, daß vor allem im Bereich hoher Temperaturen die meisten Meßpunkte zur Spinlebensdauer ermittelt wurden. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß die Zeeman-Aufspaltung der Probe (siehe auch Abbildung (7.1)) aufgrund der geringen

magnetischen Dotierung durch den intrinsischen  $g$ -Faktor dominiert wird. Erst im Bereich tiefer Temperaturen erreicht der durch die  $sp$ - $d$ -Austauschwechselwirkung verursachte Anteil die Größenordnung des intrinsischen  $g$ -Faktors, so daß wir hier keine experimentellen Daten zur Spindephasierung in der niedrig dotierten Probe ermitteln können.

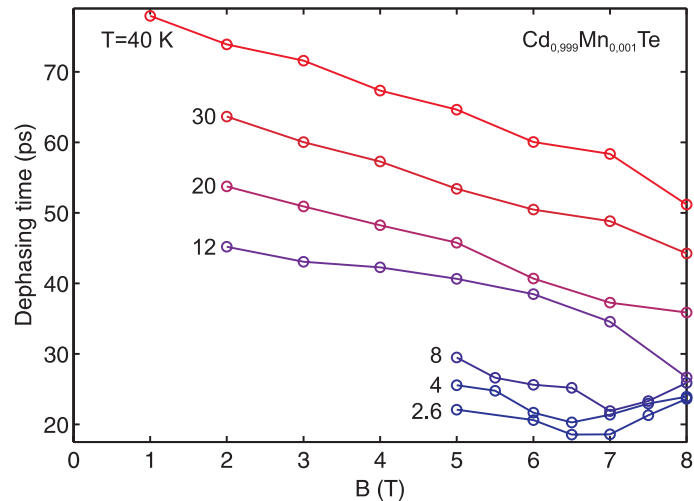


Abbildung 7.5: Die Spindephasierungszeiten dieser Proben sind verglichen mit den anderen Proben sehr hoch, was (zusammen mit den experimentellen Befunden zur Zeeman-Aufspaltung dieser Probe) darauf hinweist, daß die elektronischen und magnetischen Eigenschaften dieser Probe durch den Wirtshalbleiter bestimmt sind.

Ein weiterer Befund ist die Abnahme der Spindephasierungszeiten mit zunehmendem Magnetfeld ( $B = 0 - 8$  T), die beispielsweise bei der Probe mit  $x = 0,001$  bei  $T = 40$  K zu einer Änderung von mehr als 30 % führt. Generell können wir bei dieser Probe für Temperaturen  $T > 8$  K eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Feld beobachten. Für Temperaturen  $T < 8$  K allerdings können wir zuerst eine Abnahme und eine anschließende Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld feststellen.

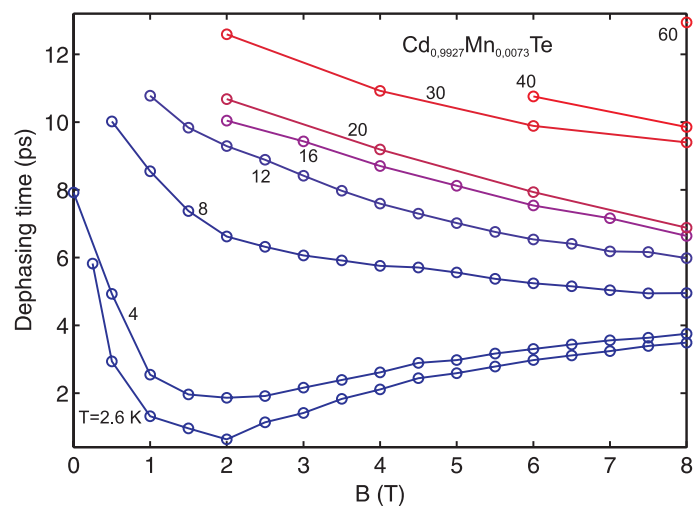


Abbildung 7.6: Bereits bei einer Dotierung in der Größenordnung von einem Prozent wird der starke Einfluß der magnetischen Dotierung erkennbar. Weiterhin weisen die Dephasierungszeiten eine starke Temperaturabhängigkeit auf, die ein deutlicher Hinweis auf Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing ist. Ebenso beobachten wir eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld.

Auch die Probe mit einer Dotierung von  $x = 0,0073$  weist auf eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing hin und zeigt steigende Spinlebenszeiten mit steigender Temperatur (siehe Abbildung (7.1)). Trotz der vergleichsweise geringen Dotierung mit magnetischen Ionen, sind allerdings die Spindephasierungszeiten in dieser Probe

## Experimentelle Ergebnisse

erheblich kürzer als in der Probe mit  $x = 0,001$ . Dies ist ein sehr deutlicher Hinweis auf den großen Einfluß der magnetischen Dotierung auf die Spindephasierung in magnetischen Halbleitern. Die Zeeman-Aufspaltung dieser Probe wird bereits durch die sp-d-Austauschwechselwirkung dominiert, so daß wir im Bereich hoher Temperaturen nur wenige Meßkurven in bezug auf ihre Spinlebensdauer auswerten können. Ebenso können wir an dieser Probe für Temperaturen  $T \geq 8$  K eine Abnahme der Spinlebenszeiten mit zunehmendem Magnetfeld feststellen. Im Fall tiefer Temperaturen finden wir wie bei der Probe mit  $x = 0,001$  zuerst eine Abnahme und dann einen Anstieg der Spinlebensdauern, wobei sich im Fall der Probe mit  $x = 0,0073$  ein wesentlich deutlicheres Minimum der Dephasierungszeiten für ein Magnetfeld von  $B = 2$  T ausbildet.

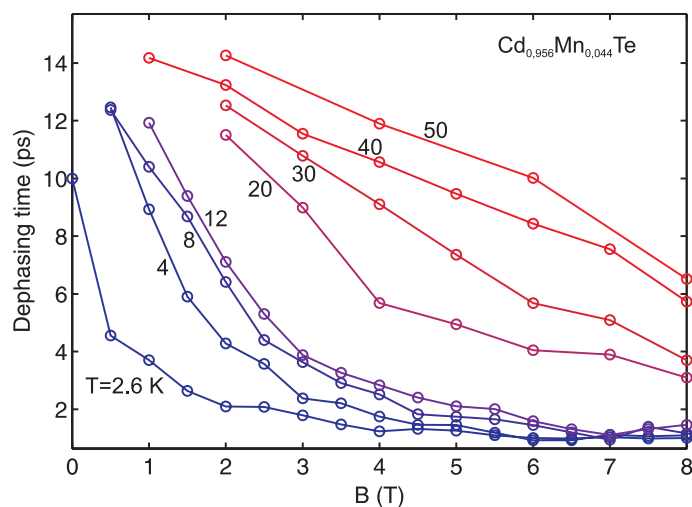


Abbildung 7.7: In dieser Abbildung sind die durch Anpassung der Spinquantenschwebungstransienten bestimmten Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe dargestellt. Durch die zunehmende antiferromagnetische Wechselwirkung der Mangan-Ionen untereinander kommt es zu einer starken Beeinflussung der detektierten Transienten der Faraday-Rotation, was die Auswertung der Spindephasierungszeiten zunehmend erschwert. Dies erklärt unter anderem die vergleichsweise starken Schwankungen der angepaßten Spindephasierungszeiten.

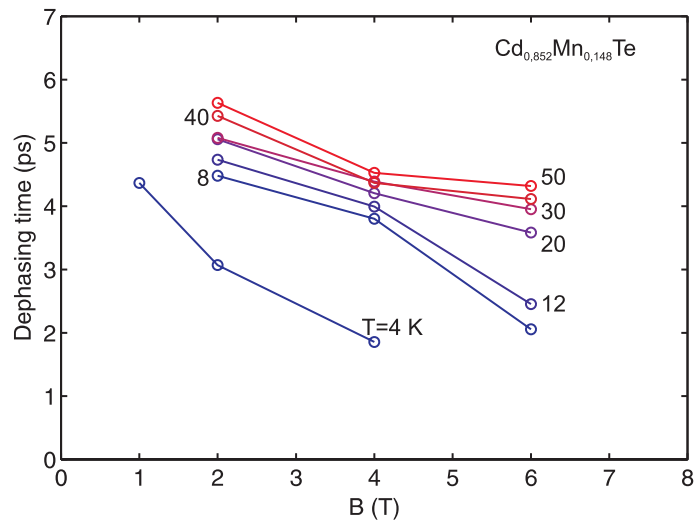
Die Probe mit einer Dotierung von  $x = 0,044$  (siehe Abbildung (7.7)) weist neben dem Einfluß der sp-d-Austauschwechselwirkung einen deutlichen Einfluß durch die antiferromagnetische Wechselwirkung der Mangan-Ionen untereinander auf, die zu einer Reduktion der Zeeman-Aufspaltung führt. Wie wir bereits bei der Vorstellung des Auswertungsmechanismus (siehe Abschnitt (6.3)) erwähnten, lassen sich Proben mit einer hohen magnetischen Dotierung nicht mehr uneingeschränkt mit dem einfachen Modell nach Gleichung (6.2) anpassen. Ursache hierfür ist eine Änderung der einhüllenden Funktion der Spinquantenschwebungen, die anstelle eines exponentiellen Abfalls besser durch eine Gauß-artige Einhüllende beschrieben werden kann. Dies führt zu zunehmenden Abweichungen bei der Bestimmung der Spindephasierungszeiten bei steigendem Mangan-Gehalt der Proben.

Allerdings können wir trotz dieser Einschränkungen feststellen, daß sich insgesamt die Dephasierungszeiten verglichen mit den bereits vorgestellten Proben erheblich verkürzt haben, diese aber nach wie vor einen deutlichen “motional narrowing”-Charakter und die Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld aufweisen. Allerdings kann in dieser Probe das “Hochbiegen” der Spinlebensdauer mit steigendem Magnetfeld, das in den Proben mit  $x = 0,001$  und  $x = 0,0073$  für Temperaturen  $T \leq 8$  K gefunden wurde, nicht nachgewiesen werden.

Die Untersuchung der Spindephasierung in der Probe mit einer Dotierung von  $x = 0,148$  (siehe Abbildung (7.8)) erweist sich am problematischsten, was auf mehrere Ursachen

zurückgeführt werden kann. Zum einen lassen sich die gemessenen zeitaufgelösten Faraday-Rotationssignale nur noch sehr eingeschränkt mit dem einfachen Modell beschreiben. Zum anderen wurden diese Daten mit einem Lasersystem bestehend aus einem Verstärker und einem nachgeschalteten nichtlinearen parametrischen Oszillator gewonnen, welches massive Puls-zu-Puls-Fluktuationen aufweist, die zu einem im Vergleich mit dem 82 MHz-Lasersystem schlechteren Signal-zu-Rausch-Verhältnis führen.

Abbildung 7.8: Durch Anpassung der detektierten Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe bestimmte Spindephasierungszeiten. Aufgrund der deutlich höheren Puls-zu-Puls-Fluktuationen des verwendeten Lasersystems weisen die bestimmten Dephasierungszeiten eine breite Streuung auf. Trotz dieser Einschränkungen können wir jedoch feststellen, daß die Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld abnehmen und mit steigender Temperatur ansteigen, was als ein deutlicher Hinweis auf eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing verstanden werden kann.



Weiterhin ist die Anregungsdichte bei diesem Lasersystem so hoch, daß man sich bereits der Mott-Dichte annähert und somit möglicherweise nicht mehr identische Anregungsbedingungen vorliegen hat, was einen Vergleich der Ergebnisse mit den anderen Proben in Frage stellen würde. Aus den genannten Gründen verzichten wir auf eine eingehendere Untersuchung der Spindephasierungszeiten in dieser Probe. Wir wollen allerdings festhalten, daß wir auch hier einen eindeutigen Hinweis auf motional narrowing und die Abnahme der Spindephasierungszeit mit steigendem Magnetfeld finden.

### 7.2.2 Dephasierung von Lochspinquantenschwebungen

Die Detektion von kohärenten Lochspinquantenschwebungen gestaltet sich in Volumenmaterialien schwieriger als erwartet, da die experimentellen Bedingungen zur Messung der Lochpräzession immer noch Gegenstand der Forschung sind. Allgemein kann man jedoch feststellen, daß die hochfrequenten Lochschwebungen dann gefunden werden können, wenn die optische Anregung schmalbandig auf das  $1s\text{-hh}$ -Exziton eingeschränkt wird und die Anregung ausgehend vom  $1s\text{-hh}$ -Exziton um wenige Zehntel Nanometer hin zur Bandkante verschoben wird. Es hat sich allerdings als wesentlich leichter erwiesen, die Temperatur oder das Magnetfeld zu variieren, um so die Lage des Exzitons bezüglich des Laserspektrums zu verändern.

Da die Lochspindephasierung auch in Volumenhalbleitern sehr schnell erfolgt, besteht das größte Problem darin sicherzustellen, daß die beobachteten hochfrequenten Oszillationen eindeutig von den im Magnetfeld präzedierenden Löchern kommen. Aus diesem Grund stellen wir im folgenden nur solche Ergebnisse vor, bei denen mehrere Perioden einer Schwebung

## Experimentelle Ergebnisse

erkennbar sind, so daß eine Identifizierung der Schwebungsfrequenzen möglich wird.

Bei der Auswertung der Spinquantenschwebungen der Probe Q1655 (siehe Abbildung (7.9)), mit einer Dotierung von  $x = 0,044$  zeigen sich bei  $T = 2,6$  K und  $B = 1 - 2$  T vor den elektronischen Signaturen hochfrequente “Störungen”, die bereits  $0,5$  ps nach der optischen Anregung dephasiert sind. Durch direktes Auslesen der Maxima und Minima bestimmen wir ein Frequenzverhältnis der schnellen zur langsamen Schwebungsfrequenz von ca.  $4/1$ , was dem Verhältnis der sp-d-Austauschwechselwirkungskonstanten von Löchern und Elektronen entspricht. Von besonderem Interesse ist hierbei, daß die Lochsignale direkt auf die optische Anregung einsetzen und teilweise in den Artefakten des Kohärenzpeaks zu finden sind. Da die beobachteten Frequenzen allerdings mit dem Magnetfeld beeinflusst werden können, schließen wir aus, daß es sich hierbei um kohärente Störungen aufgrund der Wechselwirkung von pump und probe in der Probe handelt.

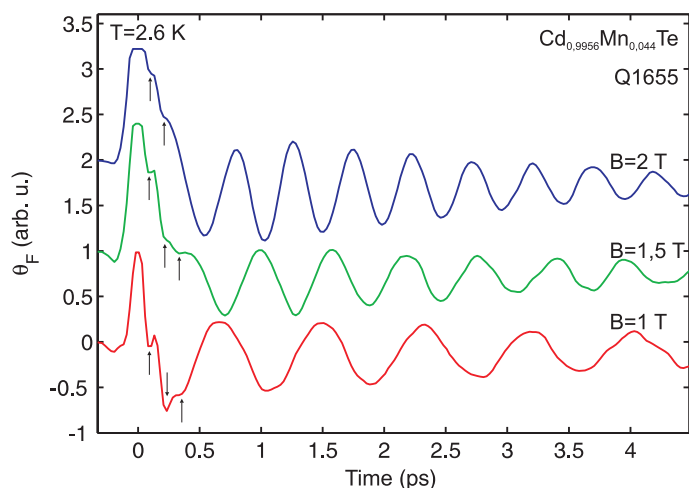
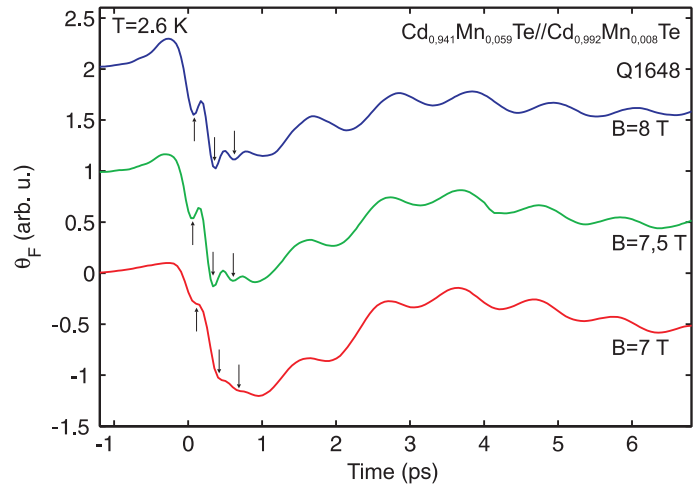


Abbildung 7.9: Die zeit aufgelösten magneto-optischen Transienten der Probe Q1655 weisen zwei unterschiedliche Schwebungssignaturen auf, die sich in ihrer Frequenz, ihrer Amplitude und ihren Dephasierungszeiten deutlich unterscheiden. Die schnellere der beiden Schwebungsfrequenzen wird durch die kohärente Spinpräzession der optisch angeregten Löcher verursacht. Zur Verdeutlichung sind die Minima der schnellen Oszillationen durch Pfeile markiert.

Ebenso finden wir bei der Auswertung der Spinquantenschwebungen der Probe Q1648 hochfrequente Lochschwebungen, die direkt nach der optischen Anregung beobachtet werden können und bereits nach einer Zeit von unter  $1$  ps dephasiert sind. Bei dieser Probe handelt es sich um eine Schichtprobe mit zwei unterschiedlichen magnetischen Dotierungen. Da wir allerdings die optische Anregung sehr schmalbandig auf das  $1s$ -hh-Exziton der niedrig dotierten Schicht mit  $x = 0,008$  beschränken, sind Beiträge zur Faraday-Rotation durch die hochdotierte Schicht mit  $x = 0,059$  nicht zu erwarten. Allerdings weist diese Probe eine wesentlich höhere Zeeman-Aufspaltung auf als z. B. die Probe Q1699, die eine höhere Dotierung besitzt, was den Verdacht nahelegt, das die Magnetisierung der niedrig dotierten Schicht durch die zweite hochdotierte Schicht beeinflusst wird und so eine höhere effektive Dotierung von  $x_{eff} = 0,0095$  aufweist.

Bei der Auswertung der Daten tritt erschwerend hinzu, daß eine dritte extrem niederfrequente Schwebung nachweisbar ist, die, wie wir vermuten, durch die Spinpräzession der optisch generierten Ladungsträger im  $\text{Cd}_{0,96}\text{Zn}_{0,04}\text{Te}$ -Substrat verursacht wird, dessen Bandlücke sehr nahe bei dem angeregten  $1s$ -hh-Exziton liegt.

Abbildung 7.10: Auch in der magnetischen Schichtprobe Q1648 finden wir zwei unterschiedliche Schwebungsfrequenzen, die wir ebenfalls auf die Spinpräzession der optisch angeregten Elektronen und Löcher zurückführen. Besonders auffällig ist der quasi instantane Einsatz der Lochspinqantenschwebungen nach der optischen Anregung.

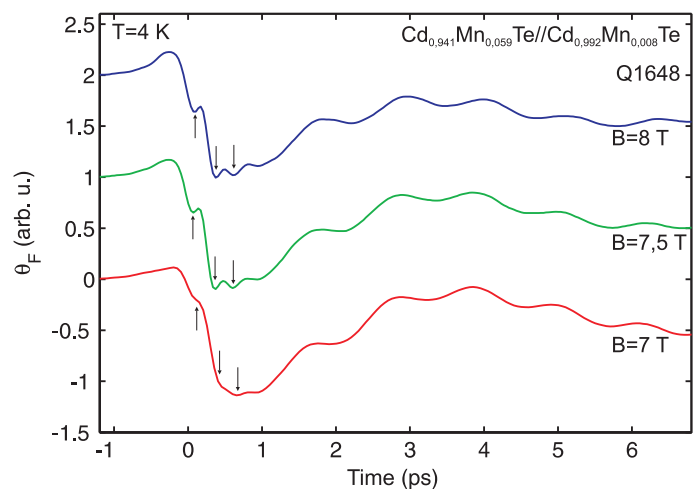


Trotz der beschriebenen Probleme bei der Auswertung der Daten dieser Probe können wir bei zwei unterschiedlichen Temperaturen sowohl Elektron- als auch Lochspinqantenschwebungen identifizieren, die im Gegensatz zu den Daten von Probe Q1655 wesentlich ausgeprägter sind und so eine bessere Auswertung ermöglichen. Durch direktes Auslesen der Abstände der Minima der Elektron- und Lochschwebungen bei den Daten zu  $T = 2, 6$  K (siehe Abbildung (7.10)) und  $T = 4$  K (siehe Abbildung (7.11)) können wir das Verhältnis der Frequenzen zu  $\nu_h/\nu_e = 4.01 \pm 0.15$  bestimmen.

Die deutlichsten Lochsignaturen finden wir bei der Auswertung der Spinqantenschwebungen der Probe Q1654, bei einem Magnetfeld  $B = 2$  T und einer Temperatur von  $T = 2, 4$  K. Allerdings ist bei diesen Messungen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sehr schlecht, so daß eine gleichzeitige numerische Anpassung der Elektron- und der Lochspinqantenschwebungen mit dem Nelder-Mead-Algorithmus fehlschlägt. Auch das Auslesen der Minima und Maxima der beiden Frequenzen erweist sich als sehr ungenau, da wir bei der Auswertung der Halbperioden starke Schwankungen für beide Frequenzen feststellen. Somit ergibt sich ein Frequenzverhältnis von  $\nu_h/\nu_e = 3, 4 \pm 0, 5$ .

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die elektronischen Spinqantenschwebungen

Abbildung 7.11: Das Verhältnis der Loch- zur Elektronspinqantenschwebungsfrequenz ist weitgehend unabhängig von der Gittertemperatur, wie man im Vergleich der oben dargestellten Schwebungssignaturen der Probe Q1648 für  $T = 4$  K mit der Darstellung der Schwebungen der gleichen Probe in Abbildung (7.10) für  $T = 2, 6$  K feststellen kann.



## Experimentelle Ergebnisse

eine starke Abhängigkeit der Dephasierung von der magnetischen Dotierung aufweisen. Die Zunahme der Spinlebensdauer mit steigender Temperatur führen wir auf die Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing zurück. Desweiteren kann eine starke Magnetfeldabhängigkeit beobachtet werden, die für Temperaturen  $T \geq 8$  K immer zu einer Abnahme der Spindephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld führt. Bei den gering dotierten Proben mit  $x = 0,001$  und  $x = 0,0073$  stellen wir zusätzlich einen leichten Anstieg der Spinlebensdauer für Temperaturen  $T < 8$  K fest, der bei hochdotierten Proben nicht beobachtet wird.

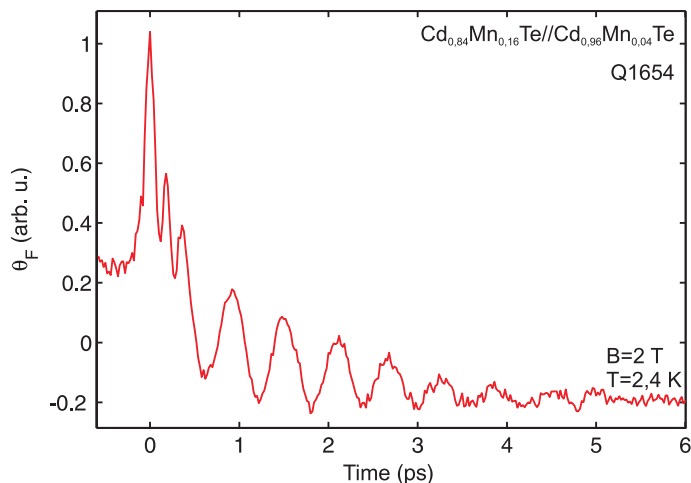
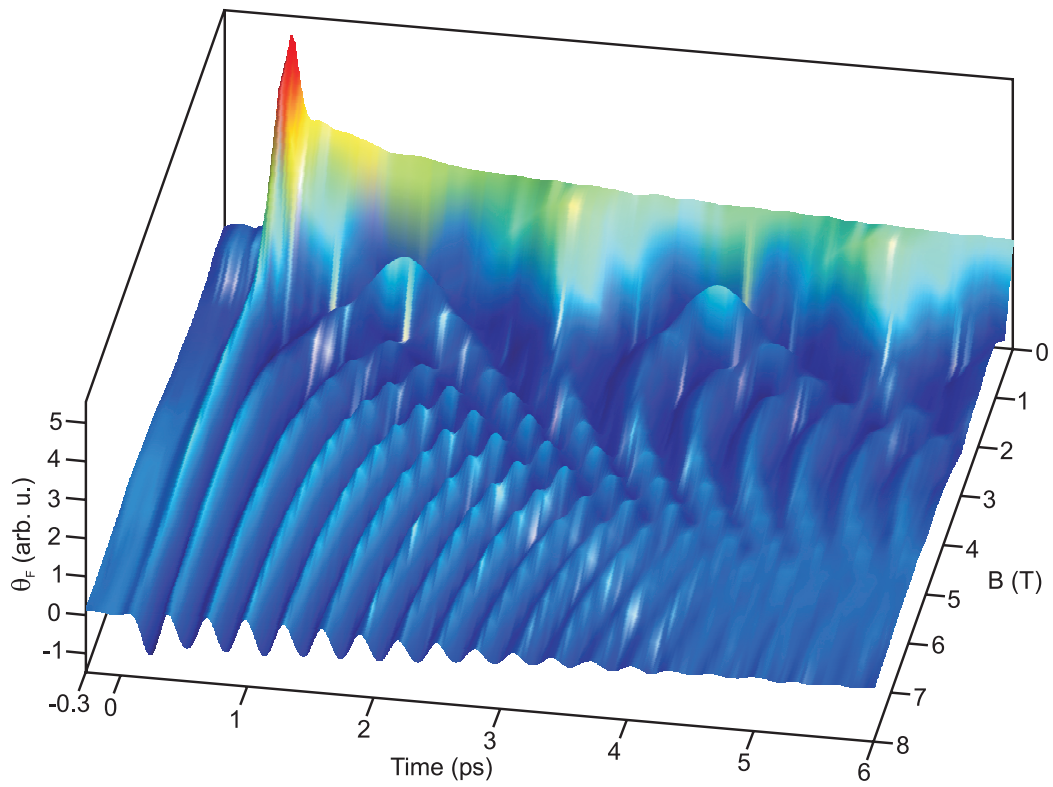


Abbildung 7.12: Bei dieser Probe erweist sich die Frequenzbestimmung der beiden oszillatorischen Signale aufgrund des schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses als problematisch. Trotz allem weist diese Messung die deutlichste Modulation der zeitaufgelösten Faraday-Rotation durch Lochspinqantenschwebungen auf. Zur Auswertung werden die Halbperioden der Oszillationen und mit diesen das Frequenzverhältnis zu  $\nu_h/\nu_e = 3,4 \pm 0,5$  bestimmt.

Bei mehreren Proben kann zusätzlich zu den Spinqantenschwebungen der Elektronen noch eine weitere oszillatorische Komponente identifiziert werden, die in einen Zeitraum von weniger als 1 ps dephasiert. Aufgrund der Frequenzverhältnisse von ca. 4/1, die weitgehend unabhängig von Temperatur und Magnetfeld sind, können wir die schnellen Oszillationen als Lochspinqantenschwebungen identifizieren. Es handelt sich hierbei unserer Kenntnis nach um den ersten experimentellen Nachweis der oszillatorischen Signaturen von kohärenten Lochspinqantenschwebungen in magnetischen Volumenhalbleitern.



## 8 Ein neues Modell zur Beschreibung der Spindephasierung in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$



Auf Seite 109 ist die Magnetfeldabhängigkeit der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für eine Temperatur von  $T = 4\text{ K}$  dargestellt. Die Anregung und Abfrage erfolgte im 1s-hh-Exziton der Probe. Aufgrund der hohen Zeeman-Aufspaltung der Probe war bei diesen Messungen der Einsatz eines Interferenzfilters zur spektralen Beschränkung des Laserspektrums nicht möglich, da ansonsten die Zeitauflösung des Aufbaus nicht ausreichend gewesen wäre, um die hochfrequenten Spinquantenschwebungen zu detektieren. Trotz dieser Einschränkungen gelang die Detektion von Spinquantenschwebungen mit einem akzeptablen Signal-zu-Rausch-Verhältnis.

Für Magnetfelder ab  $B > 3\text{ T}$  beobachtet man eine Abnahme der Spindephasierungszeiten, die mit steigendem Magnetfeld weiter zunimmt. Im gesamten untersuchten Magnetfeldbereich finden wir mit steigendem Magnetfeld steigende Schwebungsfrequenzen. Die Abhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenzen vom Magnetfeld folgt generell dem im Abschnitt (3.4) vorgestellten Verlauf der Brillouin-Funktion (siehe Abbildung (3.2)). Geringe Abweichungen sind auf die mit steigender Mangan-Dotierung zunehmende antiferromagnetische Wechselwirkung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Spins untereinander zurückzuführen, wie die Anpassung der gemessenen Frequenzen mit der modifizierten Brillouin-Funktion (Gleichung (3.17)) nahelegen (siehe Abbildung (6.8)).

*Wir beschreiben in diesem Abschnitt einen neuen Spindephasierungsmechanismus, der die experimentellen Befunde zur Spindephasierung in magnetischen Halbleitern quantitativ wiedergibt. Ausgangspunkt unserer Betrachtungen ist die Überlegung, daß lokale Magnetfeldfluktuationen die Spindephasierung itineranter Ladungsträger beeinflussen. Zur Formulierung des Spindephasierungsmechanismus greifen wir auf Ergebnisse aus der Kernresonanz zurück und adaptieren eine etablierte Beschreibung der Spindephasierung in Kernresonanzexperimenten auf den Fall magnetischer Volumenhalbleiter.*

## 8.1 Elektron-Loch-Zustände nach der optischen Anregung

Durch die starke Spin-Bahn-Kopplung in II-VI-Halbleitern kommt es zur Ausprägung von Leichtloch-, Schwerloch- und Split-Off-Zuständen, deren Eigenfunktionen im Anhang (13.1) vorgestellt werden. Optische Anregungen müssen der Bedingung  $|\Delta l| = 1$  genügen, weshalb bei der Anregung aus dem Valenz- in das Leitungsband ein Impulsübertrag stattfindet. Dieser Impulsübertrag führt zu einem Bahndrehimpulsanteil in den Wellenfunktionen der Löcher, während die s-artigen Eigenfunktionen der Elektronen keinen Bahndrehimpuls aufweisen.

Durch die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern entstehen bei der optischen Anregung innerhalb der Energielücke liegende gebundene Elektron-Loch-Zustände, die man als Exzitonen bezeichnet. Im Rahmen einer quantenmechanischen Betrachtung kann man das Exziton-Problem durch Einführung von Relativkoordinaten und der reduzierten Masse auf die bekannte Lösung des Wasserstoff-Problems reduzieren. Die räumliche Ausdehnung des Exzitons kann durch den exzitonischen Bohr-Radius  $a_{ex}$  beschrieben werden, der direkt mit der Bindungsenergie von Elektron und Loch korreliert ist.

Da Elektronen und Löcher unterschiedliche Spineinstellungen aufweisen können, sind mehrere unterschiedliche Kombinationen von Spinpaaren bei der Bildung von Exzitonen möglich. Dies führt, analog zur energetischen Aufspaltung der Para- und Orthozustände des Heliumatoms, zur Ausbildung von energetisch separierten Singulett- und Triplett-Exzitonen [151], von denen allerdings nur die Singulett-Exzitonen dipolerlaubt sind und optisch angeregt werden können. Betrachtet man die Ankopplung des Lichtfeldes an die Singulett-Exzitonen, so stellt sich, ähnlich der Ankopplung des Lichtfeldes an optische Phononen, eine Energielücke ein. Diese Longitudinal-Transversal-Aufspaltung (LT-Aufspaltung) der dipolerlaubten Singulett-Zustände [152] ist eine Folge des Elektron-Loch-Austauschs.

Folglich kann die Stärke der LT-Aufspaltung der Exzitonen als Maß für die Stärke des Elektron-Loch-Austauschs verstanden werden. Im vorliegenden Fall eines CdTe-Halbleiters beträgt die Exziton-LT-Aufspaltung  $\Delta_{LT} \approx 0,65 \text{ meV}$  [57], so daß wir annehmen können,

daß der Elektron-Loch-Austausch eines Exzitons in CdTe ab  $T \approx \Delta_{LT}/k_B = 7\text{ K}$  thermisch gebrochen wird. Die Coulomb-Wechselwirkung dagegen bleibt selbst bei Temperaturen  $T > 110\text{ K}$  erhalten.

Einerseits durch die spektral breite Anregung und andererseits durch die thermisch induzierte Brechung des Elektron-Loch-Austauschs wird eine getrennte Spindephasierung der im Exziton gebundenen Elektron-Loch-Paare möglich. Da die Wellenfunktionen der Löcher im Gegensatz zu den Elektronen einen dreifach entarteten Bahndrehimpulsanteil aufweisen, dephasieren diese wesentlich schneller als die Elektronen. Ursächlich hierfür ist, daß Änderungen des Bahnanteils der Lochzustände (z. B. durch Stöße mit Verunreinigungen) aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung an die Spins der Löcher übergreifen. Die s-artigen Eigenfunktionen der Elektronen dagegen weisen keinen entarteten Bahnanteil auf, weshalb die Elektronenspins weitgehend robust gegenüber Impulsstreuung sind<sup>1</sup>. Dies erklärt, warum in unseren Experimenten trotz der extrem schnellen Lochspindephasierung, vergleichsweise lange elektronische Spinlebenszeiten beobachtet werden.

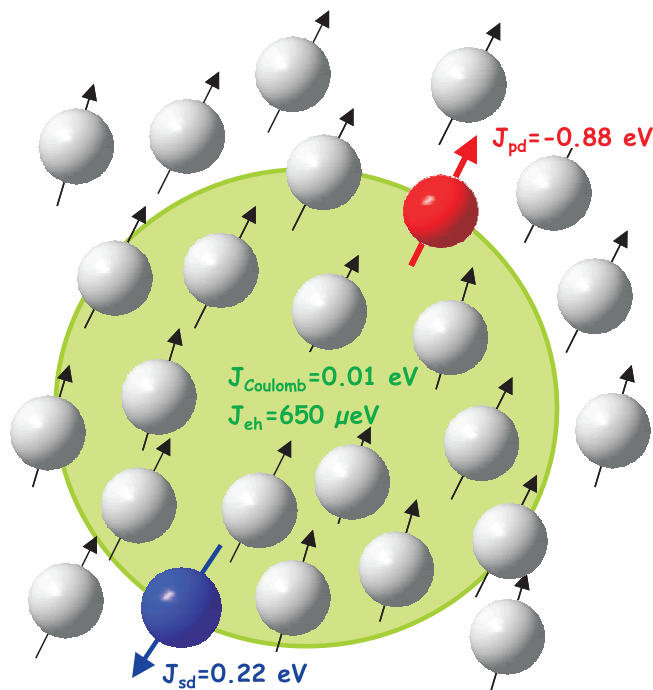


Abbildung 8.1: Ein optisch erzeugtes Elektron (blau dargestellt) und ein Loch (rot dargestellt) bilden ein durch Coulomb-Kräfte (Bindungsenergie  $J_{Coulomb} \approx 10\text{ meV}$ ) gebundenes Exziton. Der Elektron-Loch-Austausch dagegen ( $J_{eh} \approx 60\mu\text{eV}$ ) ist schwach und wird thermisch gebrochen. Weiterhin besteht eine starke Austauschwechselwirkung der itineranten Ladungsträger mit den lokalisierten Mangan-Ionen (grau dargestellt), deren statistische Spinorientierung im Magnetfeld durch die Brillouin-Funktion beschrieben werden kann.

Weiterhin unterliegen die Elektronen und Löcher der sp-d-Austauschwechselwirkung (siehe Gleichung (3.6)) mit den lokalisierten Mangan-Ionen. Bei der Herleitung der Austauschwechselwirkung wird davon ausgegangen, daß die itineranten Ladungsträger innerhalb des Exzitonvolumens stark delocalisiert sind und viele magnetische Ionen “sehen”, was die Anwendung der Molekularfeldnäherung rechtfertigt. Mit der Gitterkonstante eines CdTe-Halbleiters nach Gleichung (3.1) und dem bekannten Exzitonradius von  $a_{ex} = 6,5\text{ nm}$  [57] kann man leicht die Anzahl der Mangan-Ionen im Exzitonvolumen  $V_{ex}$  unter Berücksichti-

<sup>1</sup>Diese Aussage muß man allerdings einschränken, da wir bereits im Abschnitt (4.1) gezeigt haben, daß beispielsweise unter dem Einfluß einer Symmetriereduktion eine effiziente Spinstreuung möglich wird.

gung der Molfraktion der Mangan-Ionen  $N_{Mn}/V$  abschätzen zu:

$$N_{ex} = V_{ex} \frac{N_{Mn}}{V} = \frac{4}{3} \pi a_{ex}^3 \frac{4 x_{Mn}}{(\sqrt{2}d)^3}. \quad (8.1)$$

Da wir zur Berechnung der Molfraktion den Anion-Kation-Abstand benötigen, Gleichung (3.1) aber den Kationen-Abstand  $d$  angibt, geht noch ein Faktor  $\sqrt{2}$  ein, der durch die  $T_d$ -Symmetrie bedingt ist. Mit einer Dotierung von  $x = 0,0073$  erhalten wir so eine Anzahl von ca. 110 Mangan-Ionen, die sich im Lokalisierungsvolumen des Exzitons befinden. Diese vergleichsweise hohe Anzahl von Mangan-Ionen im Exzitonvolumen scheint die Gültigkeit der Molekularfeldnäherung zu bestätigen.

Folglich können wir die Situation nach der Anregung durch den Laserpuls wie in Abbildung (8.1) dargestellt zusammenfassen. Die optische Anregung erzeugt Elektron-Loch-Paare, die durch Coulomb-Kräfte gebunden sind und mit den Mangan-Ionen wechselwirken. Die Orientierung der Mangan-Ionen in einem Magnetfeld ist statistisch und kann durch die Brillouin-Funktion (3.16) beschrieben werden. Da der Elektron-Loch-Austausch bereits bei niedrigen Temperaturen gebrochen ist, wird eine getrennte Dephasierung der Elektron- und Lochspins ohne wechselseitige Beeinflussung möglich. Nur im Bereich sehr tiefer Temperaturen  $T < 7$  K scheint eine Beeinflussung der Elektronspindephasierung durch die schnell dephasierenden Löcher, vermittelt durch den Elektron-Loch-Austausch, möglich.

## 8.2 Fluktuationen der Magnetisierung

Wie wir darlegten, befinden sich ca. 110 Mangan-Ionen im Exzitonvolumen eines mit  $x = 0,0073$  dotierten magnetischen Halbleiters, was die Anwendung der Molekularfeldnäherung als sinnvoll erscheinen läßt. Allerdings muß man bedenken, daß hierbei nur Mittelwerte für die Spinausrichtung der Mangan-Ionen betrachtet werden. In diesem Bild existieren Fluktuationen der Spinausrichtung der Mangan-Ionen und somit Fluktuationen der Magnetisierung nicht.

Berücksichtigt man die lokalen Fluktuationen der Spineinstellung der Mangan-Ionen, so können wir nach wie vor die Spinausrichtung im Rahmen der Molekularfeldnäherung behandeln und diese durch den thermischen Mittelwert der Spineinstellung beschreiben. Allerdings wird dieser Mittelwert aufgrund der Fluktuationen der Spinausrichtung eine nicht verschwindende Varianz besitzen. Betrachtet man ein Ensemble von nicht gekoppelten Spins, die sich in einer Umgebung mit einer mittlere Magnetisierung  $\langle M \rangle$  befinden, so kann man das Signal der zeitaufgelösten Faraday-Rotation  $\theta_F$  durch das Integral der Respons aller Spins auf die Magnetisierung beschreiben.

Da die mittlere Magnetisierung der Mangan-Ionen eine gewisse Streuung  $\delta M$  um den Mittelwert aufweisen, erfahren einige itinerante Spins des Ensembles andere lokale Magnetisierungen. Dies wiederum bedeutet, daß die Spins mit unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen um die lokalen Magnetfelder präzedieren. Letztlich führen die Magnetisierungsfluktuationen zu Fluktuationen in den Präzessionsfrequenzen des Spinensembles. Mit der Änderung der

Präzessionsfrequenzen wird das Spinsystem seine durch die optische Anregung aufgeprägte Kohärenz verlieren und dephasieren.

Wir wollen im folgenden die Spindephasierung aufgrund von Fluktuationen der Magnetisierung in einem einfachen Modell untersuchen. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß die Verteilungsfunktion der Fluktuationen der Magnetisierung durch eine Gauß-Verteilung beschrieben werden kann. Die zeitabhängige Faraday-Rotation des Spinensembles kann also durch das folgende Integral angenähert werden:

$$\theta_F(t) \propto \frac{1}{\sqrt{2\pi\delta\langle M^2 \rangle}} \int_0^\infty \exp(i\omega_L(M)t) \exp\left(-\frac{(M - \langle M \rangle)^2}{2\langle \delta M^2 \rangle}\right) dM, \quad (8.2)$$

wobei mit  $\omega_L(M)$  die Umlauffrequenz der Spins um das Magnetfeld eingeht, die wir im Fall magnetischer Halbleiter nach Gleichung (3.25) berechnen können. Zur weiteren Berechnung bietet es sich an, das Integral umzuschreiben und die Integration über  $dM$  durchzuführen. Diese Integration liefert unter Vernachlässigung des intrinsischen g-Faktors:

$$\theta_F(t) \propto \kappa \exp(i\kappa\langle M \rangle t) \exp\left(-\frac{1}{2}\kappa^2\langle \delta M^2 \rangle t^2\right), \quad (8.3)$$

mit:

$$\kappa = \alpha/(g_{Mn}\mu_B\hbar).$$

Wie zu erwarten beschreibt der erste Term die oszillatorische Modulation der Faraday-Rotation durch die in der mittleren Magnetisierung  $\langle M \rangle$  präzedierenden Spins. Der zweite Term dagegen beschreibt die Abnahme des Signals mit der typischen Abklingzeit  $\tau = \sqrt{2}/(\kappa\sqrt{\langle \delta M^2 \rangle}) = \delta\omega$ . Die Spindephasierung wird also im Rahmen dieser einfachen Beschreibung allein durch die Varianz der Magnetisierungsfluktuationen bestimmt.

Obwohl die obige Beschreibung sehr vereinfacht ist und beispielsweise nicht die Lebensdauer eines angeregten Spins berücksichtigt wird, gibt sie einen eindeutigen Hinweis, daß Fluktuationen der Magnetisierung die Spindephasierung beeinflussen können. Neben thermischen Fluktuationen kommen hierfür auch Anzahlfluktuationen in Betracht, da sich ein Exziton aufgrund seiner thermischen Bewegung über den Hintergrund der Mangan-Ionen bewegt. Weiterhin muß man berücksichtigen, daß sowohl longitudinale als auch transversale Fluktuationen auftreten können, die unterschiedlich auf die Spins des Exzitons wirken. Eine besonders wichtige Rolle spielt, daß durch die Bewegung des Exzitons die Störfelder nur kurzzeitig einwirken können und ihr Einfluß auf die Dephasierung mit zunehmender Bewegung abnimmt, was zu motional narrowing führt. Anstelle das obige Modell weiter zu verfeinern, wollen wir direkt auf Ergebnisse aus der NMR zurückgreifen und eine Beschreibung der Spindephasierung in magnetischen Halbleitern entwickeln.

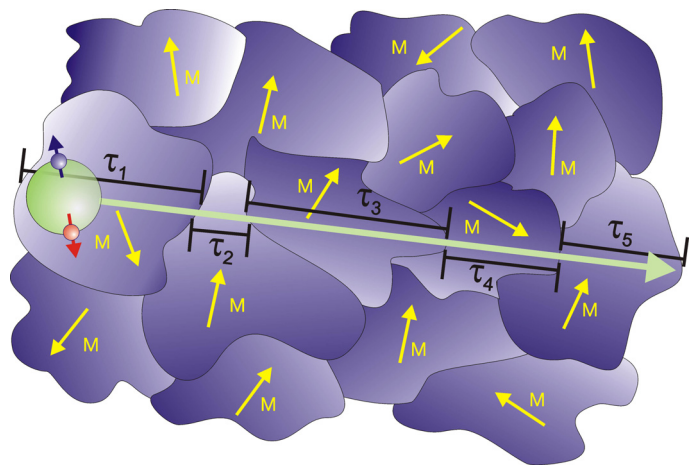
### 8.3 Berechnung der Spinrelaxationszeiten

Im vorherigen Abschnitt habe wir dargelegt, daß Fluktuationen der Magnetisierung zu einer effizienten Spindephasierung führen können. Weiterhin weisen alle experimentellen Ergebnisse zur Spindephasierung in magnetischen Halbleitern (siehe Abschnitt (7.2)) eine Zunahme der Spinlebensdauer auf, die auf eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing hinweist. Es liegt deshalb nahe, auf die im Rahmen von Kernresonanzexperimenten entwickelte Beschreibung der Spindephasierung (siehe Abschnitt (4.5)) zurückzugreifen und diese auf magnetische Halbleiter zu adaptieren.

In Kernresonanzexperimenten vollführen die Spins der Kernbausteine eine Präzession um das angelegte Magnetfeld. Hierbei stoßen die Kernbausteine miteinander bedingt durch deren thermische Bewegung. Bei der Bewegung der Kernbausteine infolge thermischer Diffusion sehen diese aufgrund der magnetischen Dipolwechselwirkung der Kernspins untereinander nach jedem Stoß ein geändertes magnetisches Umfeld. Von entscheidender Bedeutung für die Spindephasierung ist nun das Verhältnis der Spinpräzessionszeit zur Korrelationszeit, da im Falle sehr schneller Bewegung, im Mittel nur eine geringe Änderung der Spineinstellung stattfindet, was zu der in den Abschnitten (4.3) und (4.5) beschriebene Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing führt (siehe Abbildungen (4.12) und (4.13)).

Abbildung 8.2: Aufgrund seiner thermischen Bewegung "sieht" das Exziton während seiner Bewegung durch den Halbleiter ein Umfeld fluktuierender Magnetisierungen, die in der Abbildung als Gebiete unterschiedlicher Magnetisierung dargestellt sind. Diese Gebiete unterschiedlicher Magnetisierung sind stark vergrößert dargestellt. Bedingt durch die fehlende Kopplung der Mangan-Spins untereinander wird jeder einzelne  $Mn^{2+}$ -Spin aufgrund thermischer Fluktuationen eine unterschiedliche Ausrichtung annehmen. Das Exziton "mittelt" über die fluktuierenden Spins in seiner näheren Umgebung. Das Dephasierungsverhalten der Ladungsträgerspins des Exzitons ist stark

abhängig vom Verhältnis der Flugzeiten zwischen zwei Gebieten unterschiedlicher Fluktuationen (Korrelationszeit  $\tau_i$ ) und der Spinpräzessionsfrequenzen aufgrund der lokal fluktuierenden Magnetisierungen. Im Fall sehr kurzer Korrelationszeiten (schnelle Bewegung) kann es so zu motional narrowing kommen.



Im vorliegenden Fall magnetischer Halbleiter untersuchen wir das Dephasierungsverhalten der im Exziton gebundenen Ladungsträgerspins. Aufgrund ihrer thermischen Bewegung überstreichen die Exzitonen Gebiete mit unterschiedlichen Magnetisierungen im Halbleiter, wobei eine Mittelung über die Fluktuationen im Bereich des Exzitonvolumens stattfindet (siehe Abbildung (8.2)). Durch die Fluktuationen der Magnetisierung, die Ladungsträgerspins bei ihrem Weg durch den Halbleiter erfahren, wird ständig ihre Präzessionsfrequenz beeinflusst. Hierbei ist von entscheidender Bedeutung, wie schnell sich die Exzitonen im Umfeld der Fluktuationen bewegen und wie groß die Präzessionsfrequenzen der Spins sind. Werden die Fluktuationen der Magnetisierung so schnell durchlaufen, daß die Spins im

Mittel nicht den Fluktuationen folgen können, beobachten wir eine Zunahme der Spinlebensdauer, die wir analog zur NMR als motional narrowing bezeichnen. Allerdings werden in dem von uns verwendeten Bild die Wechselwirkungen der Spins untereinander, die in der NMR die Spinlebenszeit bestimmen, durch die Wechselwirkung der thermisch bewegten itineranten Spins mit den Mangan-Ionen ersetzt.

Ausgangspunkt unserer Überlegungen ist Gleichung (4.18), die eine Berechnung der  $T_2$ -Relaxationszeit unter dem Einfluß von longitudinalen und transversalen Fluktuationen des Magnetfeldes erlaubt:

$$\frac{1}{T_2} = \gamma^2 \left[ \langle \delta B_z^2 \rangle \tau_c + \frac{1}{2} (\langle \delta B_x^2 \rangle + \langle \delta B_y^2 \rangle) \frac{\tau_c}{1 + \omega_L^2 \tau_c^2} \right].$$

Im Fall der Kernresonanzmessungen gehen die Fluktuationen des Magnetfeldes aufgrund der magnetischen Dipolwechselwirkung der Kernspins ein, im vorliegenden Fall eines magnetischen Halbleiters gehen entsprechend die Fluktuationen der Magnetisierung ein. Da wir von isotropen Materialien ausgehen und das Magnetfeld in z-Richtung anliegt, ist eine Unterscheidung der transversalen Fluktuationen bezüglich der x- und y-Richtung nicht notwendig. Wir können somit die  $T_2$ -Relaxationszeit in Abhängigkeit von den longitudinalen und transversalen Fluktuationen der Magnetisierung, beschrieben durch deren Varianzen  $\langle \delta M_{lo}^2 \rangle$  und  $\langle \delta M_{tr}^2 \rangle$ , angeben:

$$\frac{1}{T_2} = \kappa^2 \left[ \langle \delta M_{lo}^2 \rangle \tau_c + \langle \delta M_{tr}^2 \rangle \frac{\tau_c}{1 + \omega_L^2 \tau_c^2} \right]. \quad (8.4)$$

Mit  $\kappa = \omega/M$  geht in die obige Gleichung eine Konstante ein, die man als gyromagnetisches Verhältnis der Austauschwechselwirkung interpretieren kann. Weiterhin findet in Gleichung (8.4) eine frequenzabhängige Wichtung der Wirkung der transversalen Fluktuationen durch die spektrale Funktion  $J(\omega_L, \tau_c)$  nach Gleichung (4.19) statt. Da im Fall magnetischer Halbleiter die Präzessionsfrequenz durch den intrinsischen g-Faktor und die sp-d-Austauschwechselwirkung gegeben ist, müssen wir folglich in der spektralen Funktion die Frequenz  $\omega_L$  durch einen Term ausdrücken, welcher den effektiven g-Faktor nach Gleichung (3.24) beinhaltet. Somit erhalten wir den folgenden Ausdruck, der es uns ermöglicht, die Spindephasierungszeiten eines magnetischen Halbleiters unter dem Einfluß von Fluktuationen der Magnetisierung zu berechnen:

$$\frac{1}{T_2} = \kappa^2 \left[ \langle \delta M_{lo}^2 \rangle \tau_c + \langle \delta M_{tr}^2 \rangle \frac{\tau_c}{1 + \left[ \frac{g_0 \mu_B B}{\hbar} + \kappa \langle M \rangle \right]^2 \tau_c^2} \right], \quad (8.5)$$



mit:

$$\kappa = \frac{\alpha}{g_{Mn}\mu_B\hbar}.$$

Hierbei bezieht sich  $N_0\alpha$  auf den Wert des Austauschintegrals der Elektronen mit den Mangan-Ionen, während mit  $g_0$  der intrinsische g-Faktor der Elektronen eingeht. Für eine Anpassung der obigen Gleichung auf die Spindephasierung der Löcher muß nur  $\alpha$  durch  $\beta$  ersetzt werden und der entsprechende intrinsische g-Faktor der Löcher berücksichtigt werden. Zur Anwendung der Gleichung (8.5) auf das Problem der Spindephasierung in magnetischen Halbleitern müssen wir noch Ausdrücke für die Korrelationszeit  $\tau_c$ , sowie die Varianzen der longitudinalen und transversalen Fluktuationen der Magnetisierung  $\langle\delta M_{lo}^2\rangle$  und  $\langle\delta M_{tr}^2\rangle$  finden.

Weiterhin müssen wir noch berücksichtigen, daß der Exzitonradius, der das Mittelungsvolumen bestimmt, mit steigendem Magnetfeld reduziert wird, so daß wir einen zusätzlichen Einfluß des Magnetfeldes auf die Spindephasierungszeiten erwarten. Wir werden die noch fehlenden Ausdrücke zur Berechnung der Spindephasierungszeiten in den folgenden Abschnitten herleiten.

### 8.3.1 Anzahlfluktuationen und Mittelwertbildung

Wir wollen zwei unterschiedliche Quellen von Fluktuationen der Magnetisierung berücksichtigen. Zum einen kommt es zu thermischen Fluktuationen in der Ausrichtung der Mangan-Spins und zum anderen bedingt durch Dichteschwankungen zu Anzahlfluktuationen der Mangan-Ionen innerhalb des Exzitonvolumens. Wir werden zunächst die räumlichen Fluktuationen aufgrund von Anzahlfluktuationen genauer untersuchen.

Die Exzitonen bewegen sich im Halbleiter über die fluktuierenden Mangan-Ionen. Da die Möglichkeit, ein bestimmtes Mangan-Ion im Exzitonvolumen vorzufinden, klein ist, und die Anzahl der Ionen außerhalb des Exzitons sehr groß ist, können wir die Dichtefluktuationen durch eine Poisson-Verteilung beschreiben. Charakteristisches Merkmal der Poisson-Verteilung ist, daß die Varianz der Teilchenzahl gerade gleich der mittleren Teilchenzahl ist. Demnach können wir die Varianz der Dichtefluktuationen der Magnetisierung mit Hilfe des Mittelwerts der Spineinstellung der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen wie folgt berechnen:

$$\langle\delta M_{df}^2\rangle = \frac{V}{N_{Mn}} \frac{1}{V_{ex}} \langle M_z \rangle^2 = \frac{\langle M^2 \rangle}{N_{ex}}. \quad (8.6)$$

Mit  $N_{Mn}/V = N_0x/V$  geht die Molfraktion der Mangan-Ionen ein, während  $V_{ex}$  das Exzitonvolumen beschreibt, über welches die Mittelung der Dichtefluktuationen durchgeführt wird.

### 8.3.2 Longitudinale Fluktuationen

Bringt man ein paramagnetisches Material in ein externes Magnetfeld, so werden die nicht gekoppelten Spins sich im Magnetfeld ausrichten. Die Energie eines Spins im Magnetfeld ist hierbei mit der Einstellung seines magnetischen Moments  $\mu$  im Magnetfeld verknüpft. Unter der Annahme eines Magnetfelds in z-Richtung können wir die Energie eines Spins durch  $E_l = -\mu_l B$  berechnen, wobei sich  $l$  auf die im Magnetfeld quantisierten Zustände der Spins bezieht.

Das Magnetfeld führt zu einer Ordnung des Spinsystems, der allerdings die thermische Anregung der Spins entgegenwirkt. Je größer die Umgebungstemperatur ist, desto ungeordneter wird das Spinsystem sein. Die Zustandssumme eines Systems ungekoppelter Spins unter dem Einfluß thermischer Anregungen können wir unter der Annahme einer Boltzmann-Verteilung der Zustände wie folgt berechnen:

$$Z = \sum_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right). \quad (8.7)$$

Die makroskopische Magnetisierung  $M_z$  eines magnetisch dotierten Halbleiters kann unter Berücksichtigung der Molfraktion  $\frac{N_{Mn}}{V}$  der Mangan-Ionen durch Mittelwertbildung über die magnetischen Momente berechnet werden [153, 154] zu

$$M_z = \frac{N_{Mn}}{V} \langle \mu_l \rangle = \frac{N_{Mn}}{V} \frac{1}{Z} \sum_l \mu_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right), \quad (8.8)$$

mit der Boltzmann-Konstante  $k_B$  und der Temperatur  $T$ . Wir wollen nun die magnetische Suszeptibilität des betrachteten Systems berechnen, die über:

$$\chi = \frac{\partial M}{\partial B},$$

definiert ist. Durch Einsetzen von Gleichung (8.8) erhält man so den Ausdruck

$$= \frac{N_{Mn}}{V} \frac{\partial}{\partial B} \frac{1}{Z} \sum_l \mu_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right),$$

der durch Anwendung der Kettenregel berechnet werden kann:

$$= \frac{N_{Mn}}{V} \left[ -\frac{1}{Z^2} \frac{\partial Z}{\partial B} \sum_l \mu_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right) + \frac{1}{Z} \frac{\partial}{\partial B} \sum_l \mu_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right) \right].$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung  $\partial E/\partial B = -m$  kann man die obige Differentiation ausführen und durch Ausklammern den folgenden Ausdruck ableiten:

$$= \frac{V}{N_{Mn} k_B T} \left[ \frac{N_{Mn}^2}{V^2} \frac{1}{Z} \sum_l \mu_l^2 \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right) - \frac{N_{Mn}^2}{V^2} \frac{1}{Z^2} \left[ \sum_l \mu_l \exp\left(-\frac{E_l}{k_B T}\right) \right]^2 \right],$$

Mit Gleichung (8.8) können die beiden Terme in der Klammer leicht identifiziert werden und man erhält als Ergebnis dieser Rechnung:

$$= \frac{V}{N_{Mn} k_B T} [\langle M_z^2 \rangle - \langle M_z \rangle^2]. \quad (8.9)$$

Man erkennt, daß der Ausdruck in der Klammer  $[\langle M_z^2 \rangle - \langle M_z \rangle^2]$  gerade die Varianz der Magnetisierungsfluktuationen in Magnetfeldrichtung ist. Wir können also die thermischen Fluktuationen der Magnetisierung in z-Richtung  $\langle \delta M_z^2 \rangle$  durch die Suszeptibilität der Mangan-Ionen nach Gleichung (8.9) ausdrücken:

$$\langle \delta M_z^2 \rangle = \frac{N_{Mn}}{V} k_B T \chi(B, T). \quad (8.10)$$

Von besonderem Interesse ist dabei die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der thermischen Fluktuationen, da diese stark durch die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität beeinflusst werden. Für schwache Magnetfelder kommt es zu einer Aufhebung der  $1/T$ -Abhängigkeit der Suszeptibilität<sup>2</sup> durch den Term  $k_B T$ , so daß die thermischen Fluktuationen der Magnetisierung unabhängig von T werden (siehe Abbildung (8.4)). Für starke Magnetfelder dagegen dominiert dann der in Abbildung (8.3) dargestellte starke Abfall der Suszeptibilität mit der Temperatur aufgrund der Sättigung der Mangan-Spins.

Neben den thermischen Fluktuationen müssen wir nun noch den Einfluß der bereits abgeleiteten Dichtefluktuationen und die Mittelwertbildung im Exzitonvolumen berücksichtigen

<sup>2</sup>Im Rahmen des Curie-Weiß-Gesetzes können wir die Suszeptibilität eines paramagnetisch ordnenden Spinsystems durch  $\chi \approx C/(T - T_c)$  beschreiben.

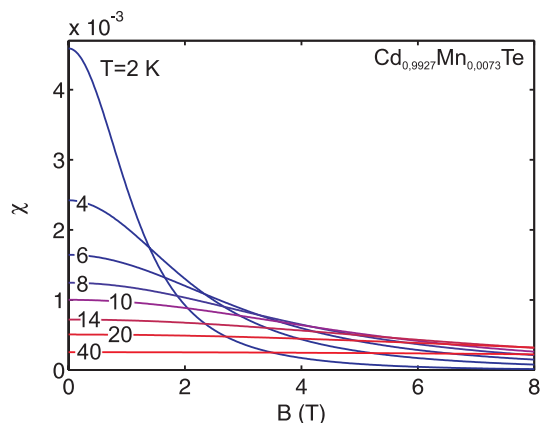


Abbildung 8.3: Darstellung der mit Gleichung (8.9) berechneten dimensionslosen Suszeptibilität einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe für einen Temperaturbereich von  $T = 2 - 40$  K.

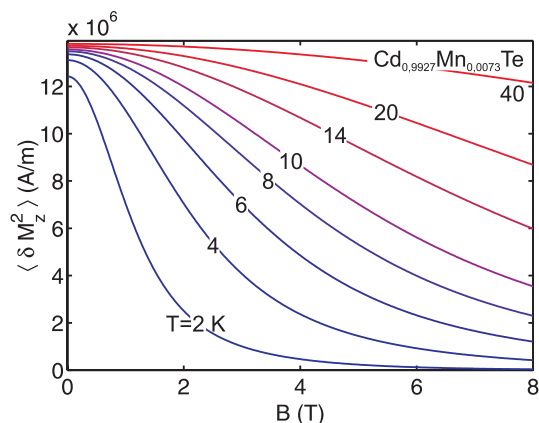


Abbildung 8.4: Die mit Gleichung (8.10) berechnete z-Komponente der Magnetisierungsfluktuationen ( $\langle \delta M_z^2 \rangle$ ) einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe weist eine starke Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit auf.

(siehe Abschnitt (8.3.2)), so daß wir für die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung den folgenden Ausdruck erhalten:

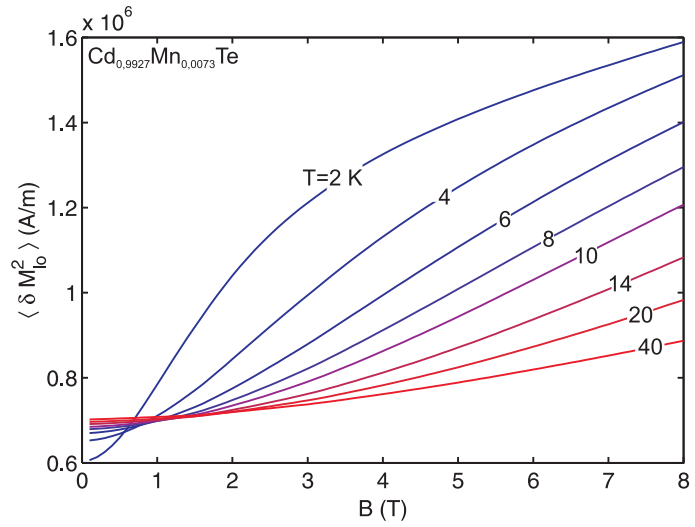
$$\langle \delta M_{lo}^2 \rangle = \frac{1}{N_{ex}} \left[ \frac{N_{Mn}}{V} k_B T \chi(B, T) + \langle M_z \rangle^2 \right]. \quad (8.11)$$

Aufgrund der Mittelungsprozedur im Exzitonvolumen werden die betrachteten Fluktuationen durch den Faktor  $1/N_{ex}$  reduziert, der die Anzahl der Mangan-Ionen im Exzitonvolumen berücksichtigt. Während der erste Term in Gleichung (8.11) die thermische Mittelwertbildung über die fluktuierenden Mangan-Ionen beschreibt, berücksichtigt der zweite Term die Dichtefluktuationen der Ionen im Mittelungsvolumen des Exzitons.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die Dichtefluktuationen und die Art der Mittelwertbildung zu einer starken Beeinflussung der Varianzen der Magnetisierungen führen. Während der  $1/\sqrt{N_{ex}}$ -Term bei allen betrachteten Mittelungen berücksichtigt werden muß, tragen die Dichtefluktuationen nur zu den longitudinalen Fluktuationen bei, da die transversalen Komponenten der Magnetisierung einen verschwindenden Mittelwert besitzen.

Während die thermischen Fluktuationen der Magnetisierung in z-Richtung (siehe Abbildung (8.4)) eine Zunahme mit steigender Temperatur aufweisen, stellen wir bei den nach Gleichung (8.11) berechneten longitudinalen Fluktuationen (siehe Abbildung (8.5)) eine Abnahme mit steigender Temperatur fest. Diese Umkehrung der Temperaturabhängigkeit und die Staffelung der Fluktuationsterme nach dem Verlauf der Brillouin-Funktion mit fallender Temperatur ist ein deutlicher Hinweis auf den nun dominanten Einfluß der Dichtefluktuationen (die nicht nur mit der Temperatur sondern auch mit der Magnetisierung zusammenhängen) auf die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung der Mangan-Ionen.

Abbildung 8.5: Mit Gleichung (8.11) berechnete longitudinale Fluktuationen der Magnetisierung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter Berücksichtigung der Dichtefluktuationen im Exzitonvolumen. Die starke Zunahme der Fluktuationen mit fallender Temperatur ist eine Folge des dominanten Einflusses der Dichtefluktuationen, die mit der Magnetisierung ansteigen.



### 8.3.3 Transversale Fluktuationen

In diesem Abschnitt berechnen wir die Varianz der transversalen Fluktuationen der Magnetisierung, die ebenfalls in die Spinrelaxation eingehen. Wir gehen dabei von einem in  $z$ -Richtung orientierten Magnetfeld aus. Entscheidend für die Magnetisierung der Mangan-Ionen ist deren Spineinstellung im angelegten Magnetfeld. Da der Spin ein Drehimpuls ist, können wir auf die bekannte Relation der Mittelwerte des Quadrates des Drehimpulsoperators zurückgreifen:

$$\langle J_x^2 \rangle + \langle J_y^2 \rangle + \langle J_z^2 \rangle = J(J + 1). \quad (8.12)$$

Die Komponenten der Magnetisierung müssen dann ebenfalls dieser Relation genügen. Entsprechend erhalten wir folgenden Ausdruck für die Komponenten der Magnetisierung

$$\langle M_x^2(B, T) \rangle + \langle M_y^2(B, T) \rangle + \langle M_z^2(B, T) \rangle = \frac{N_{Mn}^2}{V^2} g_{Mn}^2 \mu_B^2 J(J + 1) \equiv C, \quad (8.13)$$

unter Berücksichtigung der Mangan-Molfraktion  $N_{Mn}/V$  und des Betrags der Magnetisierung  $g_{Mn}\mu_B\sqrt{J(J+1)}$ . Ohne ein angelegtes externes Magnetfeld gibt es keine bevorzugte Richtung der Orientierung der Spins, weshalb wir aus Symmetriegründen schließen können:

$$\langle M_x^2(0, T) \rangle = \langle M_y^2(0, T) \rangle = \langle M_z^2(0, T) \rangle = \frac{1}{3} C. \quad (8.14)$$

Drücken wir die Komponenten der fluktuierenden Magnetisierung durch ihre Mittelwerte und deren Abweichungen vom Mittelwert in der Form  $M_i = \langle M_i \rangle + \delta M_i$  (mit  $i = x, y, z$ ) aus, können wir Gleichung (8.13) weiter vereinfachen. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Spins in der x- und y-Richtung fluktuieren können, allerdings im zeitlichen Mittel keinen Beitrag zur Magnetisierung liefern, so daß  $\langle M_x \rangle = \langle M_y \rangle = 0$ . Dementsprechend werden auch die Mittelwerte der Abweichungen verschwinden ( $\langle \delta M_x \rangle = \langle \delta M_y \rangle = \langle \delta M_z \rangle = 0$ ) und wir erhalten:

$$\langle \delta M_x^2(B, T) \rangle + \langle \delta M_y^2(B, T) \rangle + \langle \delta M_z^2(B, T) \rangle = C - \langle M_z(B, T) \rangle^2. \quad (8.15)$$

Aus Symmetriegründen erwarten wir identische x- und y-Komponenten der fluktuierenden Magnetisierung, so daß es sinnvoll erscheint, die in die Relaxationszeit eingehenden transversalen Fluktuation der Magnetisierung durch:

$$\langle \delta M_{tr}^2 \rangle = \frac{1}{2} [\langle \delta M_x^2(B, T) \rangle + \langle \delta M_y^2(B, T) \rangle] \quad (8.16)$$

zu definieren. Da wir bereits im Abschnitt (8.3.2) die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung hergeleitet haben und nach Gleichung (8.14)  $C = 3\langle M_z^2(0, T) \rangle$  gilt, können wir die transversalen Fluktuationen der Magnetisierung der Mangan-Ionen ausdrücken durch:

$$\langle \delta M_{tr}^2 \rangle = \frac{1}{N_{ex}} \left[ \frac{N_{Mn}}{V} k_B T \left[ \frac{3}{2} \chi(0, T) - \frac{1}{2} \chi(B, T) \right] - \frac{1}{2} \langle M_z \rangle^2 \right]. \quad (8.17)$$

Die Suszeptibilitäten  $\chi(0, T)$  und  $\chi(B, T)$  können nach Gleichung (8.9) berechnet werden. Weiterhin tragen wir der Mittelung im Exzitonvolumen mit dem Faktor  $N_{ex}$  Rechnung.

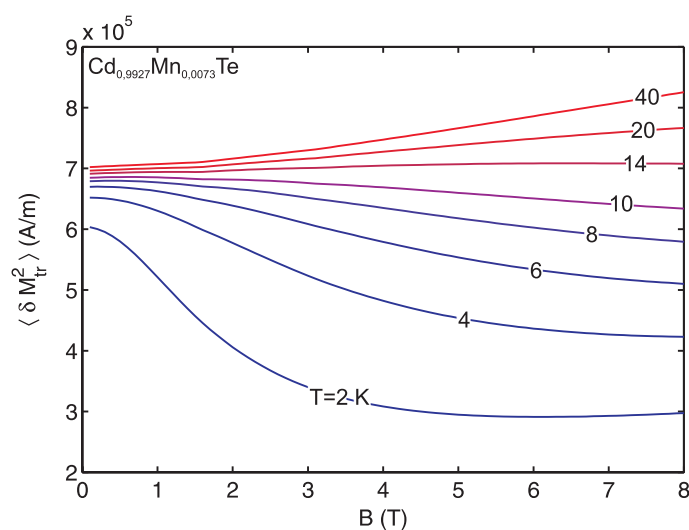


Abbildung 8.6: Die nach Gleichung (8.17) berechneten transversalen Fluktuationen einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe sind ca. eine Dekade kleiner als die longitudinalen Fluktuationen (siehe Abbildung (8.5)). Allerdings nehmen die Fluktuationen mit steigender Temperatur zu. Selbst bei geringen Temperaturen, bei denen es zur Spinsättigung kommt, stellen wir nicht verschwindende Fluktuationen fest.

Die transversalen Fluktuationen sind im Bereich tiefer Temperaturen fast eine Dekade kleiner als die longitudinalen Fluktuationen. Weiterhin weist die Magnetfeldabhängigkeit bei tiefen Temperaturen eine starke Ähnlichkeit mit der berechneten Suszeptibilität (siehe Abbildung (8.3)) auf. Allerdings fallen die Werte der Fluktuationen nie auf Null ab, obwohl in diesem Bereich Spinsättigung auftritt und die Fluktuationen "ausfrieren" sollten. Ursächlich hierfür ist, daß in unserem Modell die Ordnung des Mangan-Spinsystems mit der Brillouin-Funktion beschrieben wird, die eine volle quantenmechanische Beschreibung darstellt und somit selbst bei voller Spinausrichtung unschärfebedingte quantenmechanische Fluktuationen zuläßt. Würde man anstelle der Brillouin-Funktion die klassischen Langevin-Gleichungen nutzen, so würde man im Tieftemperaturbereich keinerlei Fluktuationen mehr vorfinden.

Weiterhin weisen die transversalen Fluktuationen eine Zunahme mit steigender Temperatur auf, wie man sie für ein thermisch fluktuierendes System erwarten würde. Ab Temperaturen  $T \gg 40\text{ K}$  erreichen die transversalen Fluktuationen die Größenordnung der longitudinalen Fluktuationen, wie man im Vergleich der Abbildung (8.5) und (8.6) feststellen kann, was gerade die Grundbedingung für das Auftreten von motional narrowing ist.

### 8.3.4 Korrelationszeit der Störungen

Aufgrund seiner thermischen Bewegung sieht das Exziton innerhalb seines Volumens fluktuierende longitudinale und transversale Magnetisierungskomponenten, die durch thermische Fluktuationen und Anzahlschwankungen der Mangan-Ionen bedingt sind. Von entscheidender Bedeutung bei der Berechnung der Spindephasierungszeiten sind die Einwirkungszeiten der Fluktuationen (Korrelationszeiten) auf die optisch angeregten Elektronen und Löcher. Die Einwirkungszeiten hängen zum einen von der Dauer der Fluktuationen der Mangan-Spins und zum anderen von der Geschwindigkeit der Exzitonen ab.

Ebenso wie die Elektronen und Löcher vollführen die Spins der Mangan-Ionen eine Präzession in der x/y-Ebene, die zu zeitlichen Fluktuationen der Mangan-Spins führt. Die Zeitkonstante dieser Präzessionsfluktuationen liegt in der Größenordnung der Umlaufperiode der Mangan-Ionen im externen Feld, die im Vergleich zu den optisch angeregten Ladungsträgern sehr langsam ist. Für die schnell präzedierenden optischen Ladungsträger wirken diese vergleichsweise langsamen zeitlichen Fluktuationen der Mangan-Ionen wie ein statischer Hintergrund. Damit wäre an sich eine sehr lange Korrelationszeit verbunden, die allerdings durch die thermische Bewegung des Exzitons begrenzt wird.

Dementsprechend muß bei der Berechnung der Korrelationszeit berücksichtigt werden, wie schnell das Exziton die sich ändernde Umgebung abtastet, bzw. wie weit ein Exziton durch den Halbleiter laufen muß, um eine geänderte Umgebung magnetischer Fluktuationen zu erfahren. Der mittlere Abstand zweier benachbarter Mangan-Ionen kann leicht aus der experimentell bestimmten Molfraktion der Mangan-Ionen berechnet werden:

$$\langle d_{Mn} \rangle = \left[ \frac{V}{N_{Mn}} \right]^{1/3}. \quad (8.18)$$

Unter der Annahme, daß sich das Exziton in einer Raumrichtung bewegen soll, können wir schließen, daß eine komplett geänderte magnetische Umgebung frühestens nach der Strecke

$$l_0 = \langle d_{Mn} \rangle N_{ex}^{1/3} \quad (8.19)$$

erreicht wird. Nehmen wir weiterhin an, daß die mittlere Geschwindigkeit der Exzitonen  $\langle |v_{th}| \rangle$  gegeben ist, so können wir die Korrelationszeit der Fluktuationen abschätzen durch:

$$\tau_c \approx \frac{\langle d_{Mn} \rangle N_{ex}^{1/3}}{\langle |v_{th}| \rangle}. \quad (8.20)$$

Unter der Annahme einer Boltzmann-Verteilung für die Geschwindigkeiten der Exzitonen gilt dann für die mittlere Geschwindigkeit:

$$\langle |v_{th}| \rangle = \left[ \frac{8 k_B T}{\pi m_{tr}} \right]^{1/2}. \quad (8.21)$$

Hierbei geht neben der Boltzmann-Konstante  $k_B$  die Gesamtmasse des Exzitons  $m_{tr} = m_e + m_{hh}$  (Transportmasse) ein.

### 8.3.5 Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius

Von bedeutender Rolle für den Einfluß der Fluktuationen der Magnetisierung auf die Spindephasierung ist die Größe des Mittelungsvolumens, also die Größe des Exzitonvolumens. Wir wollen zunächst zwei Grenzfälle zur Beschreibung der Ausdehnung des Exzitons betrachten. Ohne angelegtes Magnetfeld kann das Exziton-Problem, wie dargelegt, im Rahmen einer quantenmechanischen Betrachtung auf das Wasserstoff-Problem abgebildet werden, und man erhält den exzitonischen Bohr-Radius  $a_{ex}$ :

$$a_{ex} = \frac{\hbar^2}{m^* (e^2/\epsilon)}, \quad (8.22)$$

mit der reduzierten Exzitonmasse  $1/m^* = 1/m_e + 1/m_{hh}$  und der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$ . Löst man quantenmechanisch das Problem eines Elektrons im starken Magnetfeld unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch, so erhält man die "Ausdehnung" der Elektronen im anderen Grenzfall:



$$a_{ml} = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}. \quad (8.23)$$

Die Größe  $a_{ml}$  wird als ‘‘magnetische Länge’’ bezeichnet und ist ein direktes Maß für die räumliche Ausdehnung der elektronischen Wellenfunktionen im Magnetfeld. Folglich kann man erwarten, daß die Ausdehnung im Bereich geringer Magnetfelder durch den exzitonen Bohr-Radius und im Bereich hoher Magnetfelder durch die magnetische Länge beschrieben werden kann. Weiterhin wird man aufgrund der  $1/\sqrt{B}$ -Abhängigkeit der magnetischen Länge einen zunehmenden Einfluß des Magnetfeldes auf den Bohr-Radius erwarten.

Zur numerischen Lösung des Problems eines Exzitons im Magnetfeld empfiehlt es sich, wieder auf Schwerpunkts- und Relativkoordinaten überzugehen, so daß man in dimensionslosen Größen ( $\hbar = m = 4\pi\epsilon_0\epsilon = e = 1$ ) folgende Gleichung für die Eigenzustände des Exzitons im Magnetfeld erhält<sup>3</sup>:

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta - \frac{1}{r} + \frac{B^2\rho^2}{8}\right)\varphi_\lambda(\mathbf{r}) = E_\lambda\varphi_\lambda(\mathbf{r}), \quad (8.24)$$

dabei ist  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$  und  $\rho^2 = x^2 + y^2$ . Die Ausdehnung der Wellenfunktion kann durch den folgenden Tensor charakterisiert werden:

$$a_{\alpha\beta} = \int d^3\mathbf{r}|\varphi_\lambda(\mathbf{r})|^2 x_\alpha x_\beta, \quad (8.25)$$

wobei  $\alpha, \beta = x, y, z$ . Durch das angelegte Magnetfeld folgt aus Symmetriegründen  $a_{xx} = a_{yy}$  und  $a_{\alpha\beta} = 0$  falls  $\alpha \neq \beta$ . Dann lassen sich die Ausdehnungen des Exzitons in Richtung der Hauptachse gemäß  $a_\alpha = \sqrt{a_{\alpha\alpha}}$  einführen.

Für den Fall eines verschwindenden Magnetfeldes erhält man als Lösung gerade den exzitonen Bohr-Radius  $a_x = a_y = a_z = a_{ex}$ . Im Grenzfall  $B \rightarrow \infty$  dagegen erhält man  $a_x = a_y \sim |B|^{-1/2}$  und die Ausdehnung des Exzitons senkrecht zum Magnetfeld geht in die magnetische Länge über. Über das asymptotische Verhalten in z-Richtung  $a_z(B \rightarrow \infty)$  kann keine Aussage getroffen werden.

Die numerische Berechnung der longitudinalen und transversalen Ausdehnung des Exzitons im Magnetfeld wurde mit dem in Referenz [155] beschriebenen Verfahren mit einer relativen Genauigkeit von ca.  $10^{-3}$  durchgeführt. Die berechneten Werte sind in Abbildung (8.7) für den untersuchten Magnetfeldbereich von  $B = 0 - 8$  T dargestellt.

---

<sup>3</sup>Die im folgenden vorgestellte numerische Berechnung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius wurde durch Herrn Dr. S. Glutsch von der Universität Jena durchgeführt, dem ich an dieser Stelle noch einmal herzlich für seine Unterstützung danken möchte.

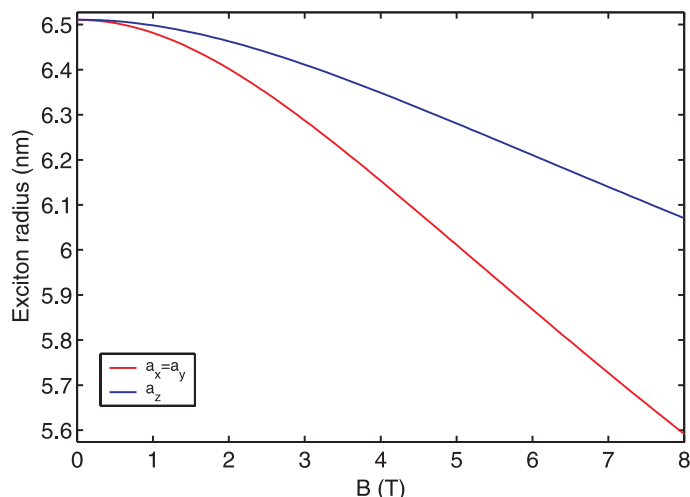


Abbildung 8.7: Die Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius in Richtung des Magnetfeldes  $a_z$  und senkrecht zum Magnetfeld  $a_x$  wurde numerisch berechnet. Ohne den Einfluß des Magnetfeldes ergibt sich der exzitonische Bohr-Radius, während sich für große Magnetfelder die Komponenten senkrecht zum Magnetfeld der magnetischen Länge annähern.

Folglich müssen wir bei der Berechnung des Mittelungsvolumens die Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius berücksichtigen und Gleichung (8.1) entsprechend modifizieren. Um der Magnetfeldabhängigkeit Rechnung zu tragen, beschreiben wir das Exzitonvolumen durch ein rotationssymmetrisches Ellipsoid:

$$V_{ex}(B) = \frac{4}{3} \pi a_x^2(B) a_z(B), \quad (8.26)$$

wobei mit  $a_x = a_y$  die Ausdehnung senkrecht zum Magnetfeld und mit  $a_z$  die Ausdehnung des Exzitons in Magnetfeldrichtung eingeht. Alle in den vorangehenden Abschnitten vorgestellten Abbildungen und Rechnungen zu den longitudinalen und transversalen Fluktuationen wurden entsprechend mit dem magnetfeldabhängigen Exzitonvolumen nach Gleichung (8.26) berechnet.

#### 8.4 Vorgehensweise zur Berechnung der Spindephasierungszeiten

Mit den, in den vorherigen Abschnitten hergeleiteten Ausdrücken, wird es nun möglich, die Spindephasierung der im Exziton gebundenen Elektronen und Löcher zu beschreiben. Wir fassen an dieser Stelle noch einmal alle zur Berechnung der Spindephasierungszeiten notwendigen Formeln in einer kurzen Übersicht zusammen. Weiterhin weisen wir an den entsprechenden Stellen explizit darauf hin, welche Änderungen zu Berechnung der Lochspindephasierungszeiten notwendig sind. Ausgangspunkt unseres Modells ist Gleichung (8.5), welche durch die Adaption des aus der NMR bekannten Modells zur Beschreibung der  $T_2$ -Relaxationszeit auf den Fall magnetischer Halbleiter entsteht:

$$\frac{1}{T_2} = \underbrace{\kappa^2 \langle \delta M_{lo}^2 \rangle \tau_c}_{\frac{1}{T_2^{lo}}} + \underbrace{\kappa^2 \langle \delta M_{tr}^2 \rangle \tau_c}_{\frac{1}{T_2^{tr}} \left( 1 + \left[ \frac{g_0 \mu_B B}{\hbar} + \kappa M \right]^2 \right)},$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{T_2'} + \frac{1}{2T_1},$$

mit:

$$\kappa = \frac{\alpha}{g_{Mn} \mu_B \hbar}.$$

Hierbei geht mit  $N_0 \alpha$ , bzw.  $N_0 \beta$  der entsprechende Wert der s/p-d-Austauschintegrale der itineranten Elektronen bzw. Löcher mit den Mangan-Ionen ein. Mit  $g_0$  geht der intrinsische g-Faktor der itineranten Ladungsträger ein, während sich  $g_{Mn}$  auf den g-Faktor der Mangan-Ionen bezieht. Weiterhin gehen mit  $M_{lo}$  die longitudinalen und  $M_{tr}$  die transversalen Fluktuationen der Magnetisierung und mit  $\tau_c$  die Korrelationszeiten der Fluktuationen ein.

Die hier vorgestellten Komponenten  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  der gesamten Spindephasierungszeit aufgrund longitudinaler und transversaler Fluktuationen der Magnetisierung  $M_{lo}^2$  und  $M_{tr}^2$  können anhand der Gleichungen (4.16 - 4.18) und (8.5) leicht identifiziert werden. Folglich können wir für die soeben eingeführten Komponenten der Spindephasierungszeiten schließen  $T_2^{lo} = T_2'$  und  $T_2^{tr} = 2T_1$ . Dies erleichtert die anschließenden Untersuchungen zum Einfluß der Mangan-Dotierung und der Korrelationszeit auf die Dephasierung erheblich, da wir so direkt auf die im Abschnitt (4.5) vorgestellten Zusammenhänge zurückgreifen können.

Für eine Anwendung des Modells auf die Spindephasierung der Löcher muß der entsprechende Wert der Austauschwechselwirkung mit den  $Mn^{2+}$ -Ionen und der intrinsische g-Faktor der Löcher in die obige Gleichung eingesetzt werden. Zur Beschreibung der longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung der Mangan-Ionen  $M_{lo}$  berücksichtigen wir sowohl thermische als auch Anzahlfluktuationen im Exzitonvolumen nach Gleichung (8.11):

$$\langle \delta M_{lo}^2 \rangle = \frac{1}{N_{ex}} \left[ \frac{N_{Mn}}{V} k_B T \chi(B, T) + \langle M_z \rangle^2 \right],$$

während die transversalen Fluktuationen durch Gleichung (8.17) beschrieben werden können:

$$\langle \delta M_{tr}^2 \rangle = \frac{1}{N_{ex}} \left[ \frac{N_{Mn}}{V} k_B T \left[ \frac{3}{2} \chi(0, T) - \frac{1}{2} \chi(B, T) \right] - \frac{1}{2} \langle M_z \rangle^2 \right].$$

Mit  $\chi$  geht die Suszeptibilität (siehe Gleichung (8.9)) und mit  $\langle M \rangle$  die mittlere Magnetisierung der Mangan-Ionen nach Gleichung (3.17) ein. Die Dichte der Mangan-Ionen  $N_{Mn}/V = N_0 x/V$  kann durch Anpassung der experimentell bestimmten Spinquantenschwebungsfrequenzen (siehe Abschnitt (6.3)) bestimmt werden. Die Anzahl der Mangan-Ionen im Exzitonvolumen  $N_{ex}$  berechnen wir nach Gleichung (8.1) unter Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonvolumens und der Molfraktion der Mangan-Ionen  $N_{Mn}/V$  durch:

$$N_{ex} = V_{ex} \frac{N_{Mn}}{V} = \frac{4}{3} \pi a_x^2(B) a_z(B) \frac{4 x_{Mn}}{(\sqrt{2}d)^3} \quad (8.27)$$

unter Berücksichtigung des Kation-Kation-Abstandes  $d$  und der Ausdehnung des Exzitons in Richtung des Magnetfeldes  $a_z$  und senkrecht zum Magnetfeld  $a_x$ . Die Korrelationszeit der Fluktuationen  $\tau_c$  schließlich drücken wir nach Gleichung (8.20) durch die Zeit aus, die ein Exziton aufgrund seiner thermischen Bewegung durch den Kristall benötigt, um eine geänderte magnetische Umgebung zu erreichen:

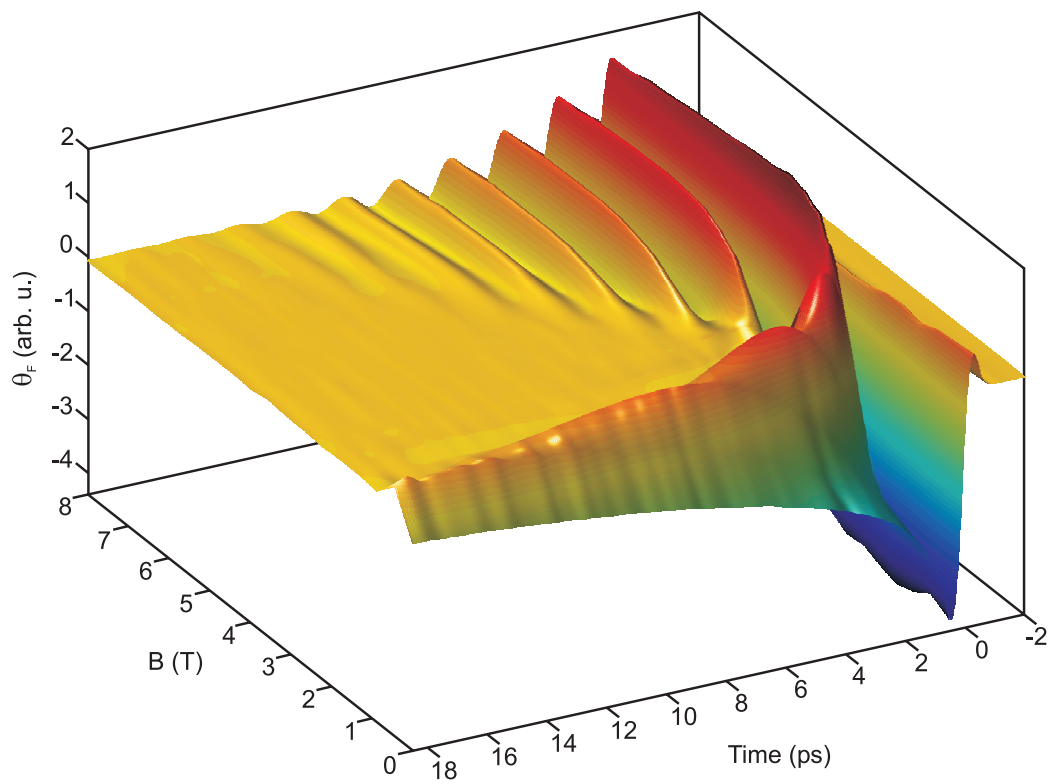
$$\tau_c \approx \frac{\langle d_{Mn} \rangle N_{ex}^{1/3}}{\langle |v_{th}| \rangle},$$

mit:

$$\langle |v_{th}| \rangle = \left[ \frac{8 k_B T}{\pi m_{tr}} \right]^{1/2}.$$

Hierbei geht neben dem mittleren Abstand zweier Mangan-Ionen  $d_{Mn}$  und der Anzahl der Mangan-Ionen im Exzitonvolumen  $N_{ex}$  die mittlere Geschwindigkeit  $\langle |v_{th}| \rangle$  der Exzitonen ein, die wir durch eine Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung beschreiben. Es muß an dieser Stelle ausdrücklich darauf hingewiesen werden, daß zur Berechnung der Spindephasierungszeiten **keine** freien Parameter notwendig sind. Alle in unserem Modell auftretenden Größen können entweder der Literatur entnommen werden (effektive Massen, intrinsische g-Faktoren) oder durch Anpassung gemessener Spinquantenschwebungstransienten (effektive Mangan-Dotierung der Proben) bestimmt werden.

## 9 Vergleich der Theorie mit dem Experiment



Die Magnetfeldabhängigkeit der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei einer Temperatur von  $T = 4\text{ K}$  ist auf Seite 129 abgebildet. Es wurden insgesamt 19 Einzelmessungen bei unterschiedlichen Magnetfeldern von  $B = 0 - 8\text{ T}$  aufgenommen. Die Anregung erfolgte hierbei im 1s-hh-Exziton mit rechtszirkularer Polarisierung, während die Abfrage linear polarisiert war. Um Anregungen energetisch höher liegender Zustände zu vermeiden, wurde ein Interferenzfilter eingesetzt, der das Laserspektrum auf eine Halbwertsbreite von 5 nm einschränkte.

Von besonderem Interesse bei dieser Meßreihe ist die Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierung. Während für den magnetfeldfreien Fall extrem lange Spindephasierungszeiten gefunden werden, nehmen diese mit zunehmenden Magnetfeld rapide ab. Bei einem Magnetfeld von  $B = 2\text{ T}$  ist das Signal bereits nach 4 ps dephasiert. Mit weiter steigendem Magnetfeld wird die Lebensdauer der Spinquantenschwebungen zunehmend länger, so daß bei einem Magnetfeld von  $B = 8\text{ T}$  die kohärenten Signaturen bis zu 16 ps beobachtet werden können. Für weitere Details zu diesen experimentellen Ergebnissen siehe Abbildung (7.6).

*Wir vergleichen in diesem Abschnitt die mit unserem Modell berechneten Spindephasierungszeiten mit den experimentellen Ergebnissen zur Spindephasierung. Insbesondere wollen wir hierbei untersuchen, inwieweit das von uns entwickelte Modell zur Beschreibung der Temperatur-, Magnetfeld- und Dotierungsabhängigkeit der Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger in magnetisch dotierten  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Volumenhalbleitern geeignet ist.*

## 9.1 Spindephasierung optisch angeregter Elektronen in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der Spindephasierungszeiten einer Probe kann im Rahmen des im Kapitel (8) vorgestellten Modells zur Berechnung der Spindephasierungszeiten ermittelt werden. Da wir die Spindephasierung der unterschiedlich dotierten Proben experimentell in einem Magnetfeld- und Temperaturbereich von  $B = 0 - 8 \text{ T}$  und  $T = 2.6 - 60 \text{ K}$  untersucht haben, wählen wir entsprechende Magnetfeld- und Temperaturbereiche für die numerischen Berechnungen. Für das Magnetfeld nehmen wir dabei eine Schrittweite von  $\Delta B = 0.1 \text{ T}$  an, während wir die Temperaturen entsprechend den experimentellen Bedingungen wählen.

### 9.1.1 Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit

In Abbildung (9.1) sind die im Rahmen unseres Modells berechneten elektronischen Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe dargestellt. Zunächst können wir feststellen, daß die im Rahmen des adaptierten NMR-Modells berechneten, in Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Dephasierungszeiten (siehe Abbildung (7.5) auf Seite 103), eine Zunahme mit steigender Temperatur aufweisen, die auf den Einfluß von motional narrowing zurückgeführt werden kann. Weiterhin kann das Modell die in den experimentellen Daten gefundene Abnahme der Spindephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld wiedergeben. Das experimentell für  $T < 8 \text{ K}$  gefundene Minimum der Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit vom Magnetfeld und die Zunahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld kann allerdings nicht durch das Modell beschrieben werden. Die Bereiche, in denen das Modell einen dem Experiment entsprechenden Verlauf annimmt, weisen andererseits einen hohen Grad an Übereinstimmung auf. Vergleicht man die experimentell bestimmten Dephasierungszeiten mit den theoretischen Ergebnissen, so stellt man beispielsweise für  $B = 1 \text{ T}$  und  $T = 40 \text{ K}$  eine Spindephasierungszeit von ca. 80 ps fest, während sich aus dem Modell ein Wert von ca. 105 ps ergibt. Entsprechend finden wir bei  $B = 8 \text{ T}$  und  $T = 4 \text{ K}$  experimentell eine Dephasierungszeit von ca. 25 ps, während das Modell einen Wert von ca. 23 ps ergibt.

Auch im Vergleich der mit dem Modell berechneten Daten der elektronischen Spindephasierung einer stärker dotierten  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe (siehe Abbildung (9.2)) mit den

## Vergleich der Theorie mit dem Experiment

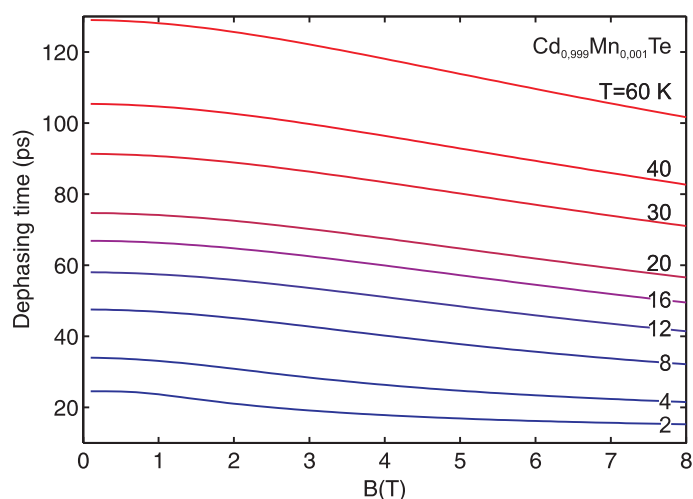


Abbildung 9.1: Im Rahmen des vorgestellten Modells berechnete elektronischen Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe für einen Temperaturbereich von  $T = 2 - 60$  K und Magnetfelder von  $B = 0 - 8$  T. Neben der gemessenen Zunahme der Spinlebensdauer mit der Temperatur, kann auch die experimentell beobachtete Abnahme der Spinlebenszeiten mit steigendem Magnetfeld reproduziert werden. Die berechneten Dephasierungszeiten liegen in der gleichen Größenordnung wie die experimentell bestimmten Zeiten.

experimentell bestimmten Dephasierungszeiten (siehe Abbildung (7.6) auf Seite 103), findet man ein hohes Maß an Übereinstimmung. Neben der Zunahme der Dephasierungszeiten mit der Temperatur, kann ebenso die Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld reproduziert werden. Die berechneten Dephasierungszeiten liegen in der gleichen Größenordnung wie die experimentell bestimmten. Allerdings ergeben sich für Temperaturen unterhalb  $T < 16$  K Abweichungen vom Verlauf der experimentell bestimmten Daten.

So stellen wir fest, daß sich bei allen für  $T < 16$  K berechneten Dephasierungszeiten für eine feste Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld ein Maximum ausbildet, das mit fallender Temperatur zunehmend deutlicher hervortritt und zu niedrigeren Magnetfeldwerten schiebt. Bedingt durch dieses Maximum ändert sich die Charakteristik der Spindephasierungszeiten mit dem Magnetfeld. So finden wir für hohe Temperaturen  $T > 16$  K eine langsame, aber stetige Abnahme der Spinlebenszeiten mit steigendem Magnetfeld. Für tiefe Temperaturen finden wir zunächst einen schnellen Anstieg der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld, der nach Erreichen eines Maximums sehr viel schneller als im Bereich hoher Temperaturen mit steigendem Magnetfeld abfällt. Die experimentellen Daten dagegen weisen für  $T < 8$  K einen entgegengesetzten Verlauf auf. Hier finden wir zunächst

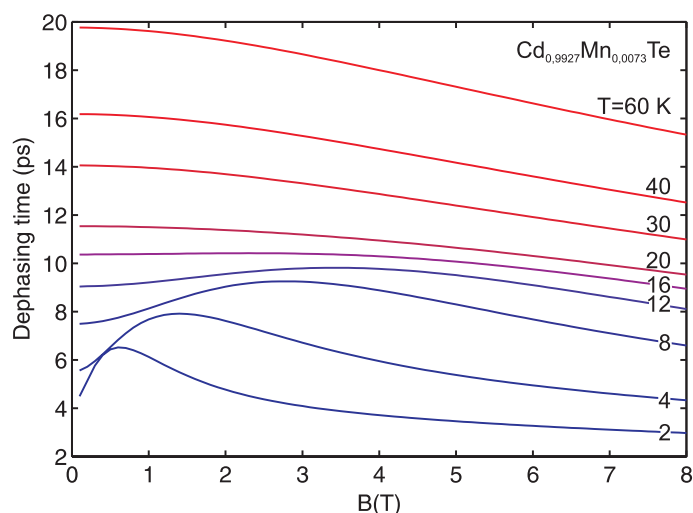
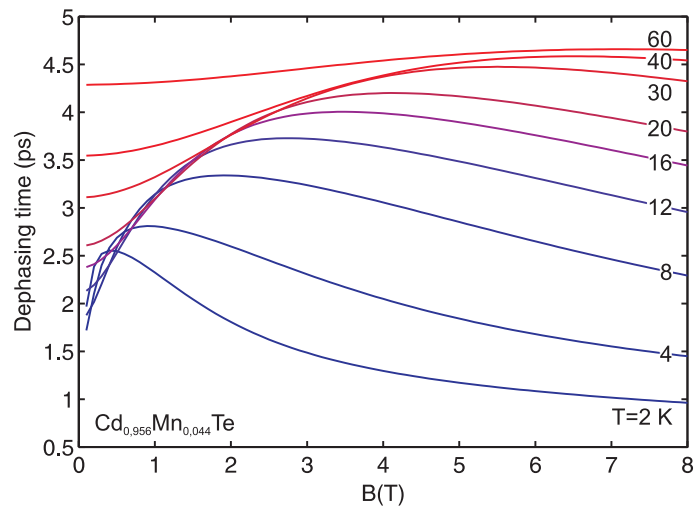


Abbildung 9.2: Auch die berechneten Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe liegen in der gleichen Größenordnung wie die experimentell bestimmten Daten. Neben der beschriebenen Temperaturabhängigkeit der Dephasierungszeiten (motional narrowing) finden wir für hohe Temperaturen  $T \geq 16$  K eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld. Für  $T < 16$  K dagegen bildet sich für eine feste Temperatur in Abhängigkeit vom Magnetfeld ein Maximum aus, das experimentell nicht beobachtet wird.



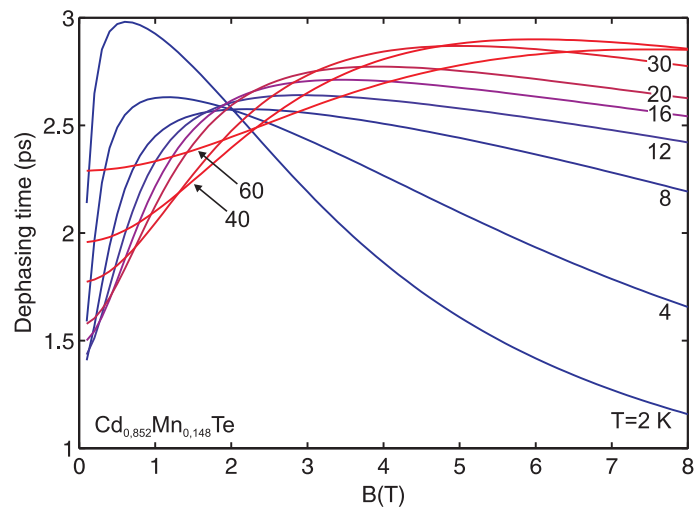
Abbildung 9.3: Die Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe weisen nur noch für hohe Magnetfelder eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld auf. Im Bereich geringer Magnetfelder stellen wir auch bei dieser Probe die Ausbildung eines Maximums der Spindephasierungszeit in Abhängigkeit vom Magnetfeld fest.



eine sehr schnelle Abnahme der Dephasierungszeiten mit einem langsamen Anstieg bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes. Abbildung (9.3) zeigt die mit unserem Modell berechneten Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe. Hier kann man bereits bei einer Temperatur von  $T = 60\text{ K}$  einen Anstieg der Spinlebensdauer bei steigendem Magnetfeld identifizieren, der mit abnehmender Temperatur immer deutlicher hervortritt und sich zu einem Maximum ausbildet, welches zu niedrigeren Magnetfeldern hin schiebt. Ab einer Temperatur von  $T < 30\text{ K}$  können wir wieder eine stark beschleunigte Abnahme der Spindephasierung mit dem Magnetfeld nach Erreichen des Maximums erkennen. Auch wenn der Verlauf der experimentell bestimmten Spindephasierungszeiten in Abbildung (7.7) auf Seite 104) auf den ersten Blick keine große Ähnlichkeit mit den theoretischen Daten (siehe Abbildung (9.3)) aufweist, reproduzieren diese die gemessenen Dephasierungszeiten und deren Magnetfeldabhängigkeit im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder.

Bei Vergleich der Temperaturabhängigkeit der theoretischen und der experimentellen Daten für  $B = 8\text{ T}$  stellen wir für alle Temperaturen die “motional narrowing”-typische Zunahme der Spindephasierungszeiten fest, wobei die berechneten Zeiten sehr nahe bei den

Abbildung 9.4: Die mit dem Modell berechneten Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe weisen nur noch für hohe Magnetfelder ( $B > 3\text{ T}$ ) eine Ähnlichkeit mit den experimentell bestimmten Dephasierungszeiten auf. Im Bereich niedriger Magnetfelder kommt es über den gesamten Temperaturbereich zur Ausbildung eines Maximums der Dephasierungszeiten in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Insbesondere stellen wir fest, daß die Spindephasierungszeiten für  $B \rightarrow 0$  ebenfalls gegen Null gehen.



## Vergleich der Theorie mit dem Experiment

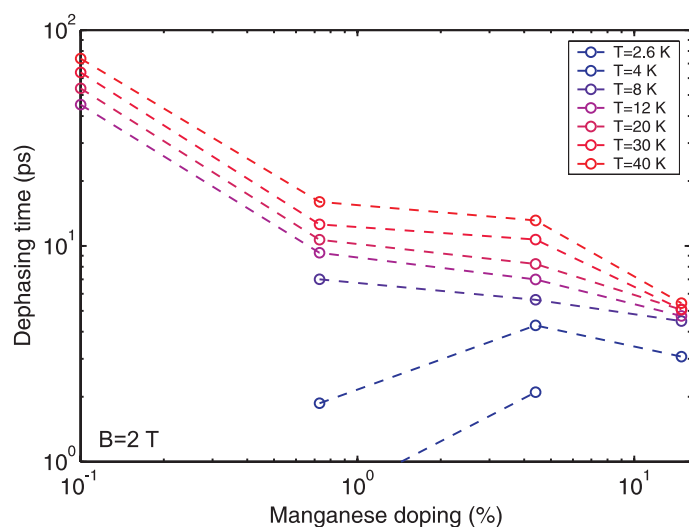


Abbildung 9.5: Trägt man alle zu  $B = 2 \text{ T}$  bestimmten Dephasierungszeiten der untersuchten Proben auf, so ergibt sich die nebenstehende Abbildung. Bis auf die für  $T = 2,6$  und  $T = 4 \text{ K}$  bestimmten Dephasierungszeiten stellen wir eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld fest. Weiterhin nimmt die Streuung der Dephasierungszeiten der untersuchten Proben mit steigender Dotierung ab.

experimentell beobachteten Werten liegen. Im Bereich tiefer Temperaturen finden wir in den theoretischen Daten nach dem Erreichen des Maximums eine starke Abnahme der Dephasierungszeiten bei weiterer Steigerung des Magnetfelds. Dieser Befund kann auch den experimentellen Daten für  $T < 12 \text{ K}$  entnommen werden, allerdings findet man hier kein Maximum der Dephasierungszeiten in Abhängigkeit vom Magnetfeld.

Die mit unserem Modell berechneten Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe sind in Abbildung (9.4) dargestellt. Da die experimentell bestimmten Dephasierungszeiten in Abbildung (7.8) (siehe Seite 105) deutlich weniger Meßpunkte aufweisen als die anderer untersuchter Proben, wird ein Vergleich der Ergebnisse schwer. Auch bei dieser hochdotierten Probe stellen wir in unseren Rechnungen bei steigendem Magnetfeld zunächst einen Anstieg der Dephasierungszeiten fest, der zur Ausbildung eines Maximums und anschließend zu einer sehr schnellen Abnahme der Spindephasierungszeiten führt. So finden wir für die tiefste Temperatur  $T = 2 \text{ K}$  ein deutlich ausgeprägtes Maximum, das die berechneten Dephasierungszeiten zu anderen Temperaturen übersteigt. Untersucht man den Verlauf der

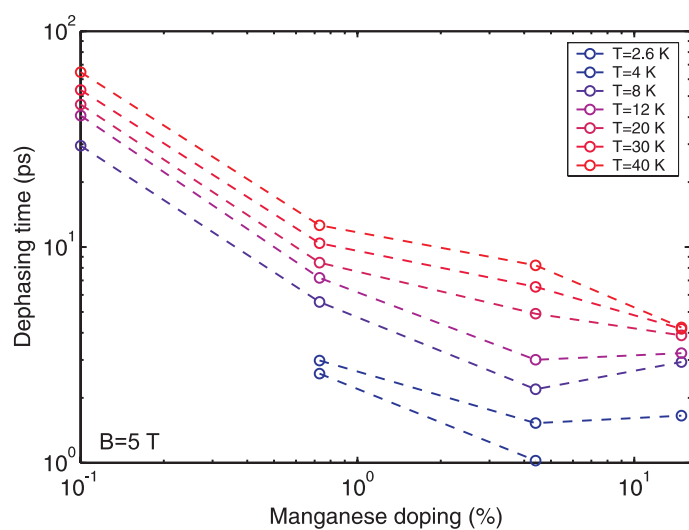
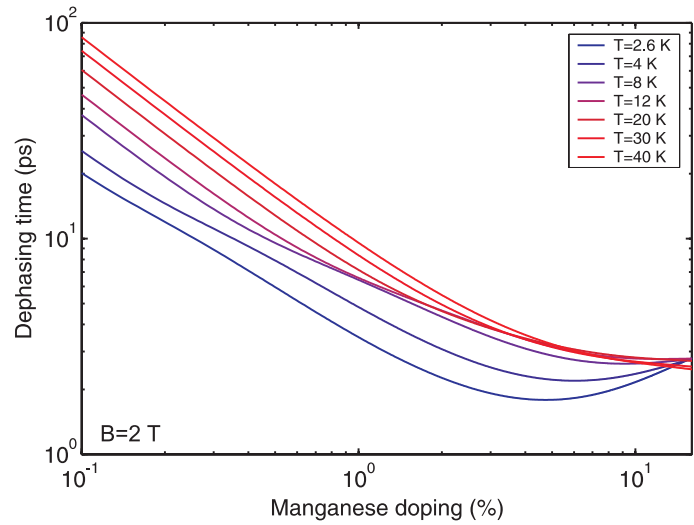


Abbildung 9.6: Die gemessenen Dephasierungszeiten für  $B = 5 \text{ T}$  weisen eine starke Abhängigkeit von der Dotierung und der Temperatur auf. So finden wir im Bereich hoher Temperaturen mit steigender Dotierung eine Abnahme der Dephasierungszeiten. Im Bereich tiefer Temperaturen dagegen finden wir zunächst eine Abnahme, und ab einer Dotierung von ca. 5% ein leichte Zunahme der Dephasierungszeiten mit der Dotierung.

Abbildung 9.7: Die berechneten Spindephasierungszeiten für  $B = 2\text{ T}$  weisen ebenso wie die experimentellen Daten den Einfluß von motional narrowing in der Spindephasierung auf. Weiterhin stellen wir für hohe Temperaturen eine generelle Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigender Dotierung fest. Im Bereich tiefer Temperaturen dagegen bildet sich bei einer Dotierung von ca. 5% ein Minimum der Dephasierungszeiten aus, was in den nebenstehenden experimentellen Daten (siehe Abbildung (9.5)) nicht beobachtet werden kann.



Dephasierungszeiten bei einer festen Temperatur, so stellt man zudem Überschneidungen der berechneten Kurven fest, die vor allem im Bereich niedriger Magnetfelder, vor dem Erreichen des Maximums der Dephasierungszeit, auftreten.

Sucht man bei einer festen Temperatur das Maximum der berechneten Dephasierungszeiten heraus und zieht nur die Daten zu höheren Magnetfeldern hin ( $B > 3\text{ T}$ ) für einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen in Betracht, so stellt man (wie schon bei der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe) fest, daß wir einen wesentlich höheren Grad an Übereinstimmung erzielen. Es ergibt sich auch bei dieser Probe in den modellierten Daten ein deutlicher Hinweis auf den Einfluß von motional narrowing in der Spindephasierung und eine Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld. Weiterhin liegen auch hier die berechneten Dephasierungszeiten in der gleichen Größenordnung wie die gemessenen Daten.

Ohne der anschließenden Diskussion vorgreifen zu wollen, möchten wir an dieser Stelle untersuchen inwieweit eine selektive Interpretation der berechneten Spindephasierungszeiten

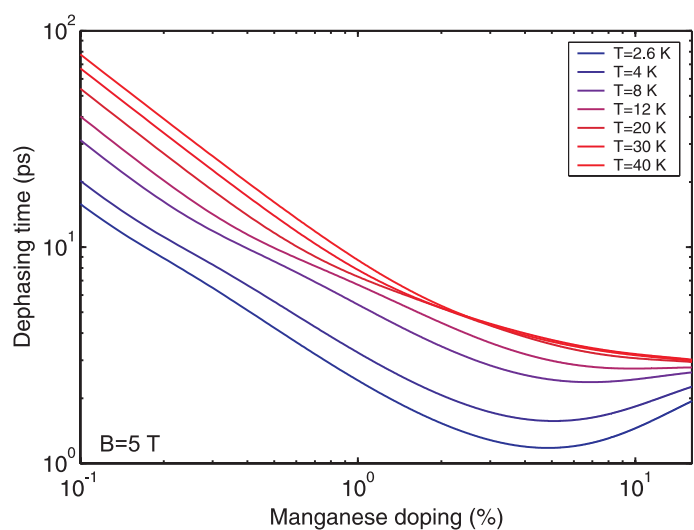


Abbildung 9.8: Für  $B = 5\text{ T}$  finden wir ein ähnliches Verhalten der Spindephasierungszeiten mit der Temperatur und der Dotierung wie im Fall  $B = 2\text{ T}$ . Jedoch sind die berechneten Dephasierungszeiten generell schneller. Weiterhin finden wir für dieses Magnetfeld einen hohen Grad an Übereinstimmung zwischen den theoretischen und den in Abbildung (9.6) dargestellten experimentellen Daten.

## Vergleich der Theorie mit dem Experiment

zulässig bzw. sinnvoll ist. Ziehen wir den zu  $T = 2$  K berechneten Verlauf der Dephasierungszeit gegen das Magnetfeld aus Abbildung (9.4) heran, so stellen wir ein deutliches Maximum für  $B \approx 0,5$  T fest. Wie bereits dargelegt ist der Verlauf der Spindephasierung zu höheren Magnetfeldern hin geeignet, die experimentellen Ergebnisse zu erklären. Die Rechnungen für Magnetfelder im Bereich  $B = 0 - 0,5$  T dagegen scheinen für eine Erklärung der experimentellen Ergebnisse ungeeignet, da für  $B \rightarrow 0$  T die Dephasierungszeiten gegen Null gehen.

Dieser Befund wird auch durch die Rechnungen zur  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe (siehe Abbildung (9.2)) bestätigt, bei der für  $T = 2$  K ebenfalls ein Maximum der Dephasierungszeit für  $B \approx 0,5$  T gefunden werden kann. Auch hier stellen wir fest, daß sich die berechneten Dephasierungszeiten bei Annäherung an  $B = 0$  T der Null annähern. Interpoliert man dagegen den Verlauf der Dephasierungszeit von hohen Magnetfeldern in Richtung  $B = 0$  T über das Maximum der Dephasierungszeit hinweg, würde man im Nullfeldfall eine Spindephasierungszeit von ca. 8 ps erhalten, wie wir sie in den experimentellen Daten (siehe Abbildung (7.6)) vorfinden.

An dieser Stelle könnte sich bemerkbar machen, daß wir bei der Berechnung der Spindephasierungszeiten einzig und allein Fluktuationen der Magnetisierung und keinerlei intrinsische, vom Magnetfeld unabhängige Spindephasierungszeiten berücksichtigt haben. Einflüsse von Spinstörungen an den magnetischen Ionen, an Gitterstörungen und Phononen beispielsweise werden nicht berücksichtigt, obwohl diese mit steigender Dotierung einen zunehmenden Einfluß haben sollten. Hier könnte eine Schwäche im Modell vorliegen, die allerdings nur für hohe Mangan-Konzentrationen  $x > 4\%$  im Fall tiefer Temperaturen und niedriger Magnetfelder beobachtet werden kann und die beschriebene selektive Auswertung der Rechnungen plausibel macht. Wir werden auf diese Problematik in der Diskussion (siehe Abschnitt (10.2)) zurückkommen.

Aus diesem Grund untersuchen wir die Dotierungsabhängigkeit der Spindephasierung nur für Magnetfelder  $B \geq 2$  T. Hierfür tragen wir alle gemessenen Spindephasierungszeiten der untersuchten Proben gegen die Dotierung und die Temperatur für ein festes Magnetfeld auf. Um einen Vergleich der gemessenen und der berechneten Dephasierungszeiten zu er-

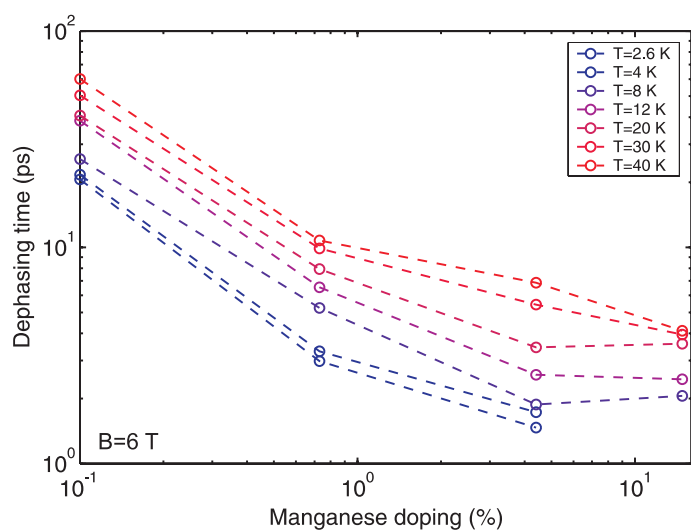


Abbildung 9.9: Auch die experimentell bestimmten Spindephasierungszeiten zu  $B = 6$  T weisen eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing auf. Ebenso kann die Abnahme der Dephasierungszeiten im Bereich hoher Temperaturen und die Ausbildung eines Minimums der Spindephasierungszeiten bei ca. 5% im Bereich tiefer Temperaturen identifiziert werden.

leichtern, stellen wir die Daten nebeneinander dar.

### 9.1.2 Einfluß der Dotierung

In Abbildung (9.5) sind die aus den experimentellen Untersuchungen bestimmten Spindephasierungszeiten gegen die Dotierung der Proben aufgetragen. Trotz der geringen Anzahl von untersuchten Proben können wir den Daten einige Trends entnehmen. So stellen wir neben der bereits festgestellten starken Abhängigkeit der Spindephasierung von der Dotierung fest, daß über den gesamten untersuchten Dotierungsbereich die Spindephasierung dem Einfluß von motional narrowing unterliegt. Mit steigender Dotierung beobachten wir für  $T > 4$  K eine Abnahme der Dephasierungszeiten von mehr als einer Dekade. Weiterhin scheinen die Dephasierungszeiten mit steigender Dotierung weniger stark zu streuen, so daß die Dephasierungszeiten der Probe mit  $x = 0,148$  viel näher beieinander liegen, als bei den anderen untersuchten Proben.

Problematisch bei der Interpretation sind die Ergebnisse der Spindephasierung zu  $T = 2,6$  K und  $T = 4$  K bei Dotierungen von  $x = 0,001$  und  $x = 0,0073$ . Wir stellten bereits im Abschnitt (7.2) fest, daß diese Proben mit steigendem Magnetfeld entgegen dem generellen Trend eine Zunahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld aufweisen (siehe Abbildungen (7.5) und (7.6)), der nicht durch unser Modell beschrieben werden kann (siehe Abbildungen (9.1) und (9.2)). Entsprechend finden wir im Vergleich der gemessenen (siehe Abbildung (9.5)) zu den berechneten Spindephasierungszeiten (siehe Abbildung (9.7)) gerade in diesem Temperatur- und Dotierungsbereich eine starke Abweichung, die nicht durch das Modell reproduziert werden kann und dem generellen Trend entgegenwirkt. Da sich nur für die beschriebenen Temperaturen, bei denen Spinsättigung auftritt, eine Umkehrung der Dotierungsabhängigkeit ergibt und wir ebenfalls ein Umkehrung der Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierungszeiten in den Abbildungen (7.5) und (7.6) feststellen können, vermuten wir, daß hier ein anderer Dephasierungsmechanismus dominiert, der nicht durch unser Modell beschrieben werden kann. Wir untersuchen mögliche Quellen für das beschriebene Verhalten im Abschnitt (10.2.3).

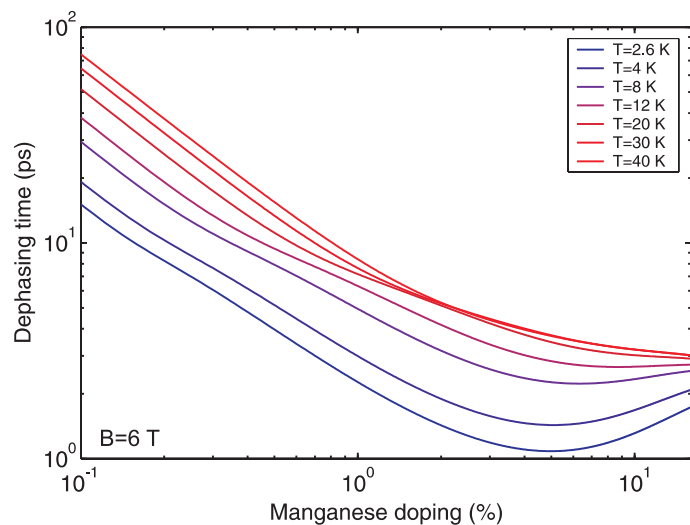


Abbildung 9.10: Im Vergleich zu den experimentellen Daten für ein Magnetfeld von  $B = 6$  T in Abbildung (9.9) ermitteln wir im Rahmen unseres Modells im Bereich tiefer Temperaturen geringfügig höhere Spindephasierungszeiten. Die generelle Temperatur- und Dotierungsabhängigkeit der elektronischen Spindephasierungszeiten wird jedoch voll reproduziert.

Ebenso wie bei den bereits vorgestellten Daten zu  $B = 2$  T, können wir für ein Magnetfeld von  $B = 5$  T eine deutliche Dotierungsabhängigkeit der gemessenen Dephasierungszeiten (siehe Abbildung (9.6)) feststellen, die durch unser Modell (siehe Abbildung (9.8)) gut reproduziert werden kann. So finden wir zunächst eine starke Abnahme der Dephasierungszeiten mit der Dotierung, die ab einer Dotierung von  $x \approx 0,05$  für hohe Temperaturen zunehmend schwächer wird. Weiterhin weist das Modell einen Anstieg der Dephasierungszeiten ab einer Dotierung von  $x \approx 0,05$  auf, der experimentell ebenfalls beobachtet werden kann.

Für das untersuchte Magnetfeld von  $B = 5$  T finden wir nun allerdings eine bessere Übereinstimmung der gemessenen Spindephasierungszeiten für  $T = 2,6$  K und  $T = 4$  K, was nahe legt, daß unser Modell in diesem Bereich besser geeignet ist, die Dephasierung zu beschreiben. Zum selben Schluß kommen wir bei der Auswertung der experimentellen und theoretischen Daten zur Spindephasierung bei einem Magnetfeld von  $B = 6$  T. Auch hier finden wir einen sehr hohen Grad an Übereinstimmung der experimentellen Daten (siehe Abbildung (9.9)) mit den im Rahmen unseres Modell berechneten Dephasierungszeiten (siehe Abbildung (9.10)).

### 9.2 Spindephasierung optisch angeregter Löcher in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Im folgenden wollen wir die Gültigkeit des Dephasierungsmodells zur Beschreibung der Lochspindephasierung überprüfen. Für eine erste Abschätzung der Spindephasierungszeiten können wir auf Gleichung (4.8) zurückgreifen und die Dephasierungszeit ausdrücken durch:  $1/T_2 \approx \Delta\omega_L^2\tau_c$ . Die Korrelationszeit  $\tau_c$  ist für Elektronen und Löcher identisch, da wir bei unseren Betrachtungen von gebundenen Elektron-Loch-Zuständen ausgehen. Folglich müssen wir nur die unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen  $\omega_L$  berücksichtigen, die wiederum nach Gleichung (3.25) direkt proportional zur Stärke der sp-d-Austauschwechselwirkung sind. Folglich können wir für das Verhältnis der Elektron- zur Lochspindephasierungszeit schließen:

$$\frac{T_2^e}{T_2^h} \propto \left[ \frac{\omega_L^h}{\omega_L^e} \right]^2 \propto \frac{J_{pd}^2}{J_{sd}^2} \approx \frac{16}{1}, \quad (9.1)$$

wobei mit  $\omega_L^e$  bzw.  $\omega_L^h$  die Präzessionsfrequenzen und mit  $J_{sd}$  bzw.  $J_{pd}$  die Austauschkonstanten der Elektronen bzw. Löcher mit den Mangan-Ionen eingehen. Die berechneten Lochspindephasierungszeiten sollten also ca. um den Faktor 16 kleiner sein als die der Elektronen.

Für eine exakte Berechnung im Rahmen unseres Modells ersetzt man, wie bereits dargelegt, lediglich den intrinsischen g-Faktor und den Wert des sp-d-Austauschintegrals in Gleichung (8.5) und kann so die Lochspindephasierungszeiten berechnen. In Abbildung (9.11) sind die berechneten Lochspindephasierungszeiten für eine  $\text{Cd}_{0,991}\text{Mn}_{0,009}\text{Te}$ -Probe wiedergegeben. Wir stellen zunächst fest, daß die Spindephasierung der Löcher ebenfalls unter dem Einfluß von motional narrowing stattfindet und daß die berechneten Dephasierungszeiten um den bereits abgeschätzten Faktor 16 kleiner sind als die der Elektronen. Weiterhin stellen wir fest, daß auch die Dephasierungszeiten der Löcher im Bereich hoher Temperaturen mit

steigendem Magnetfeld abnehmen. Im Bereich niedriger Temperaturen kommt es mit steigendem Magnetfeld erst zu einem Ansteigen und der Ausbildung eines Maximums und bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes zu kürzeren Dephasierungszeiten.

Für einen Vergleich der theoretisch berechneten Lochspindephasierungszeiten greifen wir auf die experimentellen Ergebnisse zurück, die an der Probe Q1648 gewonnen wurden (siehe Abbildungen (7.10), (7.11)). Da in den Abbildungen die Lochschwebungen bereits im Bereich des Kohärenzpeaks einsetzen und bereits nach einer Pikosekunde dephasiert sind, ist eine sinnvolle Anpassung der Dephasierungszeiten mit dem im Abschnitt (6.3) vorgestellten Modell für die zeitaufgelöste Faraday-Rotation nicht möglich. Weiter erschwerend wirkt sich die beobachtete, vergleichsweise niederfrequente Schwebung aus, die durch die optische Anregung von Ladungsträgern im Substrat entsteht. Aus diesem Grund modellieren wir die gemessenen Daten durch numerische Lösung der Bloch-Gleichungen. Details zur numerischen Lösung können Anhang (13.4) entnommen werden. Um alle am detektierten Signal beteiligten Spinquantenschwebungssignaturen beschreiben zu können, wurden neben den Löchern und den Elektronen in der magnetisch dotierten Schicht noch die langsam präzedierenden Elektronen im Substrat (mit einem g-Faktor von ca. 1,4) berücksichtigt. Die Dephasierungszeiten der Elektronen und Löcher in der magnetischen Schicht werden mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modell für  $B = 8 \text{ T}$  und  $T = 4 \text{ K}$  zu  $T_2^e = 3,2 \text{ ps}$  und  $T_2^h = 0,2 \text{ ps}$  berechnet, während wir für die Elektronen im Substrat  $T_2 = 200 \text{ ps}$  annehmen.

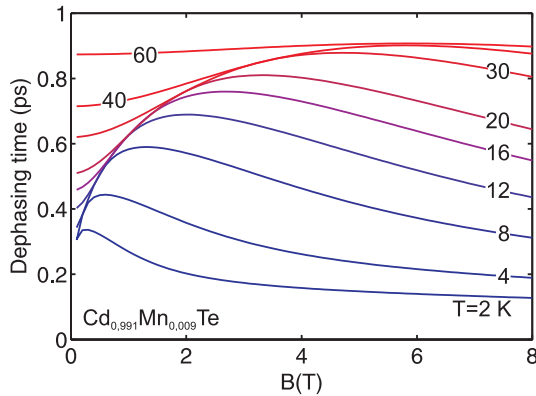


Abbildung 9.11: Im Rahmen unseres Modells berechneter Verlauf der Lochspindephasierung einer hypothetischen  $\text{Cd}_{0,991}\text{Mn}_{0,009}\text{Te}$ -Probe. Man erkennt deutlich, daß die Dephasierungszeiten der Löcher deutlich kleiner sind, als die der Elektronen (siehe Abbildung (9.2)).

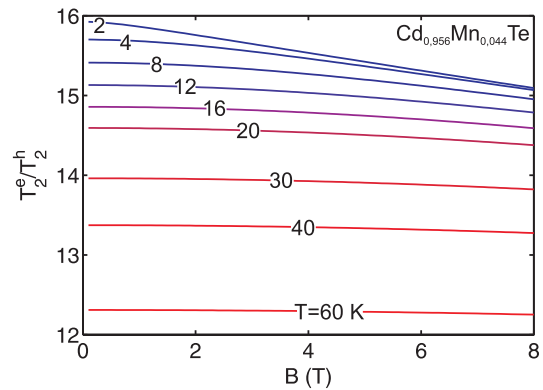


Abbildung 9.12: Das Verhältnis von Elektron- und Lochspindephasierungszeit ist stark abhängig von der Temperatur und dem angelegten Magnetfeld. Hier dargestellt ist das berechnete Verhältnis der Dephasierungszeiten für eine  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe.

In Abbildung (9.13) ist eine Gegenüberstellung der modellierten (siehe Teilbild a)) und der gemessenen (siehe Teilbild b)) Spinquantenschwebungen der Probe Q1648 für  $T = 4 \text{ K}$  und  $B = 8 \text{ T}$  dargestellt. Wie bereits dargelegt, ist das gemessene Faraday-Rotationssignal proportional zur x-Komponente der in Abbildung (9.13 a)) dargestellten präzedierenden Magnetisierungen. Man kann deutlich die zwei Schwebungssignaturen der optisch generierten Ladungsträger im magnetisch dotierten Halbleiter und die Signaturen der Elektronen im Substrat identifizieren. Die Transienten der Lochschwebungen können in den modellier-

## Vergleich der Theorie mit dem Experiment

ten Daten bis ca. 1.5 ps nach der Anregung identifiziert werden, während in den gemessenen Daten bereits nach ca. 1 ps keine Signalanteile der Löcher mehr identifiziert werden können. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß sich im Rahmen unseres Modells generell eine langsamere Spindephasierung ergibt als experimentell beobachtet. Die Übereinstimmung der modellierten und der gemessenen Daten ist trotz dieser Einschränkungen gut.

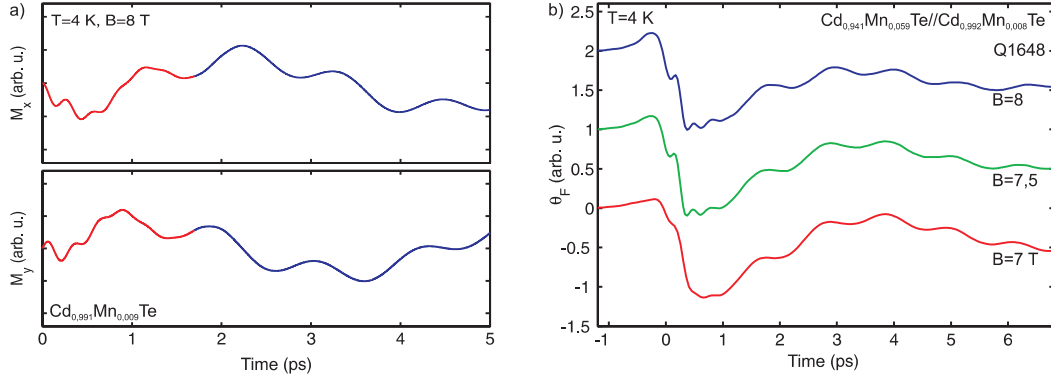


Abbildung 9.13: Gegenüberstellung der an der Probe Q1648 gemessenen Spinquantenschwebungen (Teilbild b)) und der im Rahmen der Bloch-Gleichungen berechneten zeitabhängigen Komponenten der Magnetisierung der untersuchten Probe (Teilbild a)). Aufgrund der verwendeten Detektionsanordnung entspricht die x-Komponente der Magnetisierung dem gemessenen Faraday-Rotationssignal. Die Lochspinquantenschwebungen dephasieren sehr schnell, so daß bereits nach ca. 1,2 ps nur noch elektronische Spinquantenschwebungen zu erkennen sind.

Für eine genauere Betrachtung der Spindephasierungszeiten von Elektronen und Löchern müssen wir berücksichtigen, daß die sp-d-Austauschwechselwirkung unterschiedlich auf itinerante Elektronen und Löcher wirkt. So stellten wir bereits im Abschnitt (3.5.1) fest, daß die Zeeman-Aufspaltung der Elektronen durch den intrinsischen g-Faktor und die s-d-Austauschwechselwirkung gegeben ist, die einander entgegenwirken. Während im Bereich hoher Temperaturen oder geringer Mangan-Konzentrationen der intrinsische g-Faktor dominiert, ist die Zeeman-Aufspaltung der Proben im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder durch den sp-d-Austausch bestimmt (siehe auch Abbildung (3.3)). Entsprechend muß Gleichung (9.1) modifiziert werden, will man den Einfluß der intrinsischen g-Faktoren der Elektronen  $g_e$  und der Löcher  $g_h$  berücksichtigen:

$$\frac{T_2^e}{T_2^h} \propto \left[ \frac{\omega_L^h}{\omega_L^e} \right]^2 \propto \left[ \frac{g_h \mu_B B - N_0 \beta x_{eff} \langle S_z \rangle}{g_e \mu_B B - N_0 \alpha x_{eff} \langle S_z \rangle} \right]^2, \quad (9.2)$$

wobei wir für die obige Berechnung auf Gleichung (3.25) zurückgegriffen haben. Hierbei geht mit  $N_0 \alpha$  bzw.  $N_0 \beta$  der Wert des Austauschintegrals der itineranten Elektronen bzw. Löcher mit den lokalisierten Mangan-Ionen und mit  $x_{eff}$  die Dotierung mit Mangan-Ionen ein. Folglich wird das Verhältnis der Dephasierungszeiten stark von der Dotierung, dem Magnetfeld und der Temperatur abhängen. In Abbildung (9.12) sind die berechneten Verhältnisse der Elektron- und Lochspindephasierungszeiten der Probe Q1655 mit  $x = 0,044$  wiedergegeben. Man erkennt sofort, daß nur im Bereich tiefer Temperaturen das Frequenzverhältnis



effektiv 16 beträgt. Mit steigender Temperatur wird der subtraktive Einfluß des intrinsischen Elektron-g-Faktors und der additive Einfluß des Loch-g-Faktors zunehmend wichtig und führt zur Reduktion des Teilungsverhältnisses.

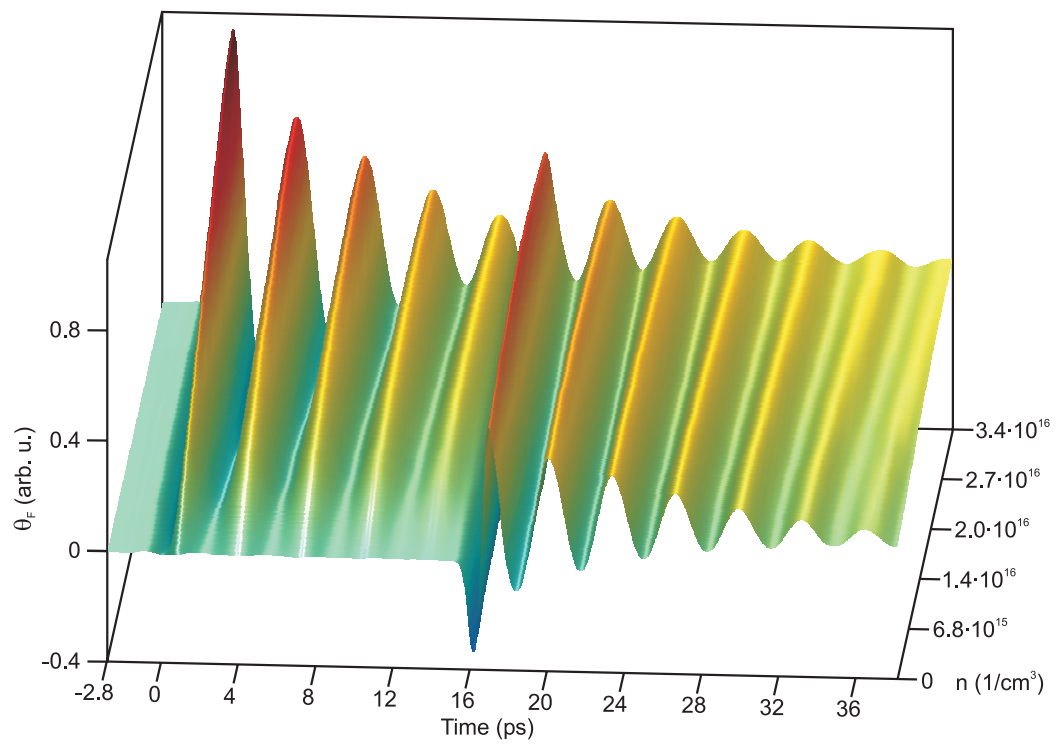
So bestimmen wir das Verhältnis der Dephasierungszeiten für die Probe Q1655 bei  $B = 1\text{ T}$  und  $T = 2.6\text{ K}$  aus den in Abbildung (7.9) dargestellten Transienten zu  $T_2^e/T_2^h = 16 \pm 0,08$ , während die Rechnung nach Gleichung (9.2)  $T_2^e/T_2^h = 15.84$  ergibt. Durch Auswertung der Schwebungssignaturen der Probe Q1648 (siehe Abbildung 7.10) können wir entsprechend ein Verhältnis der Elektron- und Lochspindephasierungszeiten von  $T_2^e/T_2^h = 13,8 \pm 1$  bestimmen, während sich im Rahmen unserer Rechnungen  $T_2^e/T_2^h = 12.3$  ergibt.

Zusammenfassend können wir feststellen, daß das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell zur Beschreibung der Temperatur-, Magnetfeld- und Dotierungsabhängigkeit der Spindephasierung von Elektronen und Löchern in magnetisch dotierten  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleitern in einem Dotierungsbereich von  $x = 0,001 - 0,148$  geeignet ist. Bis auf den Bereich hoher Dotierungen, wo im Fall tiefer Temperaturen und niedrigen Magnetfelder die berechneten Spindephasierungszeiten gegen Null gehen, können wir mit dem vorgestellten Modell Dephasierungszeiten berechnen, die nur geringfügig über den gemessenen Werten liegen.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß in dem vorgestellten Modell keinerlei wahlfreie Parameter eingesetzt werden und alle notwendigen Größen anderweitig experimentell bestimmt oder der Literatur entnommen werden können. Im nächsten Abschnitt wollen wir einige Aspekte des Modells kritisch untersuchen und analysieren, inwieweit einer der anderen in den Abschnitten (4.1) und (4.2) vorgestellten Spindephasierungsmechanismen möglicherweise geeignet ist, die experimentellen Befunde zu erklären.



## 10 Diskussion



Die Abbildung auf Seite 143 zeigt die Zusammenstellung von 11 Einzelmessungen der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei  $B = 4\text{ T}$  und  $T = 10\text{ K}$ . Als Besonderheit wurde bei dieser Meßreihe ein sog. Doppelpulsaufbau genutzt, bei dem die Probe durch zwei kurz aufeinanderfolgende zirkular polarisierte optische Pulse angeregt und die Materialresponns mit einem linear polarisierten Abfragestrahl zeitaufgelöst detektiert wird.

Durch diese doppelte Anregung wird es möglich, ladungsträgerdichteabhängige Modifikationen der Materialeigenschaften zeitaufgelöst zu untersuchen. So stellen wir bei Erhöhung der optischen Leistung des ersten Anregepulses eine deutliche Änderung der Schwebungsfrequenz der auf den zweiten Anregepuls einsetzenden Spinquantenschwebungen fest. Die beobachtete Frequenzreduktion von ca. 10 % bei steigender Leistung des ersten Pulses kann allerdings nicht eindeutig der Wirkung der Anregungsdichte alleine zugeschrieben werden, da mit steigender Anregungsleistung ein zunehmender thermischer Eintrag eingebracht wird, der ebenfalls zu einer Frequenzreduktion führen kann. Details zu dieser Problematik und Ansätze zur Trennung dichteabhängiger und thermischer Effekte können Kapitel (11) entnommen werden

*In diesem Kapitel setzen wir uns kritisch mit dem von uns entwickelten Modell zur Beschreibung der Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger in magnetisch dotierten CdTe-Halbleitern auseinander. Weiterhin wollen wir untersuchen inwieweit möglicherweise einer der etablierten Spindephasierungsmechanismen zur Erklärung unserer experimentellen Befunde herangezogen werden kann.*

### 10.1 Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger aufgrund lokaler Magnetisierungsfluktuationen

Das von uns entwickelte Modell zur Beschreibung der Dephasierung itineranter Ladungsträgerspins in magnetisch dotierten CdTe-Halbleitern beruht auf einer im Rahmen von Kernresonanzexperimenten entwickelten Beschreibung der Spindephasierung. Ausgangspunkt dieser Betrachtungen ist die unterschiedliche Wirkung von longitudinalen und transversalen Fluktuationen der Magnetisierung auf Spins, die sich durch den Hintergrund fluktuierender Magnetisierungen bewegen. Von besonderer Bedeutung ist hierbei, wie schnell sich die Spins durch das Umfeld der fluktuierenden Magnetisierungen bewegen, da eine sehr schnelle Bewegung zu einem Ausmitteln der Fluktuationen und somit zu motional narrowing führen kann.

In diesem Abschnitt wollen wir unter anderem den Einfluß der Temperatur, des Magnetfeldes und der Dotierung auf die longitudinalen und transversalen Fluktuationen und somit auf die Spindephasierung genauer untersuchen. Weiterhin werden wir den Einfluß der thermischen Geschwindigkeit und die Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius kritisch analysieren.

#### 10.1.1 Longitudinale und transversale Fluktuationen

Bevor wir mit einer detaillierten Untersuchung des Einflusses der longitudinalen und der transversalen Fluktuationen auf die Spindephasierung fortfahren, wollen wir zunächst ein Ergebnis des Abschnittes (4.5) in Erinnerung bringen. Longitudinale Fluktuationen der Magnetisierung führen zu einer Phasenänderung der um die Magnetfeldachse präzedierenden Spins, so daß durch diese Störungen die transversale Komponente der Magnetisierung mit der Zeit  $T_2$  (sog. transversale Relaxationszeit) abnimmt. Transversale Fluktuationen dagegen verursachen Spin-Flips, welche zu einer Zunahme der longitudinalen Komponente der Magnetisierung mit der charakteristischen Zeit  $T_1$  (sog. longitudinale Relaxationszeit) führen. Um Verwirrungen zu vermeiden, beziehen wir uns im folgenden immer auf die **Orientierung der Fluktuationen** bezüglich des angelegten Magnetfelds, wenn wir von transversalen und longitudinalen Spindephasierungszeiten sprechen.

Wir wollen zunächst die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der longitudinalen und transversalen Fluktuationen und deren Einfluß auf die Spindephasierungszeit untersuchen.

## Diskussion

Hierfür berechnen wir die Spindephasierungszeiten nach Gleichung (8.5) und setzen abwechselnd die longitudinalen bzw. die transversalen Fluktuationen gleich Null. Somit können wir leicht den Einfluß der unterschiedlichen Fluktuationen auf die Spindephasierungszeiten ermitteln. In Abbildung (10.1) sind die mit unserem Modell berechneten Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter dem Einfluß longitudinaler Fluktuationen dargestellt, während in Abbildung (10.2) die Spindephasierungszeiten unter dem Einfluß von transversalen Fluktuationen dargestellt sind.

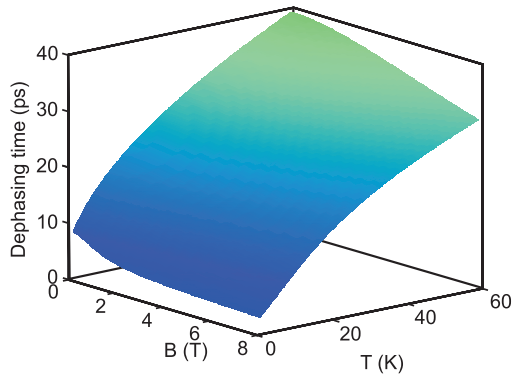


Abbildung 10.1: Berechnete Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe für einen Temperaturbereich von  $T = 2 - 60$  K und Magnetfelder von  $B = 0 - 8$  T unter der Annahme, daß nur longitudinale Fluktuationen zur Spindephasierung beitragen.

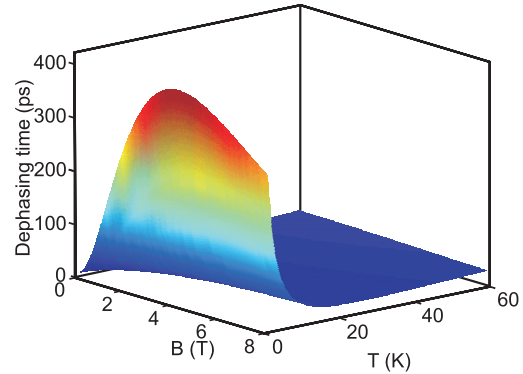


Abbildung 10.2: Berücksichtigt man nur transversale Fluktuationen bei der Berechnung der Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe, so erhält man die obige Darstellung. Das Maximum der Dephasierungszeiten ist eine Folge des Ausfrierens der transversalen Fluktuationen für  $T \rightarrow 0$ .

Zunächst können wir feststellen, daß die Dephasierungszeiten unter dem alleinigen Einfluß longitudinaler Fluktuationen  $T_2^{lo}$  nach wie vor auf den Einfluß von motional narrowing hinweisen und eine deutliche Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigender Temperatur aufweisen (siehe Abbildungen (10.1) und (10.3)). Auch die experimentell beobachtete Abnahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld wird reproduziert. Die berechneten Dephasierungszeiten liegen in einem Bereich von ca.  $T_2^{lo} = 2 - 40$  ps für den untersuchten Temperaturbereich.

Der Einfluß der transversalen Fluktuationen auf die berechneten Dephasierungszeiten  $T_2^{tr}$  weist dagegen, wie man den Abbildungen (10.2) und (10.4) entnehmen kann, eine komplexere Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit auf. Im Bereich tiefer Temperaturen ( $T = 2$  K) steigt mit dem Magnetfeld die berechnete Spindephasierungszeit sehr schnell auf einen Wert von ca. 400 ps für  $B = 4$  T an, um dann bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes wieder auf einen Wert von ca. 300 ps für  $B = 8$  T abzunehmen (siehe Inset b) in Abbildung (10.4)). Diese Abnahme mit steigendem Magnetfeld ist eine Folge der Frequenzselektion der transversalen Fluktuationen, beschrieben durch die spektrale Funktion  $J(\omega_L, \tau_c)$  nach Gleichung (4.19).

Mit steigender Temperatur ändert sich dieses Verhalten rapide und wir stellen bei  $T = 20$  K ein Minimum der berechneten Dephasierungszeiten fest. Bei noch höheren Temperaturen  $T > 20$  K ändert sich der Verlauf der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld. So stellen

wir für  $T < 20$  K wie beschrieben eine Zunahme der Spindephasierungszeiten fest, während für  $T > 20$  eine stetige Abnahme der Spindephasierungszeiten beobachtet wird.

Die Spindephasierungszeit unter dem gleichzeitigen Einfluß transversaler und longitudinaler Fluktuationen kann nach Abschnitt (8.4) durch  $1/T_2 = 1/T_2^{lo} + 1/T_2^{tr}$  berechnet werden. Somit haben die extrem hohen Dephasierungszeiten durch die transversalen Fluktuationen im Bereich tiefer Temperaturen fast keinen Einfluß auf die gesamte Spindephasierungszeit. Da lange Dephasierungszeiten nach Gleichung (8.5) durch geringe Fluktuationen der Magnetisierung verursacht werden, können wir schließen, daß im Bereich tiefer Temperaturen die transversalen Fluktuationen stark abnehmen.

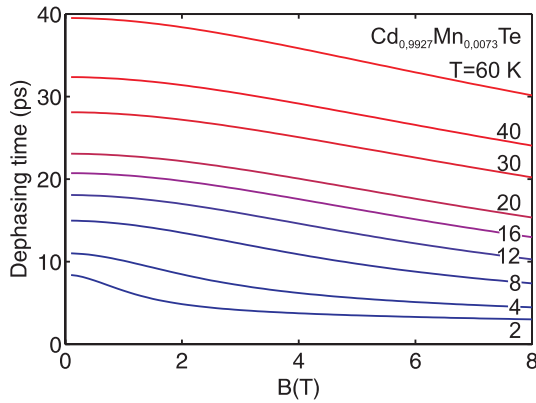


Abbildung 10.3: Die berechneten Spindephasierungszeiten unter dem Einfluß longitudinaler Fluktuationen nach Abbildung (10.1) in einer zweidimensionalen Darstellung weisen eine stetige Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigender Temperatur auf.

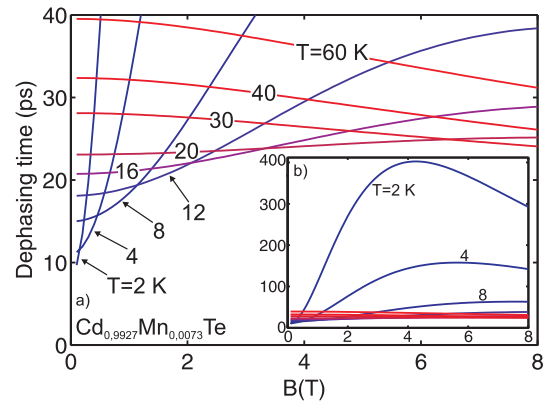


Abbildung 10.4: Die berechneten Spindephasierungszeiten unter dem Einfluß transversaler Fluktuationen nach Abbildung (10.3). Die Abbildung gibt einen kleinen Bereich der Dephasierungszeiten wieder, während der Inset alle berechneten Dephasierungszeiten darstellt.

Ab einer Temperatur von  $T = 30$  K nehmen die berechneten Dephasierungszeiten der longitudinalen und der transversalen Fluktuationen ein identisches Verhalten an. In diesem Bereich weisen auch die Dephasierungszeiten unter dem alleinigen Einfluß transversaler Fluktuationen einen eindeutigen “motional narrowing”-Charakter auf, und die beiden unterschiedlichen Beiträge zur gesamten Dephasierungszeit nähern sich immer mehr an.

Anhand der Darstellungen zu den beiden Komponenten der Spindephasierungszeiten  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  in den Abbildungen (10.3) und (10.4) können wir eine anschauliche Interpretation des beobachteten Maximums der Dephasierungszeiten in Abbildung (9.2) in Abhängigkeit vom Magnetfeld finden. Im Bereich tiefer Temperaturen  $T = 2$  K und niedriger Magnetfelder  $B \approx 0 - 0,25$  T ist der Einfluß der transversalen Fluktuationen  $T_2^{tr}$  dominant, da hier die Dephasierungszeiten mit fallendem Magnetfeld gegen Null gehen. Einhergehend mit einer Steigerung des Magnetfeldes nehmen die transversalen Fluktuationen ab, so daß die longitudinalen Fluktuationen  $T_2^{lo}$  dann den größten Anteil an den berechneten Dephasierungszeiten tragen. Dies führt bei steigendem Magnetfeld zuerst zu einem Anstieg der berechneten Dephasierungszeiten und dann zu einem starken Abfall bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes. Allerdings kann dieser Verlauf nicht anhand von experimentellen Ergebnissen nachvollzogen werden.

### Der Einfluß der Dotierung

Zur Untersuchung des Einflusses der Dotierung auf die Spindephasierungszeit, tragen wir zunächst die beiden Komponenten  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  gegen die Dotierung für ein festes Magnetfeld von  $B = 8$  T auf. In Abbildung (10.5) sind die Ergebnisse der Rechnungen für  $T = 2$  K wiedergegeben, während in Abbildung (10.6) die Ergebnisse für  $T = 40$  K dargestellt sind. Hierbei sind die Dephasierungszeiten aufgrund longitudinaler Fluktuationen der Magnetisierung blau dargestellt, während die Spindephasierungszeiten aufgrund transversaler Fluktuationen rot dargestellt sind. Die gesamte Dephasierungszeit kann durch  $1/T_2 = 1/T_2^{lo} + 1/T_2^{tr}$  berechnet werden und ist mit schwarzer Farbe dargestellt.

Zunächst können wir feststellen, daß die Dephasierung aufgrund transversaler Fluktuationen der Magnetisierung im Bereich tiefer Temperaturen ( $T = 2$  K) so gut wie keinen Einfluß auf die gesamte Dephasierungszeit hat. Ursächlich hierfür ist, zum einen der Einfluß der spektralen Funktion  $J(\omega_L, \tau_c)$  und zum anderen die starke Abnahme der transversalen Fluktuationen im Bereich tiefer Temperaturen.

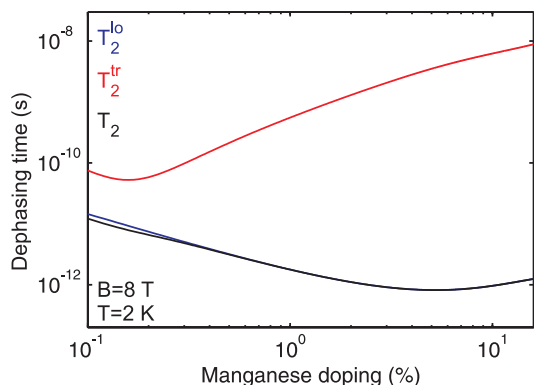


Abbildung 10.5: Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Dotierung für  $T = 2$  K und  $B = 8$  T. Dargestellt sind die Spindephasierungszeit  $T_2$  (schwarz) und deren Komponenten  $T_2^{lo}$  (blau) und  $T_2^{tr}$  (rot) aufgrund longitudinaler und transversaler Fluktuationen der Magnetisierung.

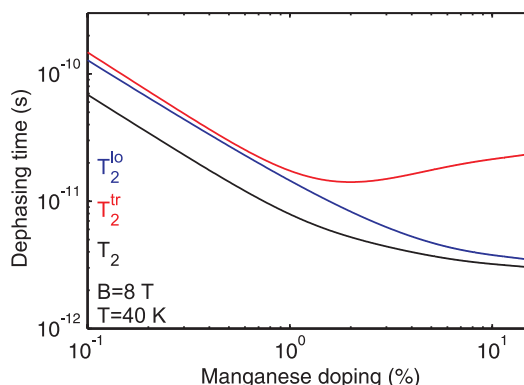


Abbildung 10.6: Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Dotierung für  $T = 40$  K und  $B = 8$  T. Wir stellen eine Annäherung der beiden Komponenten der Spindephasierungszeit fest, die auf eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing schließen läßt.

Bis auf den Bereich geringer Mangan-Dotierungen bis zu  $x \approx 0,003$  wird die Spindephasierung über den gesamten Dephasierungsbereich durch die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung bestimmt. Im Bereich hoher Temperaturen dagegen ( $T = 40$  K) gewinnen die transversalen Fluktuationen zunehmend an Einfluß, und die beiden Komponenten der Dephasierungszeiten nähern sich zunehmend an. Wie im Abschnitt (4.5) in Zusammenhang mit Abbildung (4.20) dargelegt wurde, kann man, falls der Einfluß der longitudinalen und der transversalen Fluktuationen auf die gesamte Spindephasierungszeit gleich ist, schließen, daß es in diesem Bereich zur Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing kommt.

Dieser Befund bestätigt sich, wenn man die Dotierungsabhängigkeit der Spindephasierung für unterschiedliche Temperaturen betrachtet. In Abbildung (10.7) sind die Ergebnisse un-



seres Modells für ein Magnetfeld von  $B = 2$  T aufgetragen, während für die in Abbildung (10.8) dargestellten Berechnungen ein Magnetfeld von  $B = 8$  T angenommen wurde. Die durchgezogenen Linien ergeben sich durch Berechnung der gesamten Spindephasierungszeiten  $T_2$ , während die gestrichelten Linien unter der Annahme von verschwindenden transversalen Fluktuationen berechnet wurden.

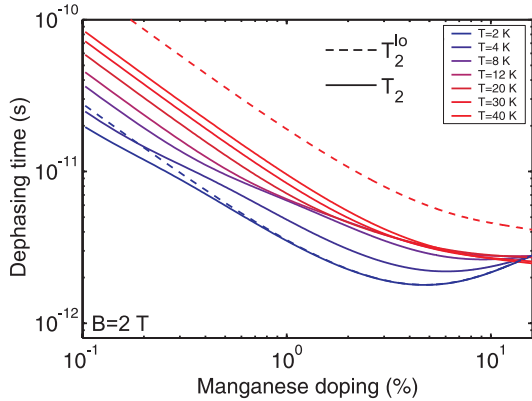


Abbildung 10.7: Die Darstellung zeigt die im Rahmen unseres Modell berechneten Dephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung der Proben für ein Magnetfeld von  $B = 2$  T.

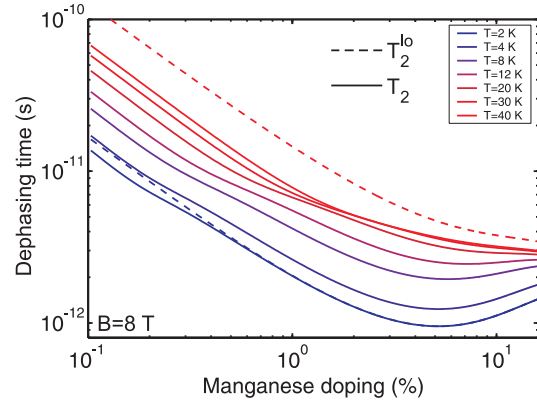


Abbildung 10.8: Berechnete Dephasierungszeiten gegen die Mangan-Dotierung für ein Magnetfeld von  $B = 8$  T.

Man erkennt deutlich, daß die transversalen Fluktuationen im Bereich tiefer Temperaturen ausfrieren und nur einen geringen Beitrag zur Spindephasierungszeit im Bereich geringer Konzentrationen bis zu  $x \approx 0,006$  liefern. Mit steigender Temperatur nehmen die transversalen Fluktuationen zu, bis wir für  $T = 40$  K feststellen können, daß die berechneten Dephasierungszeiten  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  in der gleichen Größenordnung liegen, was gleichbedeutend mit dem Auftreten von motional narrowing ist.

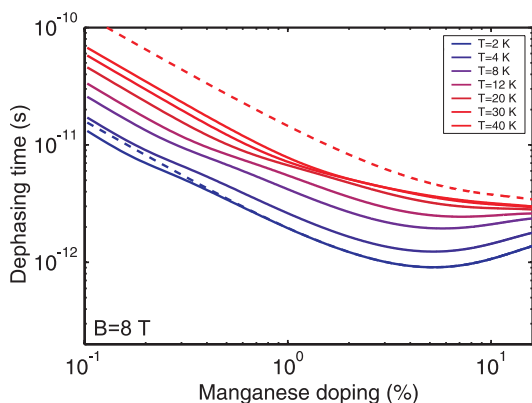


Abbildung 10.9: Berechnete Dephasierungszeiten gegen die Mangan-Dotierung unter Berücksichtigung der mit steigender Dotierung zunehmenden antiferromagnetischen Kopplung der Mangan-Spins untereinander.

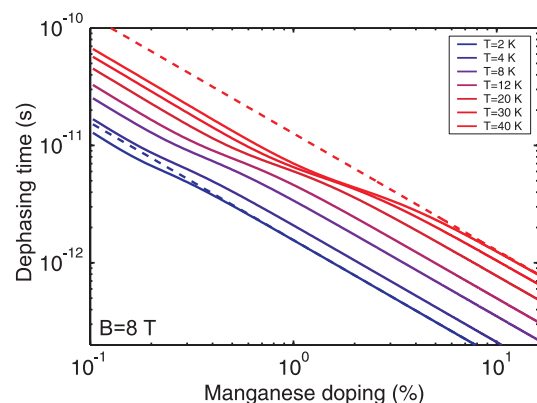


Abbildung 10.10: Berechnete Dephasierungszeiten gegen die Mangan-Dotierung ohne Berücksichtigung der dotierungsabhängigen antiferromagnetischen Kopplung, die zu einer Reduktion der Magnetisierung führt.

Der Verlauf der berechneten Dephasierungszeiten mit der Mangan-Dotierung ist, wie man am Vergleich der Abbildungen (10.9) und (10.10) feststellen kann, sehr stark durch die Wechselwirkung der Mangan-Ionen untereinander geprägt. Während wir in Abbildung (10.9) noch einmal die elektronischen Dephasierungszeiten für ein Magnetfeld von  $B=8$  T und unterschiedliche Temperaturen unter Berücksichtigung der Korrekturen nach Gaj et al. [36] dargestellt haben (siehe auch Abschnitt (3.4.2)), wurde auf diese Korrekturen bei der Berechnung der Spindephasierungszeiten in Abbildung (10.10) verzichtet. Man erkennt sofort, dass die Berücksichtigung der mit steigender Dotierung zunehmenden antiferromagnetischen Kopplung der Mangan-Ionen untereinander für die Ausbildung der charakteristischen Minima der Dephasierungszeiten bei  $x \approx 0,05$  (wie sie auch in den experimentellen Daten gefunden wird) verantwortlich ist.

### Der Einfluß der Korrelationszeit

Trägt man die beiden Komponenten der Spindephasierungszeit  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  gegen die Korrelationszeit der Störungen auf, so erhält man für einen  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Halbleiter die in Abbildungen (10.11) und (10.12) abgebildeten Darstellungen. Da die longitudinalen und transversalen Fluktuationen der Magnetisierung der Mangan-Ionen stark von der Temperatur abhängig sind, werden für die beiden Darstellungen zwei unterschiedliche Gittertemperaturen angenommen. In Abbildung (10.11) wird eine Temperatur von  $T = 10$  K angenommen, während für die Berechnung der in Abbildung (10.12) dargestellten Dephasierungszeiten eine Temperatur von  $T = 40$  K angenommen wird. Für die Korrelationszeiten nehmen wir einen Bereich von  $\tau_c = 10^{-14} - 10^{-11}$  s an. Man beachte die Ähnlichkeit der berechneten Abbildungen zu der im Abschnitt (4.5) vorgestellten Abbildung (4.20).

Zunächst können wir feststellen, daß sich die Dephasierungszeiten ausgehend von  $T = 10$  K mit steigender Temperatur im Bereich kurzer Korrelationszeiten zunehmend annähern, bis diese bei  $T = 40$  K beinahe gleich sind. Weiterhin können wir feststellen, daß die beiden Beiträge zur Spindephasierungszeit im Bereich kurzer Korrelationszeiten identische Steigungen aufweisen. Durch Erhöhung der Temperatur wird der Bereich mit identischer Steigung zunehmend zu längeren Korrelationszeiten hin verschoben. Das in beiden Abbildungen beobachtete Minimum der Dephasierungszeit aufgrund transversaler Fluktuationen ist eine direkte Folge der starken Frequenzabhängigkeit der Störungen, die durch die spektrale Funktion  $J(\omega_L, \tau_c)$  nach Gleichung (4.19) beschrieben wird. Die Position dieses Minimums liegt gerade bei  $\omega_L \tau_c = 1$ , (siehe Abbildung (4.20)) und schiebt ebenfalls bei höheren Temperaturen zu längeren Korrelationszeiten.

Da ein Spin unter dem Einfluß schneller Fluktuationen im zeitlichen Mittel eine geringere Änderung erfährt, können wir schließen, daß in den Bereichen kurzer Korrelationszeiten, in denen die beiden Beiträge  $T_2^{lo}$  und  $T_2^{tr}$  zur Spindephasierungszeit identische Steigungen besitzen, die Spindephasierung motional narrowing unterliegt, da hier die Grundforderung für das Auftreten von motional narrowing,  $\omega_L \tau_c \ll 1$ , erfüllt ist. Folglich wird mit steigender Temperatur und somit kürzeren Korrelationszeiten das Auftreten von motional narrowing immer wahrscheinlicher.

Da wir die Korrelationszeiten aus der mittleren Flugzeit der Exzitonen durch den Hintergrund fluktuierender Mangan-Ionen unter der Annahme einer Boltzmann-Verteilung für

die kinetische Energie berechnen (siehe Abschnitt 8.3.4), können wir anstelle der Korrelationszeiten der Störungen die Dephasierungszeiten gegen die Gittertemperatur auftragen, was in den Abbildungen durch eine zweite Achsenbeschriftung berücksichtigt wird. Die den angenommenen Gittertemperaturen von  $T = 10$  K und  $T = 40$  K entsprechenden Korrelationszeiten können nach Gleichung (8.20) leicht zu  $\tau_c(B = 8 T, T = 10 K) = 5,27 \cdot 10^{-13}$  s und  $\tau_c(B = 8 T, T = 40 K) = 2,64 \cdot 10^{-13}$  s bestimmt werden und sind in den Abbildungen (10.11)-(10.14) durch die senkrechten schwarzen Linien gekennzeichnet.

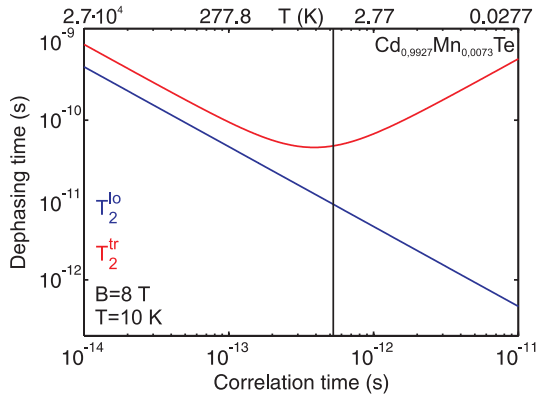


Abbildung 10.11: Die Abbildung gibt die mit dem Modell berechneten Dephasierungszeiten eines  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Halbleiters gegen die Korrelationszeiten der Störungen für  $B = 8$  T und  $T = 10$  K wieder. Hierbei sind die Spindephasierungszeiten aufgrund longitudinaler Fluktuationen der Magnetisierung blau dargestellt, während die Dephasierungszeiten aufgrund transversaler Fluktuationen rot dargestellt sind.

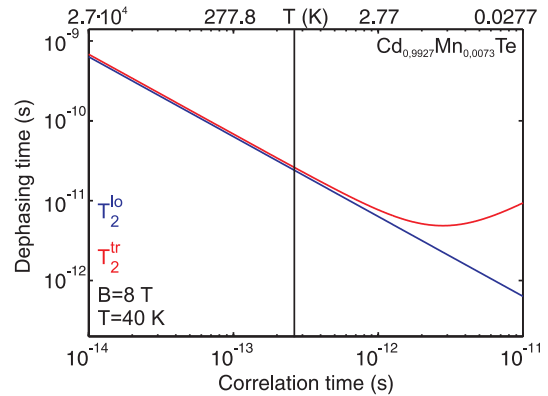


Abbildung 10.12: Berechnete Dephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe für  $B = 8$  T und  $T = 40$  K. Da die Korrelationszeiten aus der mittleren Geschwindigkeit der Exzitonen abgeleitet werden, kann man zu den jeweiligen Korrelationszeiten die entsprechenden Gittertemperaturen unter der Annahme einer Boltzmann-Verteilung berechnen (siehe zweite Achsenbeschriftung).

Im Fall einer Gittertemperatur von  $T = 40$  K liegt die zugehörige Korrelationszeit im Bereich kurzer Korrelationszeiten “links” neben dem Minimum der Dephasierungszeit aufgrund transversaler Fluktuationen, so daß die Bedingung  $\omega_L \tau_c \ll 1$  erfüllt ist und motional narrowing vorliegt. Für  $T = 10$  K dagegen liegt die Korrelationszeit nahe beim Minimum, so daß wir  $\omega_L \tau_c \approx 1$ , annehmen können und kein motional narrowing vorliegen sollte. Trotzdem finden wir in diesem Temperaturbereich nach wie vor in der Theorie und im Experiment eine Abnahme der Spindephasierungszeiten (siehe Abbildung (7.6) und (9.2)) die auf dem dominanten Einfluß der longitudinalen Fluktuationen auf die Spindephasierungszeit zurückgeführt werden kann.

Berechnen wir die Abhängigkeit der Spindephasierungszeiten von den Korrelationszeiten eines  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Halbleiters für identische Temperaturen und Magnetfelder, so ermitteln wir die in den Abbildungen (10.13) und (10.14) dargestellten Ergebnisse. Auch hier stellen wir eine Annäherung der beiden Komponenten der Spindephasierungszeit mit steigender Temperatur und die Verschiebung des Minimums der Dephasierungszeit aufgrund transversaler Fluktuationen fest. Die Korrelationszeiten sind, wie man den Abbildungen entnehmen kann, in beiden Fällen so groß, daß die Bedingung  $\omega_L \tau_c \ll 1$ , für das Auftreten einer Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing nicht erfüllt ist. Gleich-

## Diskussion

wohl finden wir in den experimentellen Ergebnissen (siehe Abbildung (7.7)) einen deutlichen Hinweis auf motional narrowing.

Wir wollen zunächst untersuchen, in welchen Temperatur- und Magnetfeldbereichen für die jeweiligen Proben mit dem Auftreten von motional narrowing zu rechnen ist. Hierfür berechnen wir abhängig von der Temperatur, dem Magnetfeld und der Dotierung der Probe die Lamor-Frequenz  $\omega_L$  und die Korrelationszeit der Störung  $\tau_c$ . Ausgehend von der Grundbedingung für das Auftreten von motional narrowing,  $\omega_L \tau_c \ll 1$ , können wir annehmen, daß nur so lange  $\omega_L \tau_c < 1$  ist, mit dem Auftreten von motional narrowing zu rechnen ist.

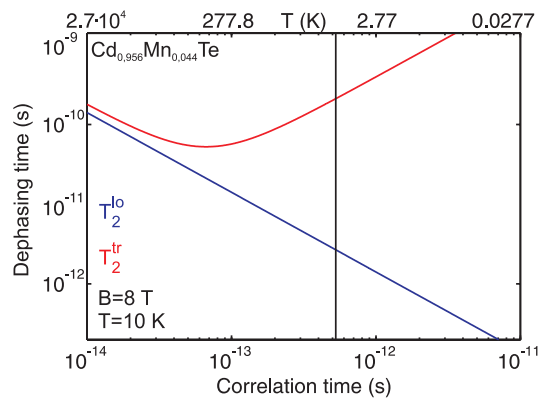


Abbildung 10.13: Berechnete Dephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe in Abhängigkeit von den Korrelationszeiten der Störungen für  $B = 8 \text{ T}$  und  $T = 10 \text{ K}$ .

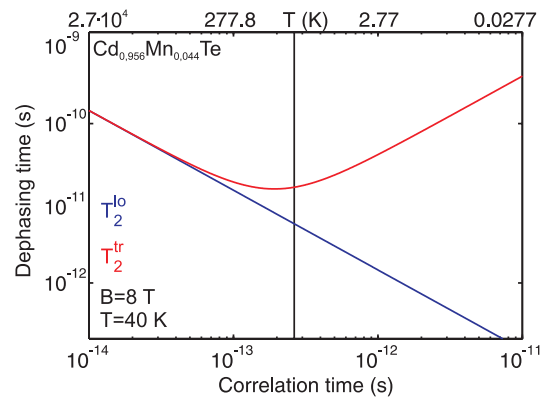


Abbildung 10.14: Berechnete Spindephasierungszeiten des  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Halbleiters für  $B = 8 \text{ T}$  und  $T = 40 \text{ K}$  gegen die Korrelationszeiten.

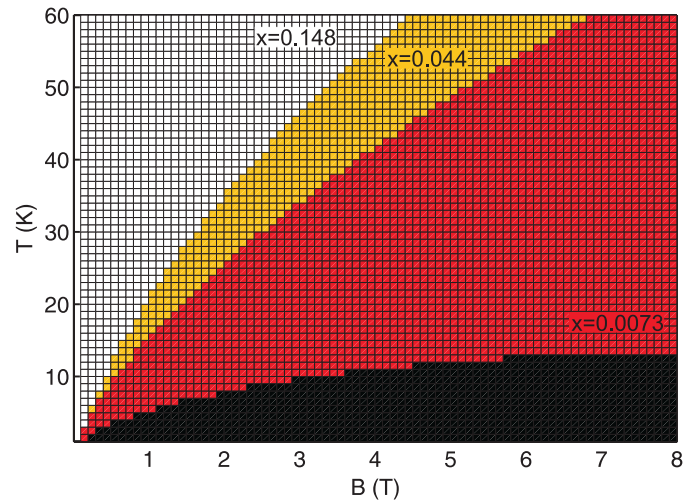
In Abbildung (10.15) sind die Gebiete, in denen für die unterschiedlich dotierten Halbleiter  $\omega_L \tau_c < 1$  gilt, farblich hervorgehoben. So finden wir für den Halbleiter mit einer Dotierung von  $x = 0,148$ , daß die Bedingung für das Auftreten von motional narrowing nur im Bereich sehr hoher Temperaturen und geringer Magnetfelder erfüllt ist. Dieser Bereich ist in der Abbildung durch eine weiße Färbung dargestellt. Für den Halbleiter mit einer Dotierung von  $x = 0,044$  wird das Gebiet zusätzlich um den in gelber Farbe dargestellten Bereich erweitert. So kommt es mit abnehmender Dotierung zu einer sukzessiven Erweiterung der Temperatur- und Magnetfeldbereiche, in denen motional narrowing auftreten kann, bis für den Halbleiter mit einer Dotierung von  $x = 0,001$  im gesamten untersuchten Temperatur- und Magnetfeldbereich eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing möglich ist.

Anhand von Abbildung (10.15) wird es so leicht möglich, die Temperatur- und Magnetfeldbereiche zu finden, in denen nach unserem Modell motional narrowing auftritt. Entsprechend können wir verifizieren, daß für den  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Halbleiter bei einem Magnetfeld von  $B = 8 \text{ T}$  erst ab einer Temperatur von  $T > 70 \text{ K}$  mit dem Auftreten von motional narrowing zu rechnen ist.

Trotzdem finden wir in den experimentellen Ergebnissen (siehe Abbildung (7.7)) und in den Rechnungen (siehe Abbildung (9.3)) zumindest für große Magnetfelder eine stetige Zunah-

me der Dephasierungszeiten mit steigender Temperatur, die allerdings nicht auf motional narrowing zurückgeführt werden kann. Vielmehr handelt es sich hierbei um eine Folge der stetigen Abnahme der Spindephasierungszeit unter dem Einfluß zunehmend langsamerer Fluktuationen, wie man deutlich dem Vergleich mit Abbildung (4.20) entnehmen kann. In dieser Abbildung finden wir nach dem Punkt  $\omega_L\tau_c = 1$ , für längere Korrelationszeiten eine Änderung der Steigung und einen Übergang der Dephasierungszeit unter dem Einfluß longitudinaler Fluktuationen in einen konstanten Wert. Dieses Verhalten wird durch unser Modell nicht reproduziert, so daß wir selbst bei relativ langen Korrelationszeiten (im Bereich tiefer Temperaturen) immer noch ein “motional narrowing”-artiges Dephasierungsverhalten vorfinden können, das zu steigenden Spindephasierungszeiten mit steigenden Temperaturen führt.

Abbildung 10.15: Berechnete Temperatur-, Magnetfeld- und Dotierungsabhängigkeit des motional narrowings. Für den magnetischen Halbleiter mit der höchsten Mangan-Dotierung von  $x = 0,148$  ist nur in dem hell gezeichneten Gebiet mit dem Auftreten von motional narrowing zu rechnen. Für die Probe mit einer Dotierung von  $x = 0,44$  dagegen ist sowohl im hellen, als auch im gelb dargestellten Bereich eine Dephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing möglich. Für den Halbleiter mit  $x = 0,0073$  kommt zusätzlich noch die rot dargestellte Region in Frage. Nur für den mit  $x = 0,001$  am niedrigsten dotierten Halbleiter ist im gesamten Temperatur- und Magnetfeldbereich eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing möglich.



Wir können also feststellen, daß im Rahmen unseres Modells im Bereich tiefer Temperaturen eine “motional narrowing”-artige Spindephasierung aufgrund des dominanten Einflusses der longitudinalen Fluktuationen auftritt, die mit steigender Temperatur und zunehmendem Einfluß der transversalen Fluktuationen in eine Spindephasierung aufgrund von motional narrowing übergeht. Die Übergangstemperatur der beiden unterschiedlichen Dephasierungsregime ist hierbei stark von der Dotierung und dem Magnetfeld abhängig und schiebt mit steigender Dotierung zu höheren Temperaturen hin. Inwiefern es experimentell möglich ist, diese Regime zu trennen, wollen wir in den nächsten Abschnitten untersuchen.

### Homogene und inhomogene Verbreiterung

Im Zusammenhang mit Gleichung (4.16) haben wir darauf hingewiesen, daß der Term  $1/T_2'$  zu einer inhomogenen und der Term  $1/(2T_1)$  zu einer homogenen Verbreiterung von Resonanzlinien führt. Folglich können wir schließen, daß aufgrund der gefundenen Relationen  $T_2^{lo} = T_2'$  und  $T_2^{tr} = 2T_1$ , die longitudinalen Fluktuationen zu einer inhomogenen und die

## Diskussion

transversalen Fluktuationen der Magnetisierung zu einer homogenen Verbreiterung führen. Weiterhin haben wir im Abschnitt (4.2.4) festgestellt, daß eine homogene Verbreiterung zu einem exponentiellen Abklingen eines angeregten Zustandes führt, während eine inhomogene Verbreiterung zu einem Gauß-artigen zeitlichen Verlauf der Signale führt.

Durch Auswertung der Linienbreite  $\Delta_\Gamma$  eines Zustandes kann man nach Referenz [10, 92] direkt die Impulsrelaxationszeit  $\tau_p = 2\hbar/\Delta_\Gamma$  bestimmen. Weiterhin können wir annehmen, daß wir über den gesamten experimentell untersuchten Temperaturbereich eine “motional narrowing”-artige Spindephasierung beobachten. Wir greifen deshalb auf die theoretische Beschreibung des D'yakonov-Perel-Mechanismus zurück (siehe Gleichung (4.3)) und schließen, daß die Spinrelaxationszeit  $\tau_s \equiv T_2$  umgekehrt proportional zur Impulsrelaxationszeit  $\tau_p$  ist. Somit folgt eine direkte Proportionalität  $T_2 \propto \Delta_\Gamma$  zwischen der Linienbreite und der Spinrelaxation des betrachteten Zustandes. Eine etwaige Linienverbreiterung sollte sich entsprechend in den Spindephasierungszeiten und in der zeitlichen Entwicklung der Transienten bemerkbar machen.

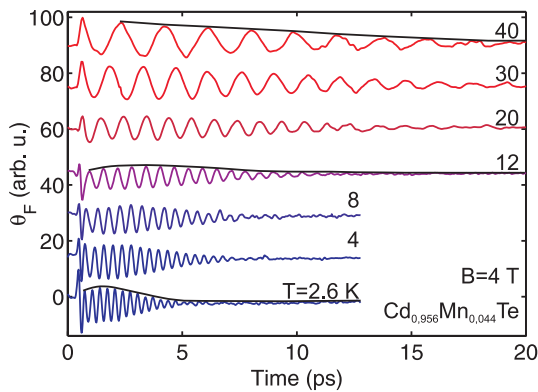


Abbildung 10.16: Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für ein Magnetfeld von  $B = 4 \text{ T}$  und Temperaturen von  $T = 2.6 - 40 \text{ K}$ .

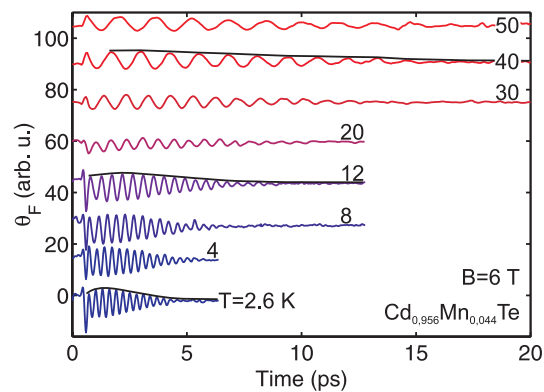


Abbildung 10.17: Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für ein Magnetfeld von  $B = 6 \text{ T}$  und Temperaturen von  $T = 2.6 - 50 \text{ K}$ .

Im vorherigen Abschnitt haben wir festgestellt, daß im Bereich tiefer Temperaturen die Spindephasierung durch die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung dominiert ist, während es im Bereich hoher Temperaturen zu einer Angleichung der beiden Dephasierungszeiten kommt. Aus diesem Grund erwarten wir für die zeitaufgelösten Transienten der Spinquantenschwebungen im Bereich tiefer Temperaturen den Einfluß einer inhomogenen Verbreiterung in Form einer Gauß-artigen Einhüllenden. Mit steigenden Temperaturen sollten die transversalen Fluktuationen zunehmend an Einfluß gewinnen und zu einer exponentiellen Envelope der zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen führen.

In den Abbildungen (10.16) und (10.17) sind die gemessenen zeitaufgelösten Transienten der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für  $B = 4 \text{ T}$  und  $B = 6 \text{ T}$  für unterschiedliche Temperaturen dargestellt. Man sieht deutlich, daß im Bereich tiefer Temperaturen die Signale mit einer einhüllenden Gauß-Kurve angepaßt werden können, während wir für hohe Temperaturen ein besseres Ergebnis durch eine exponentielle Envelope erzielen. Um diesen Befund zu verdeutlichen sind für einige ausgewählte Temperaturen die Maxima der Spinquantenschwebungen miteinander verbunden, um so die Einhüllende der Schwebungen besser sichtbar zu machen.

Dieser Befund bestätigt den, bereits im Abschnitt (6.3) im Zusammenhang mit der Auswertung der Spinquantenschwebungen der hoch dotierten Proben geäußerten Verdacht, daß die Abweichungen der gemessenen Signaturen vom einfachen Modell (6.1) auf Inhomogenitäten des magnetischen Umfelds der optisch angeregten Ladungsträger zurückgeführt werden können. Da die Abweichungen mit steigender Dotierung weiter zunehmen, sehen wir in diesen experimentellen Ergebnissen eine Bestätigung unseres Modells, das im Bereich tiefer Temperaturen eine “motional narrowing”-artige Spindephasierung aufgrund der longitudinalen Fluktuationen und im Bereich hoher Temperaturen den zunehmenden Einfluß transversaler Fluktuationen auf die Spindephasierung beschreibt.

Allerdings legen die Abweichungen der gemessenen und der berechneten Dephasierungszeiten der hochdotierten Proben ( $x \geq 0,044$ ) im Bereich tiefer Temperaturen und kleiner Magnetfelder den Verdacht nahe, daß hier ein weiterer Spindephasierungsmechanismus eine Rolle spielen könnte. Wir werden auf diese Fragestellung später zurückkommen und wollen zunächst den Einfluß der optischen Anregungsdichte auf die Spindephasierung untersuchen.

### 10.1.2 Optische Anregungsdichte und Spindephasierung

Um den Einfluß der optischen Anregungsdichte auf die Spindephasierung experimentell zu untersuchen, werden die Spinquantenschwebungen der Proben bei konstanter Temperatur und konstantem Magnetfeld aufgenommen. Die Leistung des pump-Strahles wird durch variable Graufilter abgeschwächt, so daß die Anregungsleistung über einen möglichst großen energetischen Bereich variiert werden kann. Die Leistung des probe-Strahles wird durch einem weiteren variablen Graufilter so eingestellt, daß für die kleinste pump-Leistung gerade ein Intensitätsverhältnis von pump/probe=10/1 gegeben ist.

Die erzielbaren optischen Anregungsdichten sind im wesentlichen durch den großen Fokus der Laserstrahlung auf der Probe von ca.  $220 \times 290 \mu\text{m}$  bestimmt und liegen beim diodengepumpten Festkörperlaser (siehe Tabelle (6.1)) im Bereich von ca.  $10^{15} - 10^{17}/\text{cm}^3$  und für den Verstärkerlaser mit angeschlossenem parametrischen Oszillator im Bereich von  $10^{17} - 10^{20}/\text{cm}^3$ . Auf den Einsatz des Verstärkerlasers mit Anregungsdichten jenseits von  $10^{20}/\text{cm}^3$  wird verzichtet, um die Proben nicht zerstörerischen Belastungen auszusetzen.

Im gesamten Leistungsbereich des diodengepumpten Festkörperlasers können wir keine Anregungsdichteabhängigkeit der Spindephasierung feststellen. Untersuchen wir allerdings die Spindephasierung mit dem Verstärkersystem, so können wir sehr wohl einen Einfluß der Anregungsdichte feststellen, wie man Abbildung (10.18) entnehmen kann. Hier finden wir eine zunehmend schnellere Spindephasierung mit steigender Anregungsdichte. Allerdings liegen die Anregungsdichten in der Größenordnung der Mott-Dichte, die wir abschätzen können zu:

$$N_{Mott} \approx \left[ \frac{4}{3} \pi a_{ex}^3 \right]^{-1}, \quad (10.1)$$

wobei mit  $a_{ex}$  der Exzitonradius nach Gleichung (8.22) eingeht. Mit dem Exzitonradius

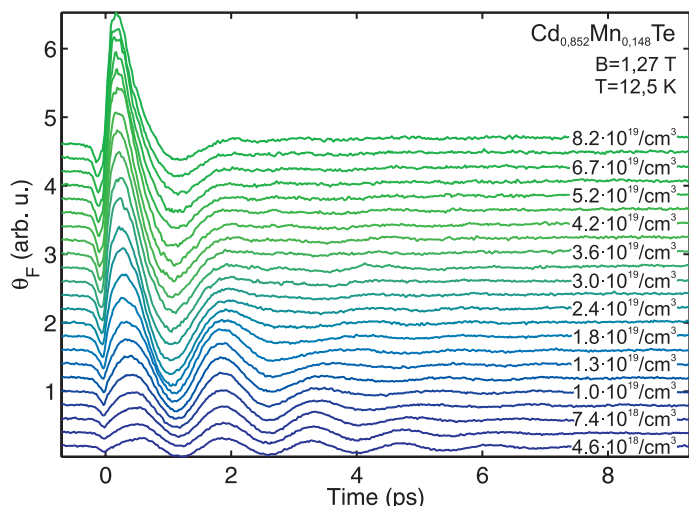


Abbildung 10.18: Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe für ein Magnetfeld von  $B = 1,27 \text{ T}$  und eine Temperatur von  $T = 12,5 \text{ K}$ . Man erkennt deutlich, daß mit steigender Anregungsdichte die Dephasierung zunehmend schneller wird. Bei der höchsten Anregungsdichte von  $8 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3$  finden wir nur noch ein Periode der Spinquantenschwebungen.

von  $a_{ex} = 6,5 \text{ nm}$  erhält man so eine Mott-Dichte<sup>1</sup> von  $N_{Mott} \approx 9 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ . Da wir im Bereich niedriger Anregungsdichten keinerlei Leistungsabhängigkeit der Spindephasierung finden können, liegt es nahe, die experimentell beobachtete starke Abhängigkeit der Spindephasierung für Anregungsdichten jenseits von  $10^{18} / \text{cm}^3$  der zunehmenden Dissoziation der Exzitonen in ein Elektron-Loch-Plasma zuzuschreiben.

### 10.1.3 Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius

Der Exzitonradius spielt eine große Rolle, da er das Mittelungsvolumen bestimmt, in dem die Fluktuationen der Magnetisierung auf die im Exziton gebundenen Elektron- und Lochspins wirken (siehe Abschnitt (8.3.1) und (8.3.5)). Durch das Magnetfeld schrumpft der Exzitonradius ausgehend vom Bohrschen-Radius und nähert sich der magnetischen Länge an. Bedingt durch die Reduktion des Exzitonradius wird folglich die Mittelungseffizienz mit steigendem Magnetfeld ebenfalls kleiner, da die Anzahl der Mangan-Ionen  $N_{ex}$  im Exzitonvolumen mit steigendem Magnetfeld abnimmt.

Alle im Kapitel (8) betrachteten Fluktuationsterme, die bei der Berechnung der Spindephasierungszeiten berücksichtigt werden, erfahren durch die Mittelung über die fluktuierenden Mangan-Ionen im Exzitonvolumen eine Verbesserung der Standardabweichungen mit dem Faktor  $1/N_{ex}$ . Weiterhin können wir davon ausgehen, daß die Spindephasierungszeiten umgekehrt proportional zu den Varianzen der Fluktuationen sind, so daß  $1/T_2 \propto \langle \delta M_{lo}^2 \rangle$  bzw.  $1/T_2 \propto \langle \delta M_{tr}^2 \rangle$  gilt. Wir können also die Magnetfeldabhängigkeit der berechneten Spindephasierungszeiten abschätzen zu:

$$\frac{1}{T_2} \propto \langle \delta M_i^2 \rangle \tau_c \propto \frac{1}{N_{ex}} N_{ex}^{1/3} = \left[ \frac{V}{N_{Mn}} \frac{1}{V_{ex}(B)} \right]^{-2/3}. \quad (10.2)$$

<sup>1</sup>Für eine exakte Ableitung der Mott-Dichte siehe Referenz [152].



Hierbei berücksichtigen wir zusätzlich die Magnetfeldabhängigkeit der Korrelationszeit, für die wir nach Gleichung (8.20) annehmen  $\tau_c \propto N_{ex}^{1/3}$ . Weiterhin geht mit  $V_{ex}$  nach Gleichung (8.26) das magnetfeldabhängige Exzitonvolumen ein, für welches wir annehmen können, daß  $V_{ex} \propto a_x^2(B) a_z(B)$  ist. Somit erhalten wir im Rahmen der obigen Näherungen die Aussage, daß die Spindephasierungszeiten wie folgt vom Exzitonradius abhängen:

$$\frac{1}{T_2} \propto \frac{1}{[a_x^2(B) a_z(B)]^{2/3}}. \quad (10.3)$$

Die magnetfeldabhängige Reduktion des Exzitonradius führt also zu kürzeren Dephasierungszeiten bei steigendem Magnetfeld. In den Abbildungen (10.19) und (10.20) sind die im Rahmen unseres Modells berechneten Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -

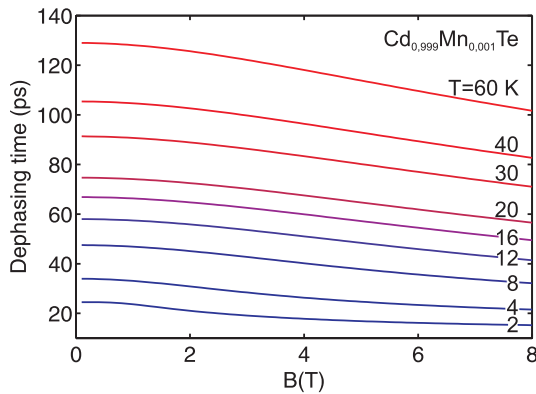


Abbildung 10.19: Berechnete Spindephasierungszeiten eines  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Halbleiters unter Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius. Identisch zu Abbildung (9.1).

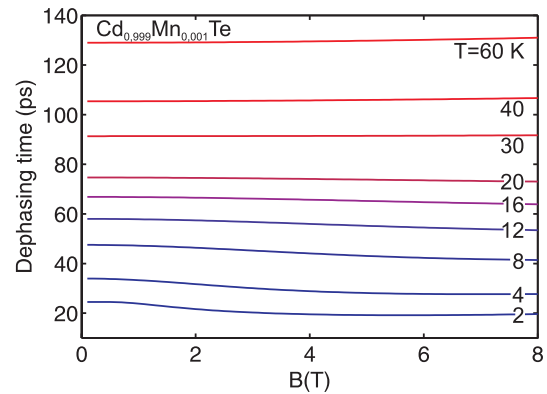


Abbildung 10.20: Im Rahmen unseres Modells berechnete Spindephasierungszeiten ohne Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius.

Probe für einen Temperaturbereich von  $T = 2 - 60\text{ K}$  und einen Magnetfeldbereich von  $B = 0 - 8\text{ T}$  dargestellt. Während Abbildung (10.19) die bekannten Ergebnisse unseres Modells unter Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius wiedergibt, berechnen wir die in Abbildung (10.20) dargestellten Spindephasierungszeiten unter der Annahme eines konstanten Bohr-Radius, der nicht durch das Magnetfeld beeinflusst wird.

Wir stellen im Vergleich der experimentellen Ergebnissen in Abbildung (7.5) mit den berechneten Spindephasierungszeiten fest, daß die Rechnungen unter Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius am besten geeignet sind, die experimentellen Befunde zu erklären. Trotz der vergleichsweise geringen Änderung des Exzitonradius im Magnetfeld ist diese ausreichend, um zu einer merklichen Beeinflussung der Spindephasierungszeiten zu führen, die nicht vernachlässigt werden kann.

### 10.2 Mögliche Ursachen der beobachteten Abweichungen

Im Vergleich der experimentellen Daten und der berechneten Spindephasierungszeiten haben wir einen hohen Grad an Übereinstimmung gefunden. So können wir die experimentell beobachtete temperaturabhängige Zunahme der Dephasierungszeiten und ihre Abnahme mit steigendem Magnetfeld mit unserem Modell reproduzieren. Allerdings stellen wir vor allem im Bereich hoher Mangan-Dotierungen und tiefer Temperaturen eine Abweichung unseres Modells fest. Hier finden wir in unseren Rechnungen mit steigendem Magnetfeld ein Maximum der Dephasierungszeiten und bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes eine wesentlich schnellere Abnahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld verglichen mit den Rechnungen zu hohen Temperaturen.

Weiterhin beobachten wir bei den beiden Proben mit der geringsten Mangan-Dotierung für Temperaturen  $T < 8$  K in den experimentellen Daten eine Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld, die bei den hoch dotierten Proben nicht beobachtet werden kann. Wir wollen in diesem Abschnitt mögliche Ursachen für die Abweichungen erörtern.

#### 10.2.1 Abweichungen des Modells mit zunehmender Dotierung

Mit steigender Dotierung können wir in den berechneten Dephasierungszeiten (siehe Abbildungen (9.1)-(9.4)) eine zunehmende Abweichung von den experimentellen Daten (siehe Abbildungen (7.5)-(7.8)) finden. Wir wollen diese Abweichungen am Fall der in Abbildung (9.4) dargestellten Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe untersuchen. Hier finden wir für  $T = 2$  K einen sehr starken Anstieg der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld. Für  $B \approx 0,5$  T finden wir einen Maximalwert für die Dephasierungszeit und einen sehr schnellen Abfall der Dephasierungszeiten bei weiterer Steigerung des Magnetfeldes. Dieses Verhalten wird mit zunehmender Dotierung weiter verstärkt.

Die Ursache für den starken Anstieg und den anschließenden Abfall haben wir bereits im Abschnitt (10.1.1) gefunden. Der starke Anstieg kann darauf zurückgeführt werden, daß die transversalen Fluktuationen ausgehend von  $B = 0$  T bei  $T_2^{tr} \approx 0$  ps starten und mit steigendem Magnetfeld schnell Werte von einigen hundert ps erreichen. Diesen Befund kann man Abbildung (10.4) entnehmen. Mit steigendem Magnetfeld gewinnen die longitudinalen Fluktuationen zunehmend an Einfluß, so daß bereits ab Magnetfeldern von  $B \approx 0,5$  T diese die Spindephasierung dominieren und der beobachtete starke Abfall der Dephasierungszeiten einsetzt, wie man Abbildung (10.3) entnehmen kann. Allerdings bleibt nach wie vor die Frage, warum das Maximum der Dephasierungszeiten in Abhängigkeit vom Magnetfeld nicht experimentell gefunden werden kann.

Bei der Entwicklung unseres Modells haben wir einige Näherungen gemacht, die sich auf die berechneten Dephasierungszeiten auswirken können. So haben wir bei der Berechnung der Korrelationszeit angenommen, daß einzig die thermische Bewegung der Exzitonen über den Hintergrund der fluktuierenden Magnetisierungen der Mangan-Ionen eine Rolle spielt. Hierbei muß überdacht werden, welche Statistik man für die Berechnung der thermischen Geschwindigkeit ansetzt. Da Exzitonen eine Kombination von Elektron und Loch mit jeweils antiparallelen Spins darstellen, könnte man diese durch eine Bose-Einstein-Verteilung beschreiben. Weiterhin haben unsere Untersuchungen gezeigt, daß unser Modell sowohl für

die Beschreibung der Elektron- als auch der Lochspindephasierung in magnetisch dotiertem CdTe eingesetzt werden kann. Betrachten wir Elektronen und Löcher separat, so müssten wir auf die Fermi-Dirac-Statistik zur Berechnung der thermischen Geschwindigkeit zurückgreifen. Wir haben uns der Einfachheit der Rechnungen wegen für die Boltzmann-Statistik entschieden und hierbei in Kauf genommen, daß vor allem im Bereich tiefer Temperaturen, wo die Unterschiede der Statistiken besonders groß sind, unser Modell möglicherweise Abweichungen aufweist.

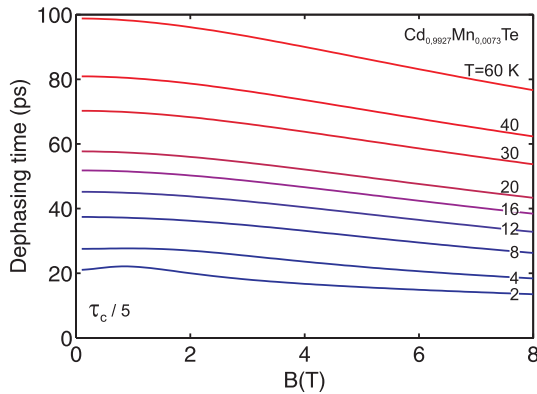


Abbildung 10.21: Berechnete elektronische Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter der Annahme einer um den Faktor fünf kürzeren Korrelationszeit als diese im Modell eingeht.

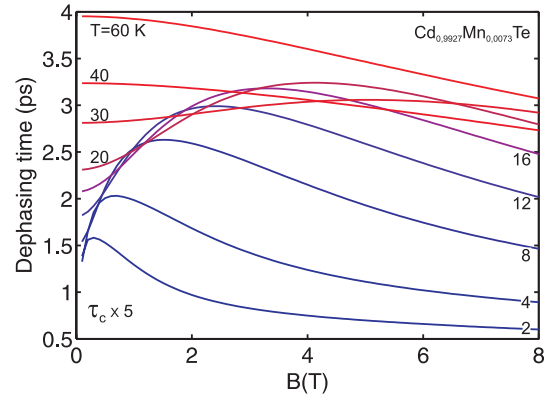


Abbildung 10.22: Berechnete elektronische Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter der Annahme einer um den Faktor fünf längeren Korrelationszeit als diese im Modell eingeht.

Den stärksten Einfluß auf die Struktur der berechneten Dephasierungszeiten hat allerdings die Korrelationszeit, die in dem von uns gewählten Ansatz von der thermischen Geschwindigkeit und der Größe des Mittelungsvolumens, beschrieben durch den Exzitonradius abhängt. Um diesen Einfluß zu verdeutlichen, sind in den Abbildungen (10.21) und (10.22) Ergebnisse zur elektronischen Spindephasierung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe im Rahmen unseres Modells dargestellt. Während für Abbildung (10.21) eine um den Faktor fünf kürzere Korrelationszeit angenommen wird, ist in Abbildung (10.22) das Ergebnis der Rechnung für eine um den Faktor fünf längere Korrelationszeit dargestellt.

Man erkennt im Vergleich der Abbildungen (10.21) und (10.22) den Einfluß der Korrelationszeiten auf den Verlauf der berechneten Spindephasierungszeiten. Da die Korrelationszeit ebenfalls einen starken Einfluß auf die Größenordnung der berechneten Spindephasierungszeiten hat, gehen wir, aufgrund der guten Übereinstimmung der theoretischen und der experimentellen Spindephasierungszeiten davon aus, daß der von uns gewählte Ansatz zur Berechnung der Korrelationszeiten durchaus geeignet ist.

### 10.2.2 Der Einfluß räumlicher Fluktuationen der Magnetisierung bei tiefen Temperaturen

Es fällt besonders ins Auge, daß die stärksten Abweichungen des Modells von den experimentellen Daten im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Mangan-Dotierungen auftreten.

## Diskussion

Es stellt sich also die Frage, ob in diesen Bereichen eine generelle Schwäche des Modells vorliegt und wir möglicherweise noch andere Ursachen für die Spindephasierung in Betracht ziehen müssen.

Ausgangspunkt unserer Überlegungen zur Spindephasierung war die Fragestellung, wie groß der Einfluß von zeitlich aufeinanderfolgenden Magnetfeldfluktuationen auf itinerante Ladungsträgerspins ist. Abhängig vom Verhältnis der Korrelationszeit der Störungen zur Spinpräzessionsfrequenz erhält man so unter bestimmten Umständen ( $\omega_L \tau_c \ll 1$ ,) eine Erhöhung der Spindephasierungszeiten, da schnelle Magnetfeldfluktuationen im zeitlichen Mittel nur einen vergleichsweise geringen Einfluß auf die Spineinstellung haben.

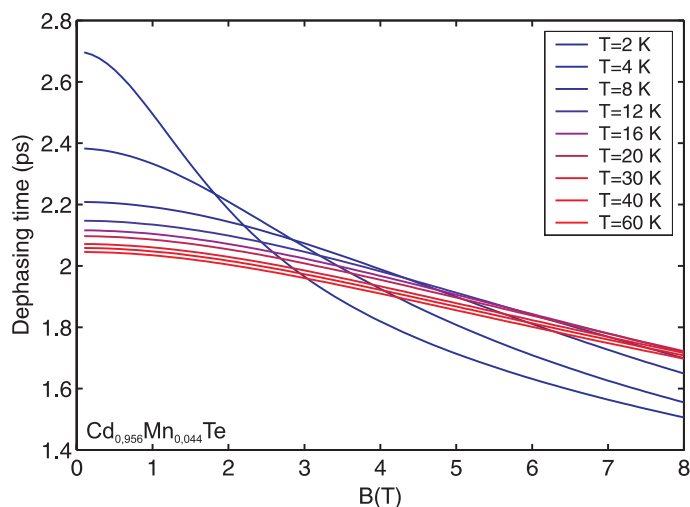


Abbildung 10.23: Nach Gleichung (10.4) berechnete Spindephasierungszeiten eines  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Halbleiters unter der Annahme, daß die Exzitonen sich nicht durch das Gitter bewegen und einzig die räumlichen Fluktuationen der Magnetisierung zur Spindephasierung beitragen.

Mit fallenden Temperaturen wird allerdings die Korrelationszeit der Störungen zunehmend länger, da die Exzitonen sich immer langsamer durch den Hintergrund der Magnetfeldfluktuationen bewegen. Gleichzeitig steigt mit der Dotierung die Stärke der Fluktuationen an, so daß wir in unseren Rechnungen eine Abnahme der Spinlebensdauern feststellen können, die wir experimentell so nicht beobachten.

Aufgrund der abnehmenden thermischen Geschwindigkeit im Bereich tiefer Temperaturen können wir davon ausgehen, daß sich die Exzitonen nur noch sehr langsam durch den Hintergrund der Fluktuationen bewegen. Wir wollen an dieser Stelle annehmen, daß die Exzitonen sich nach ihrer Anregung nicht durch das Gitter bewegen, so daß unser Dephasierungsmodell nicht zur Beschreibung der Spindephasierung herangezogen werden kann. Obwohl der Spin eines solchen Exzitons nicht mehr aufgrund der zeitlichen Abfolge von Magnetfeldfluktuationen dephasiert, befindet er sich immer noch in einem Umfeld von räumlichen Magnetfeldfluktuationen, die ebenfalls zur Spindephasierung führen können.

Dieser Gedankengang führte uns bereits im Abschnitt (8.2) zur Formulierung eines Ausdrucks für die zeitaufgelöste Faraday-Rotation einer magnetisch dotierten Probe unter dem Einfluß einer räumlichen Verteilung von Magnetfeldfluktuationen (siehe Gleichung (8.3)). Hierbei bestimmten wir bereits die typischen Abklingzeit der Signale, die gerade der Spindephasierungszeit entspricht zu:  $1/\tau = \kappa \sqrt{\langle \delta M^2 \rangle}$ . Unter der Annahme, daß die transversalen Fluktuationen im Bereich tiefer Temperaturen ausfrieren, erhalten wir folglich für diese

Form der räumlichen Mittelung über die Magnetisierungsfluktuationen den folgenden Ausdruck für die Spindephasierungszeit:

$$\frac{1}{T} = \frac{\sqrt{\kappa^2 \langle \delta M_{lo}^2 \rangle}}{\sqrt{2} \sqrt{N_{ex}}}. \quad (10.4)$$

Allerdings kann es sich bei dem gefundenen Ausdruck für die Spindephasierungszeit nur um einen groben Richtwert handeln, da wir angenommen haben, daß die Exzitonen keinerlei räumliche Bewegung ausführen. Man kann jedoch vermuten, daß eine Lösung des Problems, die sowohl den zeitlichen Einfluß der Fluktuationen als auch deren räumliche Verteilung berücksichtigt möglicherweise eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten liefern könnte.

In Abbildung (10.23) sind die berechneten Spindephasierungszeiten eines  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Halbleiters nach Gleichung (10.4) dargestellt. Man erkennt für tiefere Temperaturen eine “motional narrowing”-artige Zunahme der Dephasierungszeiten und die generelle Abnahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld. Insgesamt erscheinen die Dephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Gittertemperatur enger gestaffelt zu sein, was gut zu den experimentellen Daten (siehe Abbildung (7.7)) passen würde.

Zukünftige Untersuchungen müssen klären, inwieweit die beiden vorgestellten Ansätze zur Berechnung der Spindephasierungszeiten unter dem Einfluß einer zeitlichen Abfolge von Störungen und räumlichen Störungen geeignet sind, die experimentellen Daten zu beschreiben. Insbesondere stellt sich in diesem Zusammenhang die Frage, wie man beide Modelle in einer “Mastergleichung” vereinigen kann.

### 10.2.3 Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld bei tiefen Temperaturen

Allgemein können wir feststellen, daß mit steigendem Magnetfeld eine Abnahme der Dephasierungszeiten zu beobachten ist, die auf das im Magnetfeld schrumpfende Mittelungsvolumen (siehe Abschnitt (10.1.3)) zurückgeführt werden kann. An dieser Stelle wollen wir die bei den Proben mit der geringsten Dotierung für Temperaturen  $T < 8\text{ K}$  gefundene Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld untersuchen, da sie entgegen dem generellen Trend verläuft und nicht mit dem vorgestellten Modell verstanden werden kann.

Die Zunahme der Dephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld konnte an mehreren niedrig dotierten Proben reproduzierbar gemessen werden. Neben den in Abbildung (7.5) und (7.6) vorgestellten Ergebnissen finden wir auch bei Untersuchung der Schichtprobe Q1648 reproduzierbar steigende Dephasierungszeiten. Hierbei fällt auf, daß die Zunahme der Dephasierungszeiten immer auf die tiefsten Temperaturen beschränkt ist, bei denen in den gering dotierten Proben eine Sättigung des Spinsystems gefunden werden kann (siehe Abbildung (7.2)), was uns zur Vermutung führt, daß die magnetische Ordnung des Spinsy-

stem möglicherweise eine Rolle spielt.

Ein möglicher Effekt, der die Ordnung des Spinsystems lokal beeinflusst, ist beispielsweise Frustration, die im Bereich tiefer Temperaturen zur Ausbildung einer Spin-Glas-Phase führt. Allerdings ist dieser Effekt auf den Übergangsbereich von paramagnetisch zu antiferromagnetisch koppelnden Mangan-Ionen für hohe Mangan-Konzentrationen beschränkt [43–45].

Bereits im Abschnitt (8.1) haben wir die, auf die in den Exzitonen gebundenen Elektronen und Löchern wirkenden Kräfte vorgestellt. Neben der Coulomb-Kraft unterliegen die Elektronen und Löcher der Spin-Bahn-Kopplung und dem Elektron-Loch-Austausch. Allerdings können wir davon ausgehen, daß der Elektron-Loch-Austausch eines Exzitons in CdTe ab  $T \approx \Delta_{LT}/k_B = 7\text{K}$  thermisch gebrochen wird. Folglich kann man für Temperaturen  $T > 7\text{K}$  den Einfluß des Elektron-Loch-Austauschs vernachlässigen, während er für kleinere Temperaturen einen Einfluß auf die Spindephasierung haben könnte.

Wie bereits dargelegt weisen die Wellenfunktionen der Löcher einen Bahnanteil auf, der durch Stöße mit Verunreinigungen und anderen Ladungsträgern dephasieren kann (siehe Abschnitt (13.1)). Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung kann die Dephasierung des Bahnanteils zu einer schnellen Streuung der Lochspins führen, während Elektronenspins bedingt durch den fehlenden Bahndrehimpuls vergleichsweise langsam dephasieren. Im Bereich tiefer Temperaturen  $T < 7\text{K}$  könnten nun die schnell dephasierenden Lochspins, bedingt durch den Elektron-Loch-Austausch, die Spindephasierung der Elektronen beschleunigen. Dies würde die beobachtete rapide Abnahme der elektronischen Spindephasierungszeiten für Temperaturen  $T < 8\text{K}$  in Abbildung (7.6) erklären.

Neben der thermischen Brechung ist auch eine durch das Magnetfeld verursachte Beeinflussung des Elektron-Loch-Austauschs möglich, die mit steigendem Magnetfeld zu einem Quenching des Austauschs führen könnte. Dies würde bedeuten, daß im Bereich tiefer Temperaturen  $T < 7\text{K}$  und geringer Magnetfelder eine schnelle Spindephasierung durch den Elektron-Loch-Austausch möglich wird. Bei konstanter Temperatur und steigendem Magnetfeld allerdings sollte dann zunehmend der Einfluß des Elektron-Loch-Austauschs auf die Dephasierung abnehmen, bis die Ladungsträger nur noch der Spin-Bahn-Kopplung ausgesetzt sind<sup>2</sup>. Folglich sollte für  $T < 7\text{K}$  mit steigendem Magnetfeld bei Erreichen eines kritischen Magnetfelds die Spindephasierung zunehmend langsamer werden.

Berechnet man das kritische Magnetfeld für den Elektron-Loch-Austausch unter Berücksichtigung des intrinsischen g-Faktors, so erhält man aus  $B = \Delta E/g_0\mu_B$  einen Wert von  $B \approx 6.6\text{ T}$ . Für die dotierten Proben sollte dieser Feldwert aufgrund der sp-d-Austauschwechselwirkung noch deutlich geringer sein. Zur Modellierung des eben beschriebenen Dephasierungsverhaltens berechnen wir die Elektron- und die Lochspindephasierungszeiten eines  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Halbleiters und addieren deren Relaxationsraten unter Berücksichtigung eines mit der Temperatur und dem Magnetfeld exponentiell abnehmenden Wichtungsfaktors der Dephasierungszeiten. Hierdurch erhalten wir, wie man Abbildung (10.24)

---

<sup>2</sup>Die Grundidee ist dem Paschen-Back-Effekt nicht unähnlich, bei dem es durch ein externes Magnetfeld zur Entkopplung des Spin- und des Bahnanteils kommt, so daß beide Drehimpulse sich getrennt voneinander im Magnetfeld einstellen.

entnehmen kann, im Bereich tiefer Temperaturen und niedriger Magnetfelder sehr kurze Dephasierungszeiten, die mit steigendem Magnetfeld zunehmen, was dem in Abbildung (7.6) dargestellten experimentellen Befund entspricht. Mit steigender Temperatur geht die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit immer mehr in den bekannten Verlauf der elektronischen Spindephasierung über (siehe Abbildung (9.2)).

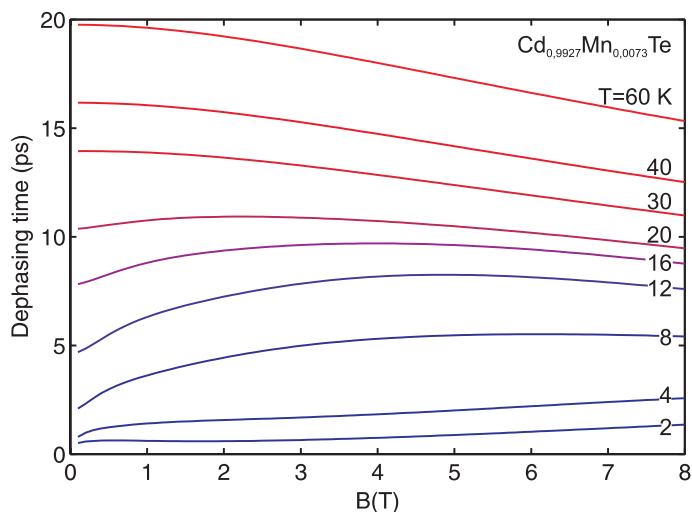


Abbildung 10.24: Die Darstellung zeigt die Modellierung der elektronischen Spindephasierung unter dem Einfluß des Elektron-Loch-Austauschs unter der Annahme, daß dieser sowohl durch thermische Störungen als auch durch das angelegte Magnetfeld unterdrückt werden kann.

Allerdings könnte man den beobachteten Verlauf der Dephasierungszeiten auch so erklären, daß unter dem Einfluß der Spinsättigung in den schwach dotierten Proben die Fluktuationen der Magnetisierung stark abnehmen und ausfrieren. Im Bereich der Spinsättigung könnte ein anderer Dephasierungsprozeß zunehmend zum Tragen kommen, der allerdings wie der von uns vorgeschlagene Spindephasierungsmechanismus zu einem “motional narrowing”-artigen Verhalten führen sollte. Hierfür würde es sich anbieten, auf den D’yakonov-Perel-Mechanismus zurückzugreifen, da dieser, wie Rechnungen zu nicht-magnetisch dotierten Proben zeigen [9], mit steigendem Magnetfeld ebenfalls zu steigenden Dephasierungszeiten führt.

Als Fazit können wir feststellen, daß eine endgültige Aussage über die Ursachen der beobachteten Abweichungen nicht getroffen werden kann. Es sind weitere experimentelle Untersuchungen notwendig, um beispielsweise eindeutig feststellen zu können, ob die Zunahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld wirklich nur in Proben beobachtet werden kann, die eine Spinsättigung der Mangan-Ionen im Bereich tiefer Temperaturen und hoher Magnetfelder aufweisen.

### 10.3 Vergleich mit den etablierten Spindephasierungsmechanismen

In diesem Abschnitt wollen wir noch einmal auf die in der Literatur vorgestellten Spindephasierungsprozesse eingehen (siehe Kapitel (4)) und prüfen, inwieweit diese geeignet sind, unsere experimentellen Befunde zur Spindephasierung in magnetisch dotierten CdTe-Volumenhalbleitern zu erklären. Unter anderem wollen wir hierbei auch auf solche Prozesse eingehen, die primär für die Beschreibung nicht-magnetischer Halbleiter entwickelt wurden, da zu erwarten ist, daß diese, bedingt durch die magnetische Dotierung, beeinflusst

## Diskussion

bzw. modifiziert werden. Dies erschwert allerdings auch die Abschätzung der Relevanz der entsprechenden Dephasierungsprozesse, da neben den modifizierten Dephasierungsprozessen nicht-magnetischer Halbleiter zusätzlich neue Relaxationskanäle durch die Wechselwirkung itineranter Ladungsträgerspins mit den magnetischen Ionen zur Verfügung stehen.

Wir können allerdings davon ausgehen, daß trotz einer möglichen Änderung der Magnetfeldabhängigkeit der Dephasierungsprozesse nicht-magnetischer Halbleiter diese immer noch den gleichen Temperaturabhängigkeiten unterliegen. Dies sollte eine Identifizierung der relevanten Dephasierungsprozesse erleichtern. Wir können jedoch gleich zu Beginn unserer Betrachtungen den Einfluß einiger Dephasierungsprozesse generell ausschließen bzw. aufzeigen, daß es sich bei diesen keinesfalls um einen dominanten Dephasierungsprozeß handeln kann.

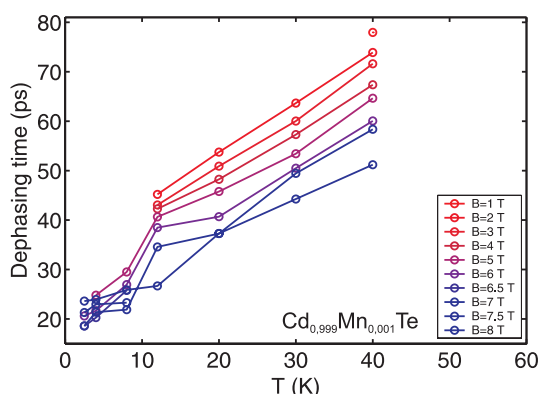


Abbildung 10.25: Die Darstellung zeigt die gemessenen Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur mit dem Magnetfeld als Parameter.

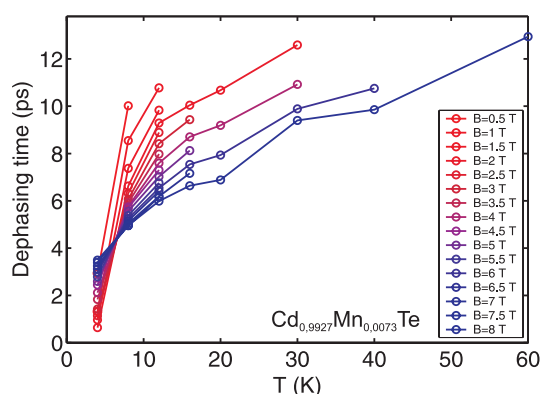


Abbildung 10.26: Die Darstellung zeigt die gemessenen Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur mit dem Magnetfeld als Parameter.

So benötigt beispielsweise die phononassistierte Spindephasierung, wie sie in den Referenzen [100–102, 118] beschrieben wird, eine hochenergetische Anregung weit über der Bandkante, damit die Überschussenergie der Ladungsträger zur Anregung von optischen Phononen führt. Details zu diesem Spinstreumechanismus können dem Abschnitt (4.2.1) entnommen werden. Dieser Mechanismus spielt jedoch für unsere experimentellen Ergebnisse keine Rolle, da die optisch angeregten Ladungsträger aufgrund der resonanten exzitonischen Anregung keine oder nur eine sehr geringe Überschussenergie besitzen.

Der Spin-Flip eines Exzitons als Ganzes, bzw. die Spinstreuung itineranter Elektronen an lokalisierten und delokalisierten Löchern in nicht-magnetischen (siehe Abschnitte (4.1.1) und magnetischen Halbleitern (siehe Abschnitt (4.2.2)) ist ein Dephasierungsprozeß, der vor allem in niedrig-dimensionalen Halbleitern oder in stark p-dotierten Volumenhalbleitern eine dominante Rolle spielt. In Quantentopfstrukturen kommt es unter dem Einfluß der zusätzlichen Ortsquantisierung der Löcher zu einer Lokalisierung der Wellenfunktionen der Löcher einhergehend mit einer Ausrichtung der Lochspins in Wachstumsrichtung, die zu einer Verstärkung des Elektron-Loch-Austauschs führen kann.

Allerdings haben wir bei der Entwicklung unseres Dephasierungsmodells im Kapitel (8)



darauf hingewiesen, daß der Elektron-Loch-Austausch in CdTe verglichen mit der Spin-Bahn-Wechselwirkung eine eher untergeordnete Rolle spielt und schon bei geringen Gittertemperaturen thermisch gebrochen wird. Aus diesem Grund kann man den Spin-Flip des Exzitons als Ganzes nicht für eine Beschreibung der beobachteten Spindephasierung über den gesamten Temperatur- und Magnetfeldbereich heranziehen, zumal die Lochdichten in den von uns verwendeten Proben zu gering sind.

Einzig im Bereich tiefer Temperaturen  $T < 7\text{K}$ , wo wir mit steigendem Magnetfeld eine Zunahme der Spindephasierung finden, könnte der Elektron-Loch-Austausch eine (wenn auch geringe) Rolle spielen. Ausgehend von der theoretischen Formulierung des Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus nach Gleichung (4.1) können wir schließen, daß die Spinrelaxationszeit umgekehrt proportional zum Bohr-Radius ist, so daß  $1/T_2 \propto a_{ex}^3(B)$  gilt. Berücksichtigt man nun die magnetfeldabhängige Abnahme des Exzitonradius mit steigendem Magnetfeld (siehe Abschnitt (8.3.5)), so würde dies zu steigenden Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld führen, wie wir sie experimentell für die niedrig dotierten Proben finden. Allerdings handelt es sich hierbei mehr um eine Spekulation als eine gesicherte Erkenntnis.

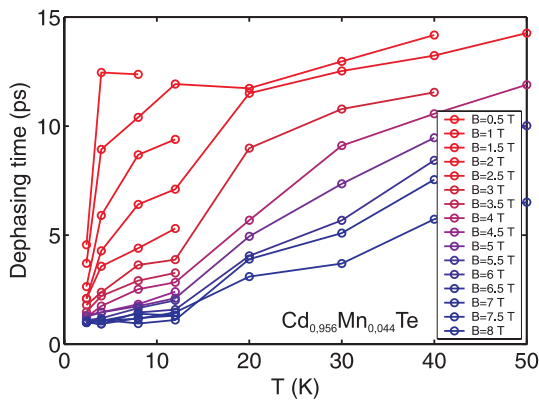


Abbildung 10.27: Die Darstellung zeigt die gemessenen Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur mit dem Magnetfeld als Parameter.

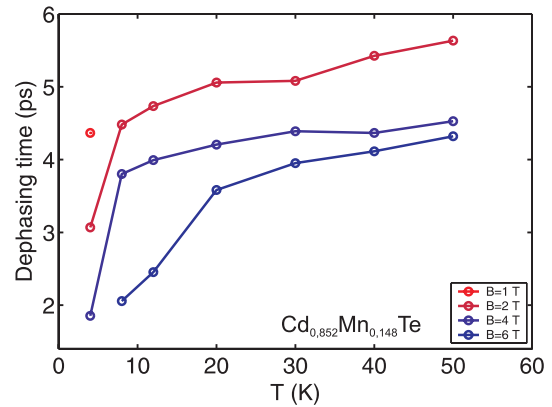


Abbildung 10.28: Die Darstellung zeigt die gemessenen Spindephasierungszeiten der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur mit dem Magnetfeld als Parameter.

Im folgenden wollen wir solche Dephasierungsprozesse untersuchen, die durch die Spin-Bahn-Kopplung vermittelt werden, insbesondere den Elliott-Yafet- und den D'yakonov-Perel-Mechanismus (siehe (4.1.3)), aber auch die Spindephasierung aufgrund der  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des elektronischen  $g$ -Faktors (siehe Abschnitt (4.1.5)). Während der Elliott-Yafet-Mechanismus (siehe Abschnitt (4.1.2)) nach Rechnungen von Bronold et al. [9] in GaAs keinerlei Magnetfeldabhängigkeit aufweist, ist damit zu rechnen, daß dieses Dephasierungsverhalten durch den Einfluß der magnetischen Dotierung modifiziert wird. Im Gegensatz hierzu weisen der D'yakonov-Perel- und der variable  $g$ -Faktor-Mechanismus schon ohne den Einfluß der magnetischen Dotierungen eine Magnetfeldabhängigkeit auf. So wird übereinstimmend von Bronold et al. [9] und Ivchenko [78] darauf hingewiesen, daß der D'yakonov-Perel-Mechanismus durch ein externes Magnetfeld abgeschwächt bzw. unterdrückt werden kann. Die Dephasierung aufgrund der  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des elektronischen  $g$ -Faktors dagegen wird durch den Einfluß des Magnetfeldes beschleunigt. Man kann jedoch nur vermuten, daß

## Diskussion

---

diese Effekte durch den Einfluß der magnetischen Dotierung verstärkt werden, da unserer Kenntnis nach noch keine theoretischen Untersuchungen zum Einfluß der magnetischen Dotierungen auf diese Dephasierungsmechanismen vorliegen.

Das einzige Kriterium, das uns zur Verfügung steht, um den Einfluß der Dephasierungsmechanismen auf die Spindephasierung in magnetischen Halbleitern zu untersuchen, scheint, wie bereits erwähnt, die Temperaturabhängigkeit der Spindephasierungszeiten zu sein. So ergibt sich im einfachsten Modell für den D'yakonov-Perel-Mechanismus eine  $1/T_2 \propto T^3$ - und für den Elliott-Yafet-Mechanismus eine  $1/T_2 \propto T^2$ -Abhängigkeit [156, 157]. In den Abbildungen (10.25)-(10.28) sind die experimentell bestimmten Temperaturabhängigkeiten der elektronischen Spindephasierung in den untersuchten Proben dargestellt.

Man erkennt, daß für Temperaturen  $T < 10$  K ein wurzelartiges Verhalten der Dephasierungszeiten beobachtet werden kann, welches ab einer Temperatur  $T > 10$  K in eine beinahe lineare Zunahme der Spindephasierungszeiten mit dem Magnetfeld übergeht. Dieses Verhalten wird bei alle Proben beobachtet, jedoch ergeben sich vor allem im Bereich großer Magnetfelder Abweichungen.

Da die Spindephasierung im Bereich tiefer Temperaturen im Rahmen unseres Modells durch die longitudinalen Fluktuationen bestimmt wird, und der Einfluß der transversalen Fluktuationen im Bereich hoher Temperaturen sich dem der longitudinalen Fluktuationen annähert, können wir Gleichung (8.5) näherungsweise durch  $1/T_2 \propto \langle \delta M_{lo}^2 \rangle \tau_c$  beschreiben, wobei wir weiterhin annehmen können, daß unter Berücksichtigung der Gleichungen (8.11) und (8.20)

$$\langle \delta M_{lo}^2 \rangle \propto \left[ k_B T \chi(B, T) + \frac{1}{V_{ex}} \langle M_z \rangle^2 \right], \quad (10.5)$$

$$\tau_c \propto T^{-1/2}, \quad (10.6)$$

gilt. Im Bereich tiefer Temperaturen kommt es schon bei geringen Magnetfeldern zur Spinsättigung, so daß wir den Einfluß der Suszeptibilität in Gleichung (10.5) vernachlässigen können und nur die Magnetisierung zu berücksichtigen ist. Somit erhalten wir in einer sehr groben Näherung für das Tieftemperaturverhalten der Dephasierungsraten  $1/T_2 \propto x^2/T^{1/2}$ . Eine genauere Abschätzung, die allerdings nur für den Hochtemperaturbereich Gültigkeit besitzt, liefert unter Berücksichtigung einer Näherung für die Brillouin-Funktion ( $B_s(B/T) \propto 1/\coth(B/T)$ ) für die Spindephasierungsraten  $1/T_2 \propto xB/T^{1/2} + x^2B^2/T^{5/2}$ . Folglich kann unser Modell im Gegensatz zum Elliott-Yafet- und zum D'yakonov-Perel-Mechanismus die experimentell bestimmte Temperaturabhängigkeit besser reproduzieren, weshalb wir diese beiden Mechanismen ausschließen.

Die Spindephasierung durch den variablen g-Faktor-Mechanismus ist eine Folge der  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit des g-Faktors und kann somit als Bandeffekt verstanden werden. Inwieweit die für GaAs durchgeführten Rechnungen in Referenz [9] auf CdTe übertragbar sind, ist fragwürdig, weshalb man ohne exakte Rechnung selbst für nicht-magnetische Halbleiter

keine Aussage zur Relevanz dieses Dephasierungsmechanismus in II-VI-Halbleitern treffen kann. Hinzu kommt erschwerend, daß die magnetische Dotierung zu einer Beeinflussung der Bandstruktur führt. Die in Referenz [9] ermittelte Magnetfeldabhängigkeit des variablen g-Faktors zeigt eine sehr große Dynamik ausgehend von ca.  $T_2 \approx 10^8$  ps bei  $B = 0$  T bis zu ca.  $T_2 \approx 5 \cdot 10^4$  ps bei  $B = 8$  T. Der Elliott-Yafet- und der D'yakonov-Perel-Mechanismus weisen über den gesamten Magnetfeldbereich eine relativ geringe Feldabhängigkeit im Vergleich zum variablen g-Faktor-Mechanismus auf und führen durchweg zu Dephasierungszeiten von  $T_2 \approx 10^2 - 10^4$  ps, weshalb der variable g-Faktor erst im Bereich großer Magnetfelder ( $B > 10$  T) eine dominante Rolle spielt. Da die von uns experimentell bestimmten Dephasierungszeiten eine wesentlich geringere Dynamik im Magnetfeld aufweisen ( $T_2 \approx 1 - 10^2$  ps) und wir weiterhin keinen Einfluß eines anderen Dephasierungsprozesses feststellen können, der mit dem variablen g-Faktor-Mechanismus in Konkurrenz treten könnte, liegt die Vermutung nahe, daß der variable g-Faktor in magnetisch dotierten Halbleitern eine eher untergeordnete Rolle spielt.

Wir wollen nun untersuchen, ob die in vielen Referenzen beschriebene Spin-Flip-Streuung der optisch angeregten Ladungsträger an den Mangan-Spins (siehe Abschnitt (4.2.3)) oder aber der Einfluß von Fluktuationen der Magnetisierung der Mangan-Ionen, vermittelt durch die sp-d-Austauschwechselwirkung (siehe Abschnitt (4.2.4)) als dominanter Dephasierungsprozeß identifiziert werden kann.

Ein wesentliches Problem bei der Untersuchung der Spindephasierungsmechanismen besteht darin, daß primär niedrig-dimensionale Halbleiter theoretisch und experimentell untersucht wurden, obwohl bis zum heutigen Tag keine geeignete Beschreibung für die Spindephasierung in magnetisch dotierten Volumenhalbleitern existiert. Ursächlich hierfür ist unter anderem, daß die Ladungsträger in solchen Strukturen einer starken Beeinflussung aufgrund räumlicher quantenmechanischer Beschränkungen unterliegen, welche die Spindephasierung aufgrund der starken Lokalisierung der Wellenfunktionen erheblich beeinflussen können. Weiterhin erschwerend ist, daß man in modulationsdotierten Proben zusätzliche Beiträge zur Zeeman-Aufspaltung feststellen kann, die durch die magnetische Durchdringung an den Übergängen zwischen magnetischen und nicht-magnetischen Schichten bedingt sind [108].

Unter Berücksichtigung dieser Einschränkungen können wir allerdings einige in der Literatur angeführte experimentelle Ergebnisse für einen Vergleich mit der von uns entwickelten Beschreibung der Spindephasierung in magnetischen II-VI-Volumenhalbleitern heranziehen. So finden beispielsweise Crooker et al. [11] bei der Untersuchung der Spindephasierung in digital magnetischen Heterostrukturen die in Abbildung (4.5) dargestellten Spindephasierungszeiten für Elektronen und Löcher. Besonders auffällig ist hierbei, daß die elektronischen Spindephasierung einer nicht-magnetischen Kontrollprobe ebenso wie die der Probe "1x3" eine Zunahme der Spindephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld aufweist, während die anderen Proben mit identischen mittleren Mangan-Dotierungen eine generelle Abnahme der Dephasierungszeiten mit dem Magnetfeld aufweisen. Weiterhin finden die Autoren eine generelle Abnahme der Lochspindephasierungszeiten mit steigendem Magnetfeld, die ebenfalls mit steigender Dotierung zunehmend schneller wird. Dieses Dephasierungsverhalten entspricht den von uns experimentell festgestellten Abhängigkeiten, obwohl es sich bei den in der obigen Referenz genannten Proben um digital magnetische ZnCdSe/ZnSe-Halbleiter handelt.

Es bleibt die Frage, ob wirklich die Konzentration der Mangan-Dotierung der Proben die Spindephasierungszeit bestimmt, zumal die Arbeit von Bastard und Chang [105] zeigt, daß mit abnehmender Schichtdicke der Quantentopfstrukturen mit einer Abnahme der Spindephasierungszeiten zu rechnen ist. Hierbei stellen die Autoren im Rahmen ihrer theoretischen Untersuchungen zur Spindephasierung in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentopfstrukturen einen deutlichen Unterschied in den Dephasierungszeiten fest, je nachdem, ob die magnetische Dotierung in die Barrieren oder die Quantentröge eingebracht wird. Dieser Befund kann darauf zurückgeführt werden, daß die Ladungsträger aufgrund der quantenmechanischen Beschränkungen in den Quantentrögen lokalisieren, weshalb die Spinstreuwahrscheinlichkeit in den Quantentrögen (siehe Abbildung (4.6)) viel höher ist als die in den Barrieren (siehe Abbildung (4.7)). Die von den Autoren angegebene Ableitung der Spindephasierungsrate (siehe Gleichung (4.4)) weist eine  $1/L$ -Abhängigkeit von der Dicke der Quantentöpfe auf, die im Grenzübergang zum Volumenhalbleiter zu unendlichen Dephasierungszeiten führen würde, allerdings kommt es im Fall einer unendlichen Quantentopfbreite zur Entartung der Eigenzustände, so daß die Spindephasierung unabhängig von  $L$  wird. Leider geben diese theoretischen Untersuchungen keinen Hinweis, wie die Magnetfeld- und Temperaturabhängigkeit der Dephasierung aufgrund der Spin-Flip-Streuung an magnetischen Ionen verläuft.

Experimentelle Ergebnisse zur Spindephasierung in  $\text{CdMnTe}$ -Quantentopfstrukturen von Camilleri et al. [106] bestätigen zumindest für niedrige Mangan-Dotierungen die theoretischen Ergebnisse von Bastard und Chang. Im Bereich hoher Konzentrationen finden Camilleri et al. jedoch Abweichungen (siehe Abbildung (4.10)), auf die die Autoren leider nicht genauer eingehen. Die in der Abbildung dargestellte lineare Abhängigkeit der Relaxationsrate wurde nach Gleichung (4.4) angepaßt, jedoch könnte man ebenso gut eine quadratische Abhängigkeit der Raten von der Mangan-Dotierung anpassen. Ein generelles Problem der vorgestellten Ergebnisse ist, wie die Autoren selbst feststellen, die unzureichende Anzahl von Proben. So werden zwar insgesamt fünf unterschiedliche Probenstrukturen untersucht, allerdings sind bei diesen Proben gleichzeitig sowohl die elektrische als auch die magnetische Dotierung geändert worden. Die fehlende Systematik der Untersuchungen erschwert deshalb die Auswertung der experimentellen Befunde.

So finden die Autoren für alle Proben eine Abnahme der Spindephasierungszeiten der Elektronen und der Löcher mit steigendem Magnetfeld, die allerdings für die Löcher stärker ausfällt, als für die Elektronen. Dieser Befund kann im Rahmen der Theorie von Bastard und Chang interpretiert werden, da es unter dem Einfluß des Magnetfeldes zu einer zunehmende Lokalisierung kommt, die wie eine abnehmende Quantentopfbreite zu einer schnelleren Dephasierung führt. Da die Löcher bereits ohne Magnetfeld stärker als die Elektronen lokalisiert sind, sollte folglich der Einfluß des Magnetfeldes auf die Löcher stärker sein.

Obwohl Camilleri et al. ihre experimentellen Ergebnisse mit einer phänomenologisch eingeführten Relation für die Dephasierungszeiten ( $\tau_h^{-1} \propto M^2$ ) beschreiben können, die dem von uns gefundenen Dephasierungsverhalten (siehe Gleichung (8.5)) nicht unähnlich ist, scheint unserer Meinung nach bei diesen Proben der Einfluß der elektrischen Dotierung auf die Spindephasierung stärker zu sein als der der magnetischen Dotierung. Dies wird besonders deutlich, wenn wir ausgehend von den in der Arbeit genannten magnetischen Dotierungen die in Abbildung (4.11) dargestellten Spindephasierungszeiten der untersuchten Proben mit unserem Modell berechnen.

In Abbildung (10.29) sind noch einmal die gemessenen Relaxationsraten aus Referenz [106] dargestellt, während in Abbildung (10.30) die Relaxationsraten mit unserem Modell berechnet sind. Man beachte, daß die berechneten Relaxationsraten ein genau entgegengesetztes Verhalten aufweisen. So stellen wir für die niedrigste magnetischen Dotierung die kleinsten Relaxationsraten fest, während die experimentell bestimmte Rate den höchsten Wert aufweist. Da unsere Modellierung keine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten in Abbildung (10.29) aufweist, können wir jegliche Ähnlichkeit des vorgestellten Dephasierungsprozeß mit der von uns entwickelten Beschreibung ausschließen.

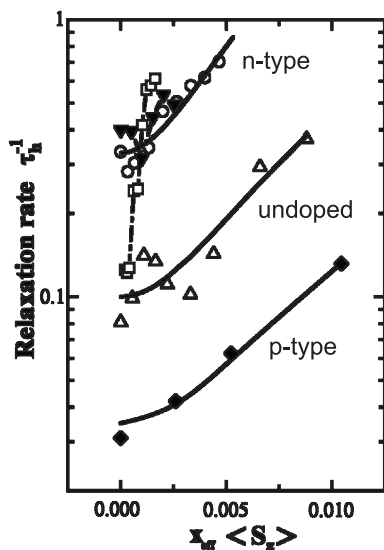


Abbildung 10.29: Lochspin-Relaxationsrate aufgetragen gegen  $M \propto (x_{Mn} \langle S_z \rangle)$  nach Referenz [106]. Zusätzlich wurde die Art der elektrischen Dotierung der Proben eingetragen.

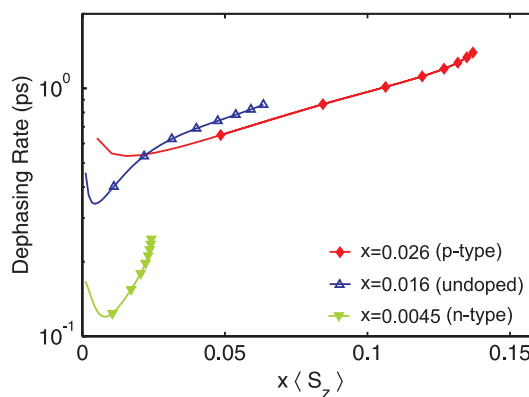


Abbildung 10.30: Simulation der Spinrelaxationsraten nach dem im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Modell. Zur besseren Vergleichbarkeit mit Abbildung (10.29) wurden identische Symbole verwendet.

Die in Abbildung (10.29) dargestellten Linien sind nicht das Ergebnis einer theoretischen Untersuchung, sondern eine phänomenologische Anpassung. Unter diesem Gesichtspunkt können die Daten auch so interpretiert werden, daß die Spindephasierung in niedrig-dimensionalen Halbleitern stärker unter dem Einfluß der elektrischen Dotierung als unter dem Einfluß der magnetischen Dotierung variiert. Diese Vermutung wird auch durch die theoretischen Untersuchungen von Bronold et al. [9] bestätigt. Wir können folglich feststellen, daß die hier beschriebene Spindephasierung der itineranten Ladungsträger in niedrig dimensionalen Halbleitern durch Spin-Flips mit den magnetischen Ionen nichts mit dem von uns entwickelten Dephasierungsprozeß aufgrund von Fluktuationen der Magnetisierung gemein hat.

Ausgangspunkt unserer Betrachtungen war die schon von Cundiff et al. [114] geäußerte Vermutung, daß lokale Fluktuationen der Magnetisierung in magnetischen Halbleitern zu einer Beeinflussung der Exzitonenergie führen können. Diese Idee wurde bereits zur Beschreibung der Photolumineszenzlinienbreite von Exziton-Magneto-Polaronen in Quantenpunkten unter Berücksichtigung der longitudinalen und der transversalen Fluktuation der Magnetisierung von Doroshkin et al. [116] erfolgreich umgesetzt. Die konsequente theo-

retische Umsetzung der von Cundiff et al. geäußerten Vermutung gestattet es uns, eine Beschreibung für die Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger aufgrund von longitudinalen und transversalen Fluktuationen der Magnetisierung (unter Berücksichtigung von Quantenfluktuationen) zu formulieren, die auf der Adaption einer im Rahmen der Kernresonanz entwickelten Beschreibung der Spindephasierung auf den Fall magnetischer Halbleiter beruht. Da keiner der etablierten Dephasierungsprozesse zur Beschreibung unserer experimentellen Ergebnisse herangezogen werden kann, interpretieren wir dies, neben der guten Übereinstimmung mit unseren Rechnungen, als eine weitere Bestätigung unseres Modells.

### 10.4 Ausblick

Wir wollen in diesem Abschnitt aufzeigen, wie die weiteren experimentellen und theoretischen Schritte zur Überprüfung der von uns entwickelten Beschreibung der Spindephasierung unter dem Einfluß lokaler Magnetisierungsfluktuationen aussehen könnten.

Die vorgestellte theoretische Untersuchung der Spindephasierung beruht auf der Umsetzung einer für die Kernresonanz entwickelten Beschreibung der Spindephasierung unter dem Einfluß von Fluktuationen des magnetischen Umfelds auf den Fall magnetisch dotierter Halbleiter. Eine weitere Verfeinerung des vorgestellten Modells, um alle experimentellen Befunde beschreiben zu können, erscheint wenig sinnvoll. Vielmehr sehen wir in unseren theoretischen Ergebnissen und in der von uns durchgeführten systematischen experimentellen Untersuchung der Spindephasierung eine Vorgabe für eine nun durchzuführende exakte theoretische Untersuchung der Spindephasierung in magnetischen Halbleitern unter Berücksichtigung des von uns beschriebenen und der bereits bekannten Dephasierungsprozesse.

Neben der theoretischen Untersuchung der Spindephasierung bietet es sich weiterhin an, einige ausgewählte Experimente durchzuführen, um die von uns beschriebene Spindephasierung unter dem Einfluß von Fluktuationen weiter zu untermauern. Von besonderem Interesse sind hierbei solche Experimenten, die eine getrennte Identifizierung der unterschiedlichen Fluktuationsterme ermöglichen. Eine dieser Methoden ist die sog. Spin-Echo-Methode, bei der durch einen ersten optischen Anregepuls eine kohärente optische Polarisation im Halbleiter erzeugt wird, die unter dem Einfluß der Fluktuationen dephasiert. Durch einen zweiten Anregepuls mit linearer Polarisation, der mit einer Zeitverzögerung von  $\Delta\tau$  auf die Probe trifft, kann der Einfluß der inhomogenen Spindephasierung durch die longitudinalen Fluktuationen der Magnetisierung rückgängig gemacht werden, so daß nach einer Zeitverzögerung von  $2\Delta\tau$  wieder eine kohärente Signatur detektiert werden kann, deren Amplitudenänderung ein direktes Maß für den Einfluß der transversalen Fluktuationen ist. Diese Methode wurde bereits erfolgreich an  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -Halbleitern eingesetzt [158], jedoch ist ihre Anwendung an eine wesentliche Bedingung gekoppelt.

Die Störungen, die zur Dephasierung der Spins beitragen, können nur dann rückgängig gemacht werden, wenn diese sich nicht mit fortschreitender Zeit verändern. Ein einfaches Beispiel hierfür sind Magnetfeldgradienten in den zu untersuchenden Proben, die zwar zu einer Dephasierung führen, sich aber nicht zeitlich ändern, so daß nach dem zweiten optischen Puls immer noch identische räumliche Störungen vorliegen. In unserem Modell gehen wir jedoch davon aus, daß die Spins sich durch den Hintergrund der Fluktuationen bewegen,

weshalb die Störungen sich zeitlich ändern und die Spin-Echo-Methode versagen muß.

Wir haben aber bereits darauf hingewiesen, daß die in den Proben mit hoher Dotierung bei tiefen Temperaturen gefundenen Abweichungen unseres Modells von den experimentellen Daten (siehe Abschnitt (10.2.2)) möglicherweise darauf zurückgeführt werden können, daß die thermische Geschwindigkeit der Exzitonen mit abnehmender Temperatur ebenfalls abnimmt und so der Einfluß räumlicher Magnetisierungsfluktuationen auf die statischen Exzitonen zunehmen könnte. Diese statischen Fluktuationen könnten aber möglicherweise durch Spin-Echo-Methoden rückgängig gemacht werden, da sie nur auf vergleichsweise langen Zeitskalen Änderungen unterworfen sind. Hiermit würde sich vielleicht eine Möglichkeit bieten, den Einfluß zeitlicher und räumlicher Fluktuationen auf die Spindephasierung experimentell zu trennen, da nur die räumlichen Fluktuationen zu einem Spin-Echo führen sollten.

Auch stellt sich die Frage, inwieweit der von uns formulierte Dephasierungsprozeß auf andere Halbleiter übertragbar ist. Erste Vergleiche mit den experimentellen Ergebnissen von Crooker et al. [11, 12, 123] zeigten bereits, daß zumindest für geringe magnetische Dotierungen eine Übertragung auf ZnCdSe/ZnSe-Halbleiter möglich ist. Viel interessanter für eine Anwendung magnetischer Halbleiter in der Spintronik sind allerdings GaAs/AlGaAs-basierte Halbleiter, da diese aufgrund der besseren Gitteranpassung mit einer wesentlich höheren Qualität als vergleichbare II-VI-Halbleiter hergestellt werden können.

Insbesondere durch die Dotierung mit magnetischen Ionen sind die III-V-Halbleiterverbindungen in das Blickfeld der aktuellen Forschung gekommen, da die dotierten magnetischen Ionen in den Halbleitern zu einer p-Dotierung führen. Hierbei trägt jedes Mangan-Ion ein Loch bei, so daß selbst bei vergleichsweise geringen Volumenkonzentrationen der magnetischen Ionen eine sehr große elektrische Dotierung erzielt werden kann. Bedingt durch die RKKY-Wechselwirkung der eindotierten Löcher mit den magnetischen Ionen kann es zur Ausbildung von Ferromagnetismus kommen. Die verglichen mit CdTe-Halbleitern in GaAs-Halbleitern beobachteten langen Spindephasierungszeiten und die gezielte Steuerung der magnetischen Eigenschaften dieser Proben machen speziell III-V-Halbleiterproben zu einem interessanten und vielversprechenden Forschungsobjekt.

Allerdings sollte die RKKY-Wechselwirkung auch in II-VI-Halbleitern zur Ausbildung von Ferromagnetismus führen, wenn die Ladungsträgerdichte nur groß genug ist. Aus diesem Grund sollten zukünftige Untersuchungen zur Spindephasierung sowohl an II-VI- als auch III-V-Halbleiterverbindungen durchgeführt werden. Die Grundidee ist hierbei, daß die Halbleiter beim Übergang in den Ferromagnetismus ordnen, so daß keinerlei thermische Fluktuationen der Magnetisierung mehr auftreten sollten. Hierdurch bedingt wird sich mit dem Übergang in den ferromagnetischen Zustand die Spindephasierung ändern, wie wir durch eine kleine Modifikation unseres Modells zeigen können.

In Abbildung (10.31) sind die berechneten elektronischen Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe unter der Annahme einer ferromagnetischen Ordnung der Mangan-Spins wiedergegeben. Bedingt durch die langreichweitige ferromagnetische Ordnung der Mangan-Spins verschwinden die thermischen Fluktuationen der Magnetisierung, einzig die Anzahlfluktuationen tragen noch zu Spindephasierung bei. Hierraus resultiert, daß wir nach wie vor eine Spindephasierung unter dem Einfluß von motional narrowing feststellen, die al-

lerdings nun wesentlich langsamer erfolgt, als im paramagnetischen Zustand des Halbleiters.

Aus diesem Grund sollten zukünftige Untersuchungen zur Spindynamik in magnetischen Halbleitern vor allem in solchen Systemen vorgenommen werden, die eine ferromagnetische Ordnung aufweisen. Idealerweise würde es sich hierbei um Strukturen handeln, die man durch gezielte Manipulation z. B. durch elektrische Felder oder die optisch induzierte Ladungsträgerdichte reversibel in einen ferromagnetischen Zustand schalten kann. Hierbei könnte man unter anderem untersuchen, wie schnell ein zuvor paramagnetisches Spinsystem ordnet und in einen ferromagnetischen Zustand übergeht. Dies führt direkt zur Fragestellung, inwieweit die Messungen der Spindephasierungszeiten itineranter Ladungsträgerspins als "Sensor" für Korrelationseffekte lokalisierter Spins eingesetzt werden könnten.

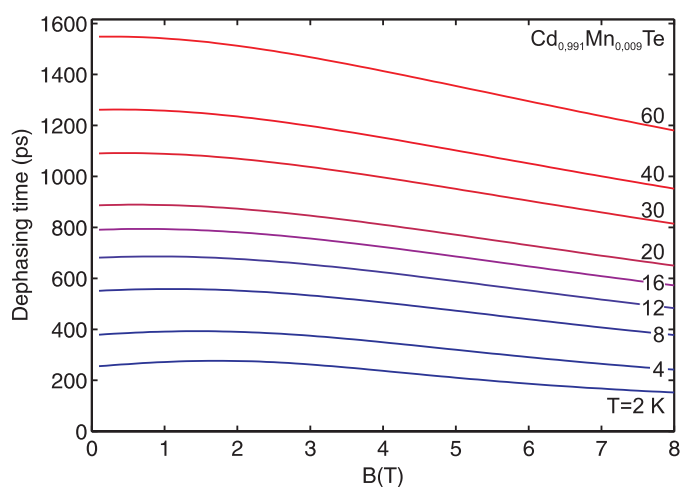


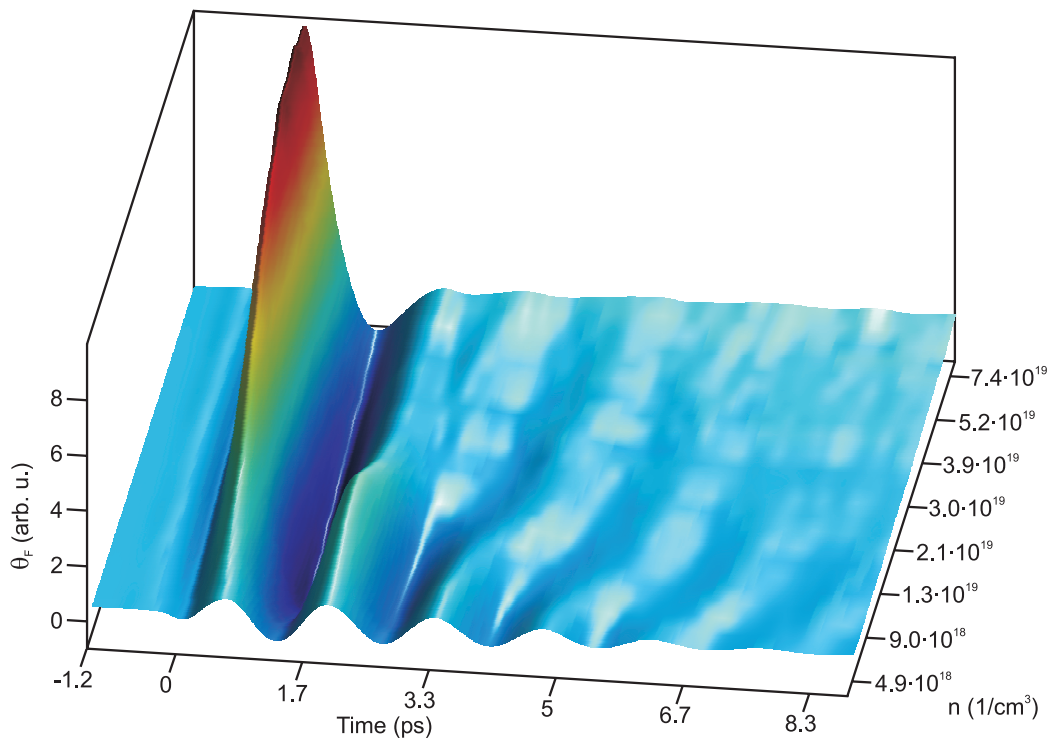
Abbildung 10.31: Mit dem vorgestellten Dephasierungsmodell berechnete elektronische Spindephasierungszeiten einer  $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe, die eine (hypothetische) ferromagnetische Ordnung aufgrund der RKKY-Wechselwirkung aufweist. Die erheblich langsamere Spindephasierung entsteht infolge der ferromagnetischen Ordnung der Spins und der hierdurch verschwindenden thermischen Fluktuationen der Magnetisierung. Die bleibenden Anzahlfluktuationen sorgen nach wie vor für eine Spindephasierung unter dem Einfluß von "motional narrowing".

Die Frage, ob und wie das Spinsystems der Mangan-Ionen beim Übergang von der para- zur ferromagnetischen Ordnung die Spindephasierung itineranter Ladungsträger beeinflusst, hat nicht nur für den hier beschriebenen Dephasierungsprozeß aufgrund lokaler Fluktuationen eine Relevanz, sondern könnte auch wertvolle Informationen für den Einsatz zukünftiger magnetisch dotierter Halbleiter in der Spintronik liefern. Aus diesem Grund werden zusätzlich zu den bereits vorgestellten Ergebnissen im folgenden Kapitel von uns durchgeführte weiterführende Untersuchungen zum optisch induzierten Ferromagnetismus in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleitern vorgestellt.



# 11 Vorläufige Untersuchungen

## - optisch induzierter Ferromagnetismus



Zur Untersuchung des optisch induzierten Ferromagnetismus in magnetisch dotierten Volumenhalbleitern führten wir eine Vielzahl von Charakterisierungsmessungen durch. Auf Seite 173 sind 23 Einzelmessungen der Faraday-Rotation einer  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe bei kontinuierlich steigender Anregungsleistung für ein Magnetfeld von  $B = 1,27\text{ T}$  und eine Temperatur von  $T = 12,5\text{ K}$  aufgetragen. Ziel dieser Messungen war die Untersuchung der ladungsträgerdichteabhängigen Modifikation der sp-d-Austauschwechselwirkung auf die wir in diesem Kapitel im Detail eingehen werden.

Ein Ergebnis der Untersuchungen ist die Feststellung, daß mit steigender Dichte eine zunehmende Reduktion der Schwebungsfrequenzen auftritt, die auf eine ladungsträgerdichteabhängige Reduktion der Austauschwechselwirkung der magnetischen Ionen mit den itineranten Ladungsträgern schließen läßt. Weiterhin fällt auf, daß mit steigender Anregungsdichte die Faraday-Rotationsamplitude wie erwartet ansteigt (siehe Kapitel (5)), gleichzeitig aber die Spindephasierung zunehmend beschleunigt wird.

*Wir stellen in diesem Abschnitt die Grundzüge der theoretischen Beschreibung ferromagnetischer Halbleiter vor und gehen auf einige in der Literatur vorgestellte experimentelle Ergebnisse ein, um den Stand der Forschung darzulegen. Weiterhin stellen wir von uns durchgeführte erste Untersuchungen zum optisch induzierten Ferromagnetismus in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ -Volumenhalbleitern vor.*

### 11.1 Die RKKY-Wechselwirkung

Im Kapitel (3) haben wir bereits festgestellt, daß die durch Dotierung in einen Halbleiter eingebrachten magnetischen Ionen im Fall geringer Konzentrationen als weitgehend ungekoppelt betrachtet werden können. Mit steigender Dotierung wird aber der Abstand benachbarter Ionen zunehmend verkleinert, so daß die Wechselwirkungen zwischen den Ionen die magnetischen Eigenschaften stärker beeinflussen. Es kommt, bedingt durch den direkten antiferromagnetischen Austausch der Ionen, zu einer Reduktion der Magnetisierung der Ionen, die allerdings immer noch im Rahmen der Quantentheorie des Paramagnetismus durch die Einführung phänomenologischer Werte für die Spineinstellung und die Temperatur des Spinsystems beschrieben werden kann (siehe Abschnitt (3.4.2)).

Da neben der direkten Wechselwirkung zwischen den magnetischen Ionen auch noch indirekte Austauschprozesse auftreten können, ist zu erwarten, daß es im Falle einer Kompensation des direkten antiferromagnetischen Austauschs durch eine indirekte ferromagnetische Kopplung der lokalisierten Spins zu einer drastischen Änderung der magnetischen Eigenschaften kommt [24]. Ein möglicher Prozeß<sup>1</sup>, der zu der beschriebenen Kompensation des antiferromagnetischen Austauschs führen kann, ist die nach Rudermann, Kittel, Kasuya und Yoshida benannte RKKY-Wechselwirkung, welche den indirekten Austausch zwischen magnetischen Ionen vermittelt durch quasi-freie Ladungsträger beschreibt.<sup>2</sup>

Im Rahmen einer störungstheoretischen Untersuchung zweiter Ordnung kann man die indirekte Austausch-Wechselwirkung der Spins magnetischer Ionen, vermittelt durch itinerante Ladungsträgerspins durch einen effektiven Hamilton-Operator vom Heisenberg-Typ beschreiben [162]:

$$H_{RKKY} = - \sum_{i,j} J_{ij}^{RKKY} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j. \quad (11.1)$$

<sup>1</sup>Details zu weiteren direkten und indirekten Spinwechselwirkungsprozessen können dem Übersichtsartikel von Kacman [42] entnommen werden.

<sup>2</sup>Rudermann und Kittel [159] untersuchten 1954 die langreichweitige Kopplung zwischen Kernspins, auf Basis der Kontakt-Hyperfein-Wechselwirkung zwischen Kernspins und den Spins von Leitungselektronen. Kasuya [160] und Yoshida [161] schlugen vor, daß analog zu dieser Kernspinkopplung eine Austausch-Wechselwirkung zwischen lokalisierten Spins von Ionen und quasi-freien Elektronen zur Erklärung der Kopplung ferromagnetischer Metalle herangezogen werden kann.

Die Kopplungskonstanten  $J_{ij}^{RKKY}$  sind hierbei Funktionen des Abstandes  $R_{ij} = R_i - R_j$  der magnetischen Ionen an den Positionen  $R_i$  und  $R_j$

$$J_{ij}^{RKKY} = \frac{\varrho(E_F)k_F^3(N_0\alpha)^2}{2\pi}F(2k_FR_{ij}), \quad (11.2)$$

mit

$$F(x) = \frac{\sin x - x \cos x}{x^4}, \quad (11.3)$$

und weisen ein oszillatorisches Verhalten mit dem Abstand  $R_{ij}$  auf [42]. Neben der Zustandsdichte der freien Ladungsträger an der Fermi-Kante  $\varrho(E_F)$  und dem Fermi-Wellenvektor  $k_F$  geht der Betrag der Austauschwechselwirkung der magnetischen Ionen mit den itineranten Elektronen  $N_0\alpha$  ein. Hierbei werden die itineranten Elektronen als freies Elektronengas betrachtet und die Wechselwirkung mit den magnetischen Ionen durch den Hamilton-Operator  $H_{s-d} = -(N_0\alpha)\delta(r - R_i)\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{s}$  beschrieben.

Die Zustandsdichte eines Volumenhalbleiters mit einem parabolischen Band ist an der Fermi-Kante  $\varrho(E_F) \propto k_F$ . Wir erhalten dann mit der Relation  $k_F = (3\pi^2n_e)^{1/3}$  für die Kopplungskonstante der RKKY-Wechselwirkung eine Abhängigkeit von der Elektronendichte an der Fermi-Kante und es gilt  $J_{ij}^{RKKY} \approx n_e^{4/3}$ . Durch das oszillatorische Verhalten von  $F(x)$  wirkt die RKKY-Wechselwirkung für kleine Abstände der magnetischen Ionen ferromagnetisch und oszilliert mit steigendem Abstand zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Kopplung.

Da wir davon ausgehen, daß die Elektronen stark delokalisiert sind, kann man Gleichung (11.1) unter Berücksichtigung der Molekularfeldnäherung und der "virtual crystal approximation" vereinfachen (siehe Abschnitt (3.3)). Als Folge dieser Vereinfachung geht in Gleichung (11.1) nicht ein Wert von  $J_{ij}^{RKKY}$  zu einem bestimmten Abstand der Mangan-Ionen, sondern das Integral über alle  $R_{ij}$  ein, das trotz des oszillatorischen Verhaltens von  $F(x)$  immer zu einer ferromagnetischen Wechselwirkung führt. Weiterhin stellen wir fest, daß in Gleichung (11.2) die Quadrate der sp-d-Austauschwechselwirkungskonstanten eingehen, so daß sowohl der Elektron- als auch der Lochsee beim Unterschreiten der kritischen Temperatur  $T_c$  (siehe Gleichung (11.4)) zu einer ferromagnetischen Kopplung der Mangan-Spins führt. Aufgrund der im Vergleich zu Elektronen vier mal größeren p-d-Austauschkonstante der Löcher kommt es für Temperaturen unterhalb von  $T_c$  bereits bei (im Vergleich zu den für die Ausbildung von Ferromagnetismus notwendigen Elektronendichten) geringeren Lochdichten zu einer ferromagnetischen Kopplung der Mangan-Ionen.

Neben der RKKY-Wechselwirkung wird in einigen Publikationen [163–165] die Stärke der Austauschkopplung der magnetischen Ionen mit den itineranten Ladungsträgern im Rahmen der Molekularfeld-Zener-Theorie [166] entwickelt, die auf Überlegungen von Stoner [167] zurückgeht. Im Rahmen einer Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Bechstedt von der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität Jena

wurde die RKKY-Wechselwirkung in magnetischen Halbleitern unter dem Einfluß externer Magnetfelder theoretisch untersucht [168, 169]. Hierbei ist es unter anderem gelungen aufzuzeigen, daß die im Rahmen der RKKY-Theorie unter Berücksichtigung von Abschirmungseffekten ermittelten Ergebnisse mit der Molekularfeld-Zener-Theorie identisch sind.

Analog zur Curie-Temperatur eines Ferromagneten kann man eine Curie-Temperatur für magnetische Halbleiter unter dem Einfluß der RKKY-Wechselwirkung berechnen. Hierbei gilt nach Referenz [166]:

$$T_c = \frac{S(S+1)}{3^{2/3} 4\pi^{4/3} k_B} \frac{N_{Mn}}{V} (N_0\alpha)^2 m^* \rho^{1/3}. \quad (11.4)$$

Mit  $k_B$  geht die Boltzmann-Konstante und mit  $N_{Mn}/V$  die Molfraktion der Mangan-Ionen ein, während sich  $m^*$  auf die effektive Masse der betrachteten itineranten Ladungsträger und  $N_0\alpha$  auf deren Austauschwechselwirkung mit den magnetischen Ionen bezieht. Man erkennt deutlich die Abhängigkeit der Curie-Temperatur von der Ladungsträgerdichte  $\rho$ . Da sowohl die Austauschkonstante, als auch die effektive Masse der betrachteten Ladungsträger in  $T_c$  eingeht, kann man leicht unter Berücksichtigung der vier Mal stärkeren Austauschwechselwirkung der Löcher und der höheren effektiven Masse für ferromagnetische  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiter abschätzen, daß die Curie-Temperatur der Elektronen ca. um den Faktor 100 höher liegt als die der Löcher.

Dies erklärt die von Dietl et al. [163] getroffene Aussage, daß selbst bei den höchsten in einem  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiter (z. B. durch optische Anregung oder Dotierung) erzielbaren Ladungsträgerdichten nicht mit einer durch die Elektronen vermittelten ferromagnetischen Kopplung zu rechnen ist. Aus diesem Grund werden speziell p-dotierte II-VI-Halbleiter für die Untersuchung der RKKY-Wechselwirkung vorgeschlagen (siehe Abbildung (11.1) und Referenz [170]), weshalb wir ebenfalls unsere Betrachtungen auf den Einfluß der Löcher beschränken.

Die explizite Berechnung der Curie-Temperatur nach Gleichung (11.4) bereitet aber gewisse Schwierigkeiten, da die Ladungsträgerdichte von der Spinaufspaltung der Schwerlochbänder im Magnetfeld abhängt, die man im Rahmen der Zener-Theorie durch iterative Lösung einer transzendenten Gleichung bestimmen muß [169]. Alternativ kann man aber den Grenzfall verschwindender Spinaufspaltung der Schwerlöcher und maximaler Aufspaltung (bedingt durch die Sättigungsmagnetisierung der Mangan-Ionen) betrachten und für diese die Curie-Temperaturen berechnen, wie in Abbildung (11.2) dargestellt. Der "echte" Wert der Curie-Temperatur sollte folglich zwischen den beiden Grenzfällen liegen.

Da die Stärke der sp-d-Austauschwechselwirkung und die effektiven Massen von Material zu Material variieren, erscheint es durchaus möglich, Halbleiter zu finden, die schon bei Zimmertemperatur eine ferromagnetische Ordnung aufweisen könnten [170]. In Abbildung (11.1) sind berechnete Curie-Temperaturen für eine Vielzahl unterschiedlicher p-dotierter Halbleiter unter der Annahme einer Mangan-Dotierung von  $x = 0.05$  und einer Lochdichte von  $\rho_h = 3.5 \cdot 10^{20} / \text{cm}^3$  dargestellt.

Wir wollen nun auf einige in der Literatur vorgestellte experimentelle Ergebnisse eingehen, welche die hier beschriebene ferromagnetische Ordnung des Spinsystems magnetischer Halbleiter unter dem Einfluß der RKKY-Wechselwirkung bestätigen. So führen Abweichungen von der Stöchiometrie in IV-VI-Halbleiterproben vom Typ  $\text{Pb}_{1-x-y}\text{Sn}_y\text{Mn}_x\text{Te}$  zu Ladungsträgerkonzentrationen in der Größenordnung von  $10^{20} - 10^{21}/\text{cm}^3$ , die ausreichend sind, um eine effiziente Kopplung der magnetischen Ionen durch die quasi-freien Ladungsträger zu erzielen [171]. Ein anderer Weg, um die für die RKKY-Wechselwirkung notwendigen hohen Ladungsträgerdichten zu erzielen, besteht darin, Mangan-Ionen in III-V-Halbleiter einzubringen. Hierbei tragen die Mangan-Ionen mit ihren  $4s^2$ -Elektronen zur Bindung bei, so daß mit jedem  $\text{Mn}^{2+}$ -Ion ein Loch eindotiert wird. Durch diese gleichzeitige elektrische und magnetische Dotierung wird es möglich, schon mit geringen Mangan-Konzentrationen im Bereich einiger Prozent Halbleiter herzustellen, die unterhalb einer kritischen Temperatur  $T_c$  ferromagnetisch ordnen.

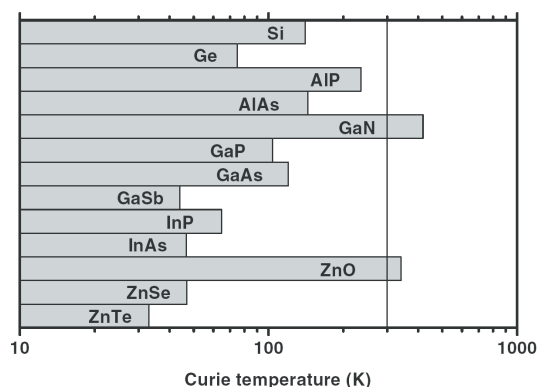


Abbildung 11.1: Berechnete Curie-Temperaturen unterschiedlicher p-dotierter Halbleiter unter der Annahme einer Mangan-Dotierung von  $x = 0,05$  und einer Lochdichte von  $\rho_h = 3,5 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ . Nach Referenz [170].

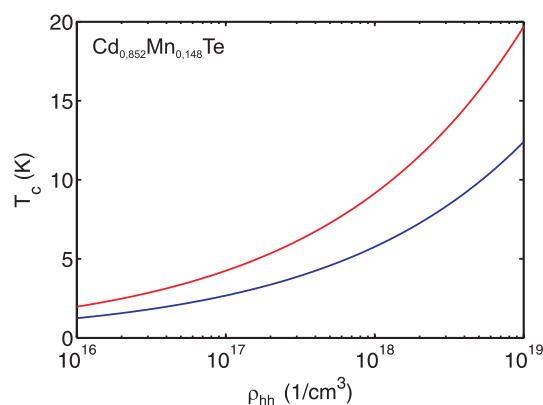


Abbildung 11.2: Im Rahmen der RKKY-Theorie berechnete Curie-Temperaturen eines  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Halbleiters. Dargestellt sind die Ergebnisse unter der Annahme einer verschwindenden (rot) und einer maximalen (blau) Schwerlochaufspaltung.

So konnten Akiba et al. zeigen, daß die Kopplung zwischen zwei ferromagnetischen GaMnAs-Schichten, die durch eine nicht-magnetische AlGaAs-Schicht getrennt sind, eine Funktion der Schichtdicke und des Aluminiumgehalts der nicht-magnetischen Schicht ist [172]. Die Autoren gehen davon aus, daß die magnetische Kopplung der ferromagnetischen Schichten in diesen Proben durch die in den nicht-magnetischen Schichten befindlichen Löchern vermittelt wird und vermuteten, daß durch externe Manipulation mit elektrischen Feldern oder durch optische Anregung eine starke Beeinflussung der magnetischen Eigenschaften dieser Strukturen möglich sein sollte.

Ein Beispiel für die elektrische Manipulation ist in der Tat die von Ohno et al. beschriebene Verschiebung der Curie-Temperatur einer in einen Feldeffekt-Transistor eingebetteten InMnAs-Quantentopfstruktur um 1 K durch Anlegen einer Gate-Spannung von 125 V [173]. Ebenso ist die transiente optische Manipulation von ferromagnetischen Halbleitern durchaus möglich, wie Untersuchungen von Oiwa et al. [174] und Mitsumori et al. [175] zeigen. So orientiert sich die Magnetisierung der ferromagnetischen Domänen in den von Mitsumori et

al. untersuchten GaMnAs-Proben aufgrund von Gitterfehlpassungen zwischen der magnetischen Schicht und dem Substrat in der Probenebene. Durch optische Anregung senkrecht zur Probenoberfläche wird eine Spinpolarisation und somit eine Magnetisierung angeregt, die senkrecht zur Magnetisierung der ferromagnetisch ordnenden Mangan-Ionen orientiert ist. Durch zeitaufgelöste Messung der Kerr-Rotation der Proben kann die photo-induzierte Rotation der Magnetisierung aus der Schichtebene und die anschließende Relaxation auf Zeitskalen bis zu 100 ps untersucht werden.

Eine weitere Methode, Einfluß auf die Ordnung des Spinsystems magnetischer Ionen zu nehmen, besteht darin, die Probenstruktur derart zu gestalten, daß optisch induzierte Ladungsträger in der Nähe der magnetischen Ionen akkumuliert werden. Beispiele hierfür sind InMnAs/GaSb-Heterostrukturen, bei denen es an den Grenzschichten von InMnAs und GaSb zur Ausbildung interner elektrischer Felder kommt, welche die optisch generierten Elektronen und Löcher separieren und deren Rekombination unterdrücken [176]. Durch die besondere Struktur der Proben werden die photo-induzierten Löcher in der Nähe der Grenzschicht der Heterostruktur angehäuft und tragen so zur ferromagnetischen Kopplung der Ionen bei. Die Autoren berichten, daß bei Temperaturen  $T < 35$  K in den untersuchten Proben nach optischer Anregung mit einer Halogenlampe eine ferromagnetische Ordnung beobachtet werden kann, die selbst nach dem Ausschalten der Strahlungsquelle bestehen bleibt. Erst durch Erhöhung der Umgebungstemperatur über  $T > 35$  K ist in SQUID-Messungen ein Übergang in eine paramagnetische Ordnung nachweisbar.

Entsprechende Strukturen zur Akkumulation von Ladungsträgern können auch in II-VI-Halbleitern realisiert werden, wie Boukar et al. [177] aufzeigen. Hierbei werden beispielsweise  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Quantentöpfe in CdMgZnTe-Barrieren eingebettet, die die durch zusätzliche elektrische Dotierung p-i-p- und p-i-n-Strukturen ausbilden und die optisch generierten Ladungsträger im Bereich der intrinsischen Schichten anhäufen. Die Autoren finden in ihren Untersuchungen hierbei sowohl eine Abhängigkeit der magnetischen Ordnung von der an die Strukturen angelegten Vorspannung als auch von der optischen Anregung und führen die beobachtete ferromagnetische Ordnung auf den starken Einfluß des akkumulierten 2D-Lochgases zurück.

## 11.2 Eigene experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt stellen wir unsere experimentellen Ergebnisse zur Anregungsdichtabhängigkeit der Spinquantenschwebungen in Mangan dotierten CdTe-Halbleitern vor. Ziel dieser Untersuchungen ist es nicht, den optisch induzierten Ferromagnetismus der Proben nachzuweisen, vielmehr wollen wir mit den Methoden der optischen Ultrakurzzeit-Spektroskopie die Modifikationen der Kopplungsstärke bei optischer Anregung untersuchen, um ein Verständnis für die dynamischen Vorgänge und deren charakteristische Zeitkonstanten zu erhalten. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Fragestellung, wie schnell ein zuvor paramagnetisches Material durch externe Manipulation in einen ferromagnetischen Zustand gebracht werden kann und wie sich die Magnetisierung der Probe hierbei zeitlich entwickelt.

## 11.2.1 Anregungsdichteabhängigkeit der Schwebungsfrequenzen

Für eine erste Überprüfung des Einflusses der optisch erzeugten Ladungsträgerdichte auf die Kopplung der Mangan-Ionen untersuchen wir die zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei einer Temperatur von  $T = 9,3\text{ K}$  und einem Magnetfeld von  $B = 4\text{ T}$ . Das Magnetfeld und die Temperatur werden dabei so gewählt, daß die Mangan-Spins nicht komplett ausgerichtet sind, so daß man einen möglichen Übergang zum Ferromagnetismus durch den dabei auftretenden Übergang in die Sättigungsmagnetisierung direkt nachweisen könnte. Die optische Anregung und Abfrage erfolgt zentral am 1s-hh-Exziton bei  $\lambda_c = 773\text{ nm}$  mit einer Halbwertsbreite der optischen Anregung von  $5\text{ nm}$ , wobei bei fester Abfrageleistung die Anregungsdichte von  $0, 1, 3, 3 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$  variiert wird.

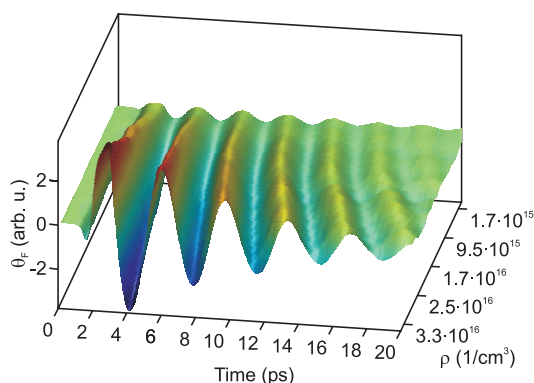


Abbildung 11.3: Zeitaufgelöste Meßdaten der Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei einer Temperatur von  $T = 9,3\text{ K}$  und einem Magnetfeld von  $B = 4\text{ T}$ . Man erkennt deutlich, daß mit steigender Anregungsdichte die Frequenzen der Schwebungen deutlich abnehmen, während die Stärke der Faraday-Rotation zunimmt.

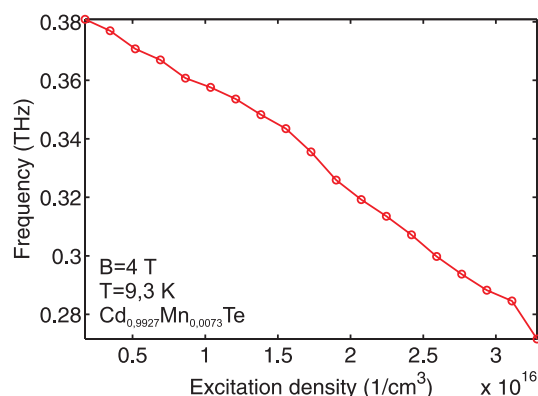


Abbildung 11.4: Aus den zeitaufgelösten Meßdaten extrahierte Anregungsdichteabhängigkeit der in Abbildung (11.3) dargestellten Schwebungsfrequenzen der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. Man erkennt eine lineare Abnahme der Frequenzen mit steigender Anregungsdichte.

In Abbildung (11.3) sind die zeitaufgelösten Transienten der Faraday-Rotation in Form einer dreidimensionalen Darstellung abgebildet. Man erkennt mit zunehmender Anregungsdichte eine deutliche Erhöhung der Faraday-Rotationsamplitude und eine Abnahme der Schwebungsfrequenzen. Details zu diesen Befunden können Referenz [178] entnommen werden.

Man kann also selbst bei vergleichsweise geringen optischen Anregungsdichten, eine Beeinflussung der Schwebungsfrequenzen feststellen. Es stellt sich die Frage nach dem Ursprung dieser Anregungsdichteabhängigkeit. Zum einen könnte es sich um einen thermischen Effekt handeln, da mit steigender optischer Leistung zunehmend mehr Energie im Halbleiter deponiert wird, die zu einer Erhöhung der Gittertemperatur und damit zu einer Abnahme der Schwebungsfrequenzen führen kann. Allerdings kann man nicht ausschließen, daß es sich bei der beobachteten Abnahme der Schwebungsfrequenzen um einen "echten" anregungsdichteabhängigen Effekt handelt. Um den Ursprung der Frequenzreduktion genauer zu untersuchen, wurden von uns weitere Experimente durchgeführt, auf die wir im folgenden eingehen wollen.



### 11.2.2 Laterale Leistungsverteilung

Die in Abbildung (11.4) dargestellten Messungen weisen eine starke Abhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenzen von der eingestrahlt optischen Leistung auf, für die wir der Einfachheit halber zunächst  $\omega(P) = \omega_0 - \alpha P$  annehmen wollen, wobei wir mit  $\alpha P$  der anregungsdichteabhängigen Reduktion der Schwebungsfrequenzen Rechnung tragen.

Berücksichtigt man, daß der Laserstrahl eine laterale Energieverteilung aufweist, so ergibt sich auf der Probe eine Leistungsverteilung, die starke räumliche Schwankungen aufweisen kann. Als Grundlage für unseren weiteren Betrachtungen wollen wir annehmen, daß die laterale Leistungsverteilung auf der Probe durch ein zweidimensionales Gauß-Profil, wie es in Abbildung (11.5) als Ergebnis unserer Rechnungen dargestellt ist, beschrieben werden kann.

Durch die starke Abhängigkeit der Schwebungsfrequenz von der eingestrahlt Leistung sollte sich entsprechend eine räumliche Verteilung der Frequenzen einstellen und wir erwarten im Bereich der höchsten Intensitäten die geringsten Frequenzen, während in den Randzonen des Laserprofils mit den geringsten Intensitäten und somit mit den höchsten Frequenzen zu rechnen ist. Führt man eine räumliche Beschränkung der Anregung auf den hochenergetischen Anteil der Laserstrahlung durch (siehe Abbildung (11.6)), so würde man die hochfrequenten Schwebungsanteile abschneiden und die gemessene mittlere Schwebungsfrequenz insgesamt geringer ausfallen.

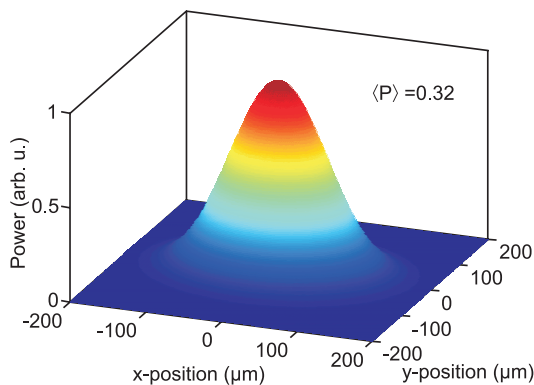


Abbildung 11.5: Durch das Fokussieren des pump-Strahles wird die Probe mit einer Gauß-förmigen lateralen Leistungsverteilung angeregt. Hohe Anregungsdichten führen hierbei zu niedrigen Schwebungsfrequenzen, während geringe Anregungsdichten zu hohen Schwebungsfrequenzen führen.

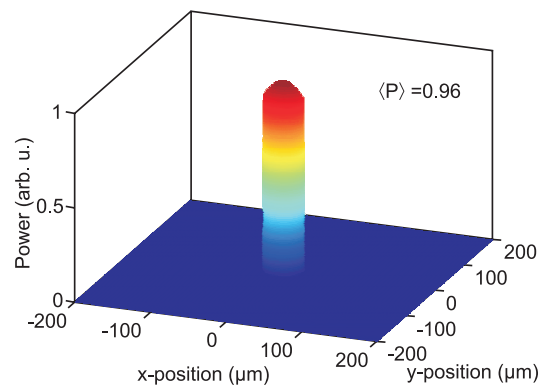


Abbildung 11.6: Durch Einschränkung der lateralen Verteilung mit einer Maske kann man die mittlere Anregungsdichte erhöhen, so daß die gemessene mittlere Schwebungsfrequenz geringer ausfällt verglichen mit der nicht räumlich beschränkten optischen Anregung.

Die räumliche Beschränkung kann durch eine Lochmaske (sog. Pinhole) mit einem Durchmesser von  $50 \mu\text{m}$  erzielt werden, die direkt auf die Probe im Brennpunkt des pump- und des probe-Strahls aufgebracht wird. Die hierdurch eingeschränkte Leistungsverteilung auf der Probe können wir nun ebenfalls leicht berechnen (siehe Abbildung (11.6)). Berechnet man die Leistungsverteilung der beiden Konfigurationen über die Probenfläche unter Berücksichtigung einer unteren Grenze der Anregungsleistung von 5 %, so erhält man für den experimentellen Aufbau mit dem maskierten Anregeprofil eine um den Faktor drei

## Vorläufige Untersuchungen - optisch induzierter Ferromagnetismus

höhere mittlere optische Anregungsleistung. Entsprechend erwarten wir für die detektierten Schwebungsfrequenzen der maskierte Probe deutlich niedrigere Schwebungsfrequenzen als für die unmaskierte Probe.

Zur Durchführung dieser Messungen wird eine Probe teilweise mit einer Maske abgedeckt und es werden zwei Meßreihen aufgenommen, wobei im ersten Fall die Strahlung durch die Maske geht, während im zweiten Fall die Probe lateral verschoben wird, und die Messungen in einem unmaskierten Bereich durchgeführt werden.

In Abbildung (11.7) sind die zeitaufgelösten Transienten der Spinquantenschwebungen mit und ohne Maske dargestellt. Man erkennt wie bereits bei den vorherigen Messungen eine Abnahme der Frequenzen mit steigender Leistungsdichte, die allerdings für die Messungen im maskierten Bereich der Probe ein wenig stärker ausfällt. Weiterhin finden wir bei den Messungen im maskierten Bereich generell niedrigere Frequenzen, was gut zu der bereits beschriebenen Abhängigkeit der Schwebungsfrequenzen von der Leistungsdichte paßt. Eine Änderung der Spindephasierungszeiten mit der Anregungsdichte können wir jedoch in beiden Meßreihen nicht feststellen. Der beschriebene stärkere Abfall der Frequenzen im maskierten Bereich kann unserer Meinung nach als ein Indiz für einen echten Ladungsträgerdichteinfluß gewertet werden.

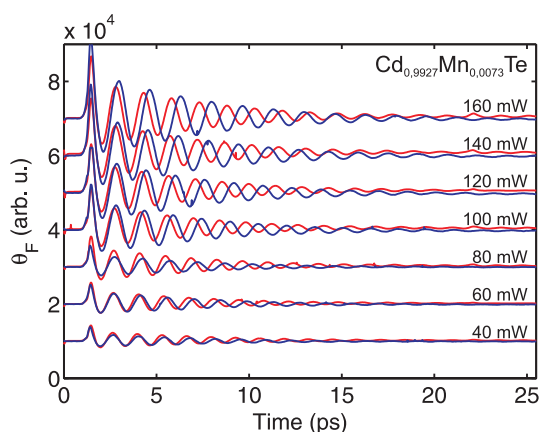


Abbildung 11.7: Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe aus dem maskierten (blau dargestellt) und dem unmaskierten (rot dargestellt) Bereich der Probe. Man erkennt bei beiden Meßreihen eine Abnahme der Spinquantenschwebungsfrequenz mit steigender Leistung. Allerdings sind die Frequenzen der unmaskierten Probe generell höher, als die der maskierten Probe. Zur Skalierung sind die Amplituden der Spinquantenschwebungen aus dem maskierten Bereich der Probe mit dem Faktor 20 multipliziert worden.

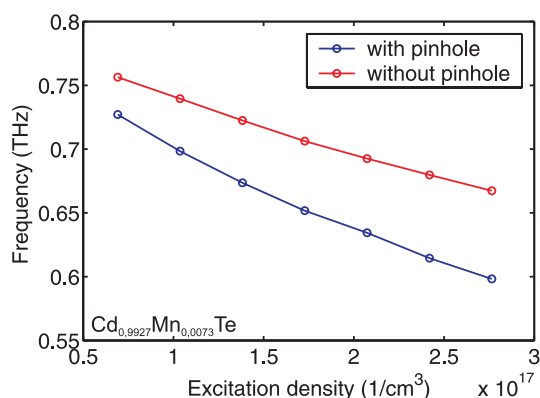


Abbildung 11.8: Die Auswertung der Spinquantenschwebungsfrequenzen zeigt, daß in beiden Meßreihen mit steigender Anregungsdichte eine Abnahme der Frequenzen auftritt, die allerdings für die maskierte Probe stärker ausfällt als für die unmaskierte. Generell finden wir im gesamten Leistungsbereich im maskierten Bereich der Probe niedrigere Frequenzen als im unmaskierten Gebiet.

Die thermische Anregung im maskierten Bereich erfolgt mit der höchsten Leistungsdichte und ist hierbei sehr stark räumlich begrenzt. Sollten einzig thermische Effekte Ursache der beobachteten Reduktion der Frequenzen sein, so würde man erwarten, daß die thermische Diffusion bei diesen Messungen weitaus stärker erfolgt, als bei den unmaskierten Messun-

gen. Die schnellere Diffusion wiederum führt zu einer beschleunigten Thermalisierung und somit zu einer schnelleren Abnahme der Gittertemperatur. Dies wiederum würde bereits während der Relaxation zu einer Erhöhung der Schwebungsfrequenzen führen, die wir experimentell nicht nachweisen konnten.

### 11.2.3 Elektrische Dotierung der Proben

Um den Einfluß der Ladungsträgerdichte auf die Spinquantenschwebungen eindeutig nachweisen zu können, ist die Untersuchung der Leistungsabhängigkeit der Frequenzen alleine nicht ausreichend, da mit steigender Anregungsdichte sowohl die Ladungsträgerdichte als auch die thermischen Einflüsse zunehmen. Aus diesem Grund wurden zwei Proben mit identischer Mangan-Konzentration hergestellt, von denen eine durch Einbringen von Jod n-dotiert wurde. Hierdurch erzielt man eine Art "Vorspannung" der Dichteabhängigkeit, was die eindeutige Identifizierung einer Dichteabhängigkeit ermöglicht.

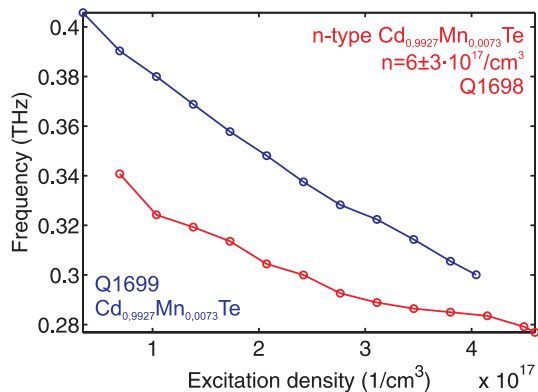


Abbildung 11.9: Aus zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen von elektrisch dotierten und undotierten  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Halbleiterproben bestimmte Dotierungsabhängigkeit der Schwebungsfrequenzen. Man erkennt die deutliche Verschiebung der Frequenzen aufgrund der zusätzlichen Ladungsträgerdichte.

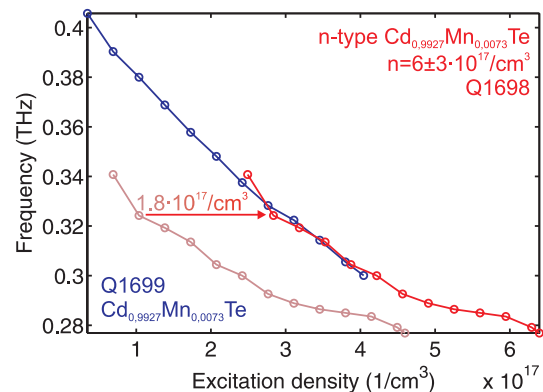


Abbildung 11.10: Durch Verschieben der Meßdaten der elektrisch dotierten Probe und Überlagerung mit der undotierten Probe kann man ein grobes Maß für die effektive Größe der elektrischen Dotierung bestimmen.

In Abbildung (11.9) sind die aus den zeitaufgelösten Messungen bestimmten Schwebungsfrequenzen der elektrisch undotierten (Q1699) und dotierten (Q1698) Probe gegen die Anregungsdichte aufgetragen. Neben der generellen Tendenz abnehmender Schwebungsfrequenzen mit steigender Anregungsdichte erkennt man bei identischen Anregungsdichten einen wesentlichen Unterschied der Frequenzen, den wir nun eindeutig auf den Einfluß der itineranten Ladungsträger, seien sie nun dotiert oder optisch angeregt, zurückführen können. Verschiebt man nun die gemessene Abhängigkeit der Frequenzen von der Anregungsdichte so lange, bis diese auf der Abhängigkeit der undotierten Probe zu liegen kommt, erhält man ein Maß für die durch die Dotierung zur Verfügung stehenden Ladungsträger (siehe Abbildung (11.10)). Auf diese Art bestimmen wir die Dotierung der Probe zu  $1,8 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$ , was unter der Berücksichtigung des Ausfrierens von Störstellen recht gut zu der nominellen elektrischen Dotierung von  $6 \pm 3 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$  paßt. Weiterhin ändert sich ab einer Leistungsdichte von ca.  $4 \cdot 10^{17} / \text{cm}^3$  der Verlauf der Frequenzänderung mit der Anregungsdichte, und

es scheint eine Abnahme der Dichteabhängigkeit einzutreten.

### 11.2.4 Hochenergetische Anregung

Um das Frequenzverhalten der Spinquantenschwebungen bei noch höheren Anregungsdichten zu untersuchen, kommt anstelle des bisher verwendeten Lasersystems mit einer Repetitionsrate von 82 MHz (siehe Tabelle (6.1)) für die weiteren Untersuchungen das regenerative Lasersystem (siehe Abschnitt (6.2)) mit einer Pulswiederholrate von 1 kHz zum Einsatz. Zum einen ermöglicht dieser Wechsel des Lasersystems wesentlich höhere Anregungsdichten in den zu untersuchenden Proben und zum anderen reduziert man durch die niedrigere Pulsrate störende kumulative thermische Effekte durch das Aufheizen der Probe. Weiterhin wird durch den angeschlossenen parametrischen Oszillator der Frequenzbereich der optischen Strahlung erweitert, so daß wir neben den niedrig dotierten Proben nun die Leistungsdichteabhängigkeit in der hochdotierten  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe untersuchen können, da die Bandlücke dieser Halbleiter stark mit der Dotierung ansteigt.

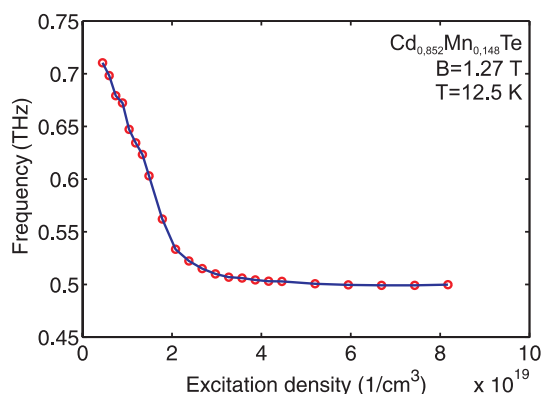


Abbildung 11.11: Frequenzen der in Abbildung (10.18) dargestellten zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe für ein Magnetfeld von  $B = 1,27\text{ T}$  und eine Temperatur von  $T = 12,5\text{ K}$ . Man erkennt eine deutliche Änderung der Anregungsdichteabhängigkeit der Schwebungsfrequenzen, die für Werte jenseits von  $2 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  in ein festes Niveau einmünden.

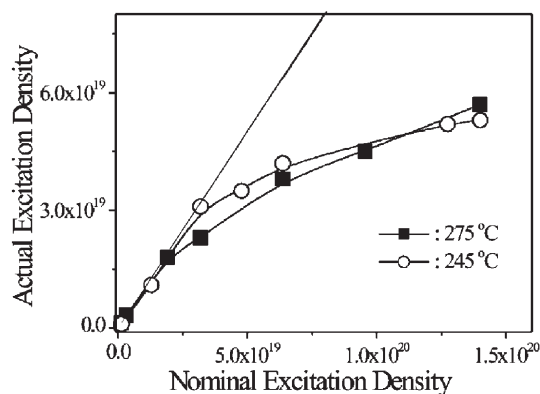


Abbildung 11.12: THz- und optische Transmissionsmessungen an LT-GaAs weisen eine deutliche Abweichung der effektiven Absorption von der erwarteten linearen Abhängigkeit auf, die möglicherweise trotz steigender Anregungsleistung keine wesentliche Erhöhung der Ladungsträgerdichte in den untersuchten CdMnTe-Halbleitern zuläßt. Die Abbildung wurde Referenz [179] entnommen.

In Abbildung (10.18) haben wir bereits zeitaufgelöste Transienten der Spinquantenschwebungen eines  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Halbleiter für ein Magnetfeld von  $B = 1,27\text{ T}$  und eine Temperatur von  $T = 12,5\text{ K}$ , bei gleichzeitiger Variation der Anregungsdichte von  $4 \cdot 10^{18}$ - $8 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ , vorgestellt. Die entsprechenden Schwebungsfrequenzen der Daten sind in Abbildung (11.11) dargestellt. Ab einer Anregungsdichte von ca.  $2 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  beobachten wir eine starke Änderung der Dichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenzen. Eine weitere Steigerung der Anregungsdichte scheint beinahe keinen Einfluß mehr auf die Frequenz zu haben.

Allerdings stellt sich an dieser Stelle sofort die Frage, ob die optische Anregung wirklich zu der berechneten Ladungsträgerdichte führt. So zeigen Transmissionsexperimente mit opti-

scher und THz-Strahlung an LT-GaAs-Proben von Segsneider et al. [179], daß im Bereich von Anregungsdichten jenseits von  $2,5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  starke Abweichungen von der linearen Absorption auftreten, welche die Autoren auf eine Abnahme der Absorptionskoeffizienten im Bereich der Bandkante u. a. aufgrund der Auffüllung der verfügbaren Zustände sowie bedingt durch eine erhöhte Reflektivität durch das Ladungsträgerplasma zurückführen können (siehe Abbildung (11.12)).

Die von uns experimentell gefundene Reduktion der Schwebungsfrequenzen läßt uns schließen, daß mit steigender Anregungsdichte eine Reduktion der Magnetisierung eintritt, die auf den Einfluß thermischer und dichteabhängiger Effekte zurückgeführt werden kann. Anstelle eines anregungsdichteabhängigen Übergangs aus dem paramagnetischen in das ferromagnetische Regime finden wir eine reduzierte paramagnetische Resonanz, die sich ab einer Ladungsträgerdichte von ca.  $10^{19}/\text{cm}^3$  trotz weiterer Erhöhung der optischen Anregungsleistung nur noch wenig ändert. Dieser Befund wird bei einem Vergleich der im Rahmen der abgeschirmten RKKY-Wechselwirkung berechneten Magnetisierung mit den experimentellen Daten besonders deutlich.

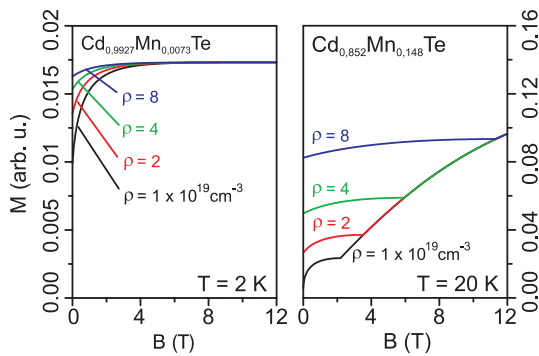


Abbildung 11.13: Im Rahmen der abgeschirmten RKKY-Wechselwirkung berechnete Magnetisierung zweier unterschiedlich dotierter magnetischer Halbleiter. Während sich im Bereich tiefer Temperaturen und geringer Dotierungen eine vergleichsweise geringe Ladungsträgerdichteabhängigkeit ergibt, ist diese bei hochdotierten Proben weitaus ausgeprägter.

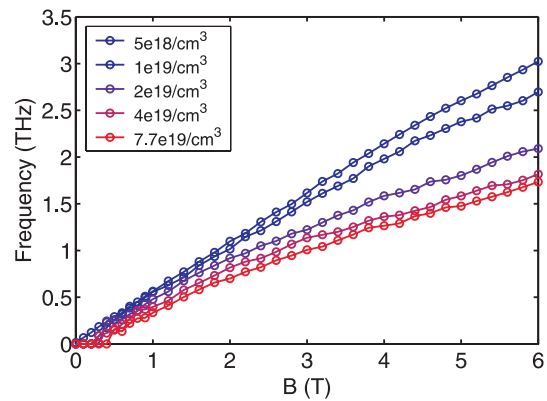


Abbildung 11.14: Experimentell bestimmte Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenzen der  $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe für Magnetfelder im Bereich von  $B = 0 - 6\text{ T}$  bei einer Temperatur von  $T = 12,5\text{ K}$ . Wir finden bei steigender Anregungsdichte eine zunehmende Abnahme der Schwebungsfrequenzen, die auf eine Reduktion der Magnetisierung der Probe zurückgeführt werden kann.

Während die in Abbildung (11.13) dargestellten Ergebnisse der Rechnungen zur abgeschirmten RKKY-Wechselwirkung zumindest für hochdotierte magnetische Halbleiter einen ladungsträgerdichteabhängigen Übergang in einen ferromagnetisch geordneten Zustand vorhersagt, finden wir in den experimentellen Daten in Abbildung (11.14) keinerlei Hinweis auf eine Zunahme der Mangan-Mangan-Kopplung. Vielmehr finden wir auch hier eine stetige Abnahme der Spinquantenschwebungsfrequenzen mit steigender Anregungsdichte, die wir auf die Reduktion der Magnetisierung der Proben unter dem Einfluß der optisch generierten Ladungsträgerdichte und der steigenden Gittertemperatur zurückführen.

### 11.3 Auswertung und Interpretation der Meßdaten

Wie wir bereits festgestellt haben, kann die anregungsdichteabhängige Reduktion der Spinquantenschwebungsfrequenzen durch den formalen Zusammenhang  $\omega(P) = \omega_0 - \alpha P$  beschrieben werden. Allerdings ist in dieser Form eine Trennung in thermische und dichteabhängige Effekte nicht möglich, weshalb wir die folgende Erweiterung wählen:

$$\begin{aligned}\omega(P) &= \omega_0 - \frac{\Delta\omega}{\Delta P}\Delta P - \frac{\Delta\omega}{\Delta T}\frac{\Delta T}{\Delta P}\Delta P, \\ &= \omega_0 - \alpha_P\Delta P - \beta_T\Delta P.\end{aligned}\tag{11.5}$$

Hierbei gehen wir davon aus, daß die Frequenzänderung aufgrund des Einflusses der Anregungsdichte und die Frequenzänderung durch den thermischen Eintrag durch die linearen Koeffizienten  $\alpha_P$  und  $\beta_T$  beschrieben werden können. Diese Näherung scheint zumindest für geringe Anregungsdichten vertretbar zu sein, muß allerdings wie man am Beispiel der Hochanregung nachvollziehen kann (siehe Abbildung (11.11)) für Anregungsdichten jenseits von  $10^{17}/\text{cm}^3$  überdacht werden.

Wir wollen nun mit dem modifizierten Ausdruck für die Änderung der Schwebungsfrequenz mit der Anregungsdichte nach Gleichung (11.5) noch einmal die bereits vorgestellten experimentellen Daten untersuchen. Bei der Untersuchung des Einflusses der lateralen Leistungsverteilung (siehe Abschnitt (11.2.2)) haben wir bereits darauf hingewiesen, daß die gemessene Schwebungsfrequenz als ein Mittelwert über die Gesamtheit der unterschiedlichen Spinquantenschwebungsfrequenzen (die durch die laterale Leistungsverteilung des Laserprofils erzeugt werden) verstanden werden muß. Für den thermischen Einfluß wollen wir annehmen, daß dieser dagegen durch den integralen Wärmeeintrag bestimmt wird. Wir erhalten somit für die laterale Leistungsverteilung:

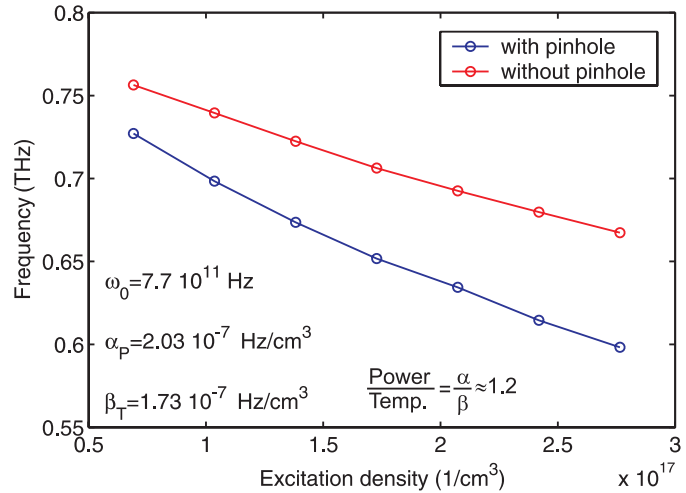
$$\text{ohne Pinhole:} \quad \omega_P = \omega_0 - \alpha_P\Delta\langle P\rangle^{beam} - \beta_T\Delta\int^{beam} P, \tag{11.6}$$

$$\begin{aligned}\text{mit Pinhole:} \quad \omega_P &= \omega_0 - \alpha_P\Delta\langle P\rangle^{pinhole} - \beta_T\Delta\int^{pinhole} P, \\ &= \omega_0 - c_1\alpha_P\Delta\langle P\rangle^{beam} - c_2\beta_T\Delta\int^{beam} P.\end{aligned}\tag{11.7}$$

Folglich müssen wir vor der Anpassung der experimentellen Daten mit Gleichung (11.5) jeweils die mittlere und die integrale Anregungsleistung des Laserprofils und des maskierten Bereichs berechnen und können so die noch unbekanntenen Konstanten abschätzen

zu:  $c_1 \approx 3.1$  und  $c_2 \approx 0.21$ . Hiermit wird es nun möglich, mit dem Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus die experimentellen Daten wie in Abbildung (11.15) dargestellt mit den obigen Gleichungen (11.6, 11.7) anzupassen.

Abbildung 11.15: Anpassung der experimentellen Daten zur lateralen Leistungsabhängigkeit der detektierten Spinquantenschwebungen mit den Gleichungen (11.6, 11.7). Auch hierbei kommt der iterative Nelder-Mead-Simplex-Algorithmus zum Einsatz, um die Differenzen der modellierten Punkte von den Meßdaten zu minimieren.



Obwohl die Annahme einer linearen Abhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenz von der eingebrachten Temperatur und der optischen Anregungsdichte nicht exakt erfüllt ist, erhält man durch die Anpassung mit den ermittelten Werten für  $\alpha_P = 2,03 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  und  $\beta_T = 1,73 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  ein Verhältnis der unterschiedlichen Beiträge von Leistung/Temperatur  $= \alpha/\beta \approx 1.2$ .

Ein ähnliches Ergebnis erhält man durch Anpassung der Meßdaten der elektrisch dotierten Proben aus Abschnitt (11.2.3), allerdings muß man hierbei berücksichtigen, daß die Annahme einer linearen Abhängigkeit der Koeffizienten sicherlich nicht mehr gegeben ist. Aus diesem Grund werden nur jeweils drei Meßpunkte für die niedrigsten Leistungsdichten angepaßt, wobei wir annehmen, daß die zusätzliche elektrische Dotierung additiv zur optisch induzierten Ladungsträgerdichte eingeht. Das Ergebnis dieser Anpassung liefert entsprechende Werte von  $\alpha_P = 2,76 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  und  $\beta_T = 1,86 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  und somit ein Verhältnis von Leistung/Temperatur  $= \alpha/\beta \approx 1.5$ .

Wir können also feststellen, daß die in unseren experimentellen Daten beobachtete Frequenzänderung zu beinahe gleichen Teilen auf die thermische Anregung der Proben und einen echten ladungsträgerdichteabhängigen Effekt zurückgeführt werden kann. Eine mögliche Ursache für den anregungsdichteabhängigen Effekt kann die von Merkulov et al. [180] beschriebene  $\mathbf{k}$ -abhängige Beimischung von p-artigen Lochwellenfunktionen zu den s-artigen Wellenfunktionen der Elektronen sein, die wir im folgenden genauer darlegen wollen.

Die Autoren untersuchten mittels Spin-Flip-Raman-Streuung die Abhängigkeit der s-d-Austauschkopplung  $N_0\alpha$  von der sog. "confinement energy" in CdMnTe/CdMnMgTe-Quantentopfstrukturen und fanden hierbei mit zunehmender Energie eine Abnahme der s-d-Austauschkonstante, die (nach Aussage der Autoren) bis zu 25% betragen kann. Durch die quantenmechanischen räumlichen Beschränkungen der Quantentopfstrukturen kommt es zu einer Lokalisierung der Wellenpakete der Ladungsträger innerhalb der Quantentöpfe.

Betrachtet man die Zerlegung der Wellenpakete in Bloch-Wellenfunktionen und deren Darstellung in atomare Orbitale, so stellt man fest, daß die Eigenfunktionen der Ladungsträger für  $\mathbf{k} \neq 0$  immer aus einer Kombination von s- und p-artigen Wellenfunktionen bestehen<sup>3</sup>. Betrachtet man beispielsweise die Wellenfunktionen der Elektronen, so findet man mit zunehmendem  $\mathbf{k}$  vermehrt Beimischung von p-artigen Wellenfunktionen. Aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen der s-d- und der p-d-Austauschkonstanten mit den Mangan-Ionen kommt es somit in Quantentopfstrukturen zu einer mit  $\mathbf{k}$  ansteigenden Reduktion der s-d-Austauschkonstante. Gleiches gilt natürlich ebenfalls für die p-d-Austauschkonstante der Löcher mit den Mangan-Ionen.

Gleichwohl die Ergebnisse von Merkulov et al. [180] aus Untersuchungen an Quantentopfstrukturen gewonnen wurden, sind diese auf den vorliegenden Fall von magnetischen Volumenhalbleitern übertragbar. Ursächlich hierfür ist die hohe Anregungsdichte mit der wir die Proben untersuchen. Geht man von parabolischen Bändern aus, so kommt es mit zunehmender Anregungsdichte zu einer Auffüllung der Zustände, so daß mit steigender Anregungsdichte vermehrt Zustände mit zunehmenden  $\mathbf{k}$ -Beiträgen angeregt werden. Aufgrund der Mischung von s- und p-artigen Wellenfunktionen mit den d-Zuständen der Mangan-Ionen führt dies zu einer anregungsdichteabhängigen Reduktion der s-d-Austauschkonstanten. Um dies zu veranschaulichen kann, man die Mischung der Wellenfunktionen im Rahmen der  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Störungsrechnung berechnen und erhält für die  $\mathbf{k}$ -Abhängigkeit der Austauschsterme:

$$\alpha(k) = \alpha_0 \left[ 1 - \frac{\left(\frac{1}{m_e} - \frac{1}{m_0}\right)}{2 E_g} \hbar^2 k^2 \right] + \beta \frac{\left(\frac{1}{m_e} - \frac{1}{m_0}\right)}{2 E_g} \hbar^2 k^2, \quad (11.8)$$

$$\beta(k) = \beta_0 \left[ 1 - \frac{\left(\frac{1}{m_h} + \frac{1}{m_0}\right)}{2 E_g} \hbar^2 k^2 \right] + \alpha \frac{\left(\frac{1}{m_h} + \frac{1}{m_0}\right)}{2 E_g} \hbar^2 k^2. \quad (11.9)$$

Hierbei gehen mit  $\alpha_0$  und  $\beta_0$  die Werte der s-d- und p-d-Austauschkonstanten für  $\mathbf{k} = 0$  ein. Weiterhin geht mit  $m_0$  die Masse des freien Elektrons ein, während mit  $m_e$  und  $m_h$  die effektiven Massen der Elektronen und Löcher im Halbleiter eingehen. Berechnet man nun noch die Auffüllung der Bänder unter der Annahme von Isotropie, so kann man leicht die anregungsdichteabhängige Reduktion der s-d-Austauschkonstante der Elektronen mit den Mangan-Ionen berechnen.

In Abbildung (11.16) sind sowohl Meßdaten, als auch theoretische Ergebnisse zur Anregungsdichteabhängigkeit der elektronischen Austauschkonstante dargestellt. Die Darstellung der gemessenen Daten wurde mit den zuvor angepaßten Parametern  $\alpha_P = 2,03 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  und  $\omega_0 = 7,7 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$  für den untersuchten Dichtebereich mit der Gleichung  $\omega(n) = \omega_0 - \alpha_P n(P)$  berechnet. Weiterhin wurde die Dichteabhängigkeit im Rahmen eines

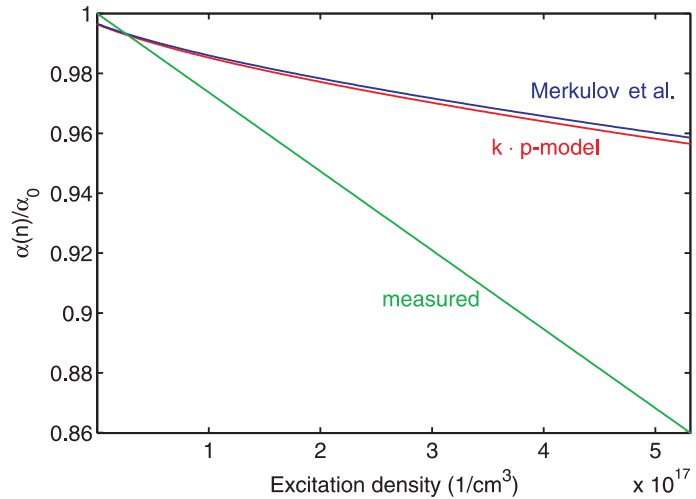
---

<sup>3</sup>Untersucht man die Zerlegung eines solchen Wellenpaketes in Bloch-Wellenfunktionen, so gehört zu jeder Wellenfunktion ein Energiewert. Der Mittelwert der Bloch-Wellenfunktionen stellt gerade die oben beschriebene confinement energy dar. Folglich gibt es einen engen Zusammenhang zwischen der Lokalisierungsenergie eines Ladungsträgers in einer Quantentopfstruktur und seiner kinetischen Energie und somit dem  $\mathbf{k}$ -Vektor der Wellenfunktionen.



störungstheoretischen  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Ansatzes berechnet und zum Vergleich die Dichteabhängigkeit mit dem von Merkulov et al. vorgeschlagenen Modell verglichen. Der wesentliche Unterschied der beiden Ansätze besteht darin, daß Merkulov et al. neben dem Mischen der s- und p-artigen Wellenfunktionen zusätzlich noch die Spin-Bahn-Kopplung in ihren Berechnungen berücksichtigen.

Abbildung 11.16: Anregungsdichteabhängigkeit der s-d-Austauschkonstante der Elektronen. Die Abhängigkeit der gemessenen Daten wird mit den zuvor angepaßten Parametern  $\alpha_P = 2,03 \cdot 10^{-7} \text{ Hz/cm}^3$  und  $\omega_0 = 7,7 \cdot 10^{11} \text{ Hz}$  durch  $\omega_n = \omega_0 - \alpha_P n(P)$  berechnet und ist in grüner Farbe dargestellt. Mit dem von Merkulov et al. [180] entwickelten Modell ergibt sich der in blauer Farbe dargestellte Verlauf, während die  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ -Störungstheorie zu der in roter Farbe dargestellten Abhängigkeit der elektronischen Austauschkonstante von der Anregungsdichte führt.



Man erkennt in Abbildung (11.16) für die im Rahmen der beiden Theorien ermittelte s-d-Austauschkonstante eine eindeutige Abnahme mit steigender Anregungsdichte, die allerdings verglichen mit den experimentellen Ergebnissen geringer ausfällt. Eine mögliche Quelle der Abweichungen könnte die mit der optischen Anregung verbundene Erwärmung der Proben sein, die einen starken Einfluß auf die Besetzung der Zustände hat. In den in Abbildung (11.16) dargestellten Rechnungen wurde allerdings angenommen, daß die Gittertemperatur nicht durch die optische Anregung beeinflusst wird. Würde man die effektive Erwärmung der Proben berücksichtigen, so würde sich eine bessere Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen Daten erzielen lassen.

## 11.4 Fazit

Zusammenfassend können wir feststellen, daß die vorliegenden Ergebnisse eine instantane Modifikation der s-d- und der p-d-Austauschkopplung noch während der optischen Anregung nahe legen, die auf die Mischung von s- und p-artigen atomaren Wellenfunktionen zurückgeführt werden kann und immer zu einer Reduktion der Austauschwechselwirkung angeregter Ladungsträger mit den Mangan-Ionen führt. Dieses Ergebnis wird durch die von Merkulov et al. durchgeführten nicht zeitaufgelösten Untersuchungen an Quantentopfstrukturen mittels Spin-Flip-Raman-Spektroskopie und die vorliegenden zeitaufgelösten pump/probe-Messungen untermauert.

Dieses Ergebnis ist im Hinblick auf eine optische Manipulation der magnetischen Eigenschaften magnetisch dotierter Halbleiter und hier speziell auf den optisch induzierten Ferromagnetismus von besonderem Interesse. Um eine ferromagnetische Ordnung zu erzielen, sind wie bereits dargelegt, hohe Ladungsträgerdichten notwendig, welche die RKKY-

Wechselwirkung zwischen den Mangan-Ionen vermitteln. Von besonderer Bedeutung ist hierbei die Stärke des Austauschs zwischen den delokalisierten Ladungsträgern und den lokalisierten Mangan-Ionen, da diese quadratisch in die RKKY-Wechselwirkung eingeht (siehe Gleichung (11.4)). Somit könnte eine Steigerung der Anregungsdichte zwar einerseits möglicherweise zur Ausbildung einer ferromagnetischen Ordnung bedingt durch die RKKY-Wechselwirkung führen, allerdings wirkt dieser Ordnung andererseits die anregungsdichteabhängige Reduktion der  $sp-d$ -Austauschkonstanten entgegen.

Eine ferromagnetische Ordnung der Spins können wir in den von uns untersuchten Proben nicht feststellen, was wir darauf zurückführen, daß die aufgrund der optischen Anregung erzeugte Ladungsträgerdichte in unseren Experimenten zu niedrig ist, um die kritische Temperatur der Halbleiter in einen experimentell zugänglichen Bereich zu bringen.

Weiterhin stellt sich die Frage, ob die Anwendung der “virtual crystal approximation” und der Molekularfeldnäherung wirklich gültig ist, da die  $\delta$ -Peak-artigen Potentiale der Mangan-Ionen zu einer starken Störung der Bandstruktur der Halbleiter führen. So finden Schliemann et al. [181] im Rahmen von Monte-Carlo-Rechnungen zur Ausbildung der ferromagnetischen Kopplung in III-V-Halbleitern aufgrund räumlicher Fluktuationen und Korrelationen der Magnetisierung deutlich geringere Curie-Temperaturen als Rechnungen basierend auf der Molekularfeldnäherung nahe legen. Weiterhin können wir anhand unserer Ergebnisse aufzeigen, daß auch die anregungsdichteabhängige Reduktion der Austauschkonstanten einer ferromagnetischen Ordnung entgegenwirken, was die für eine ferromagnetische Ordnung der Spins notwendigen Ladungsträgerdichten weiter erhöhen und die Curie-Temperaturen absenken würde.

Für die weitere Untersuchung von Korrelationseffekten der Spins lokalisierter magnetischer Ionen und deren Einfluß auf die Spindephasierung itineranter Ladungsträger empfiehlt es sich, auf die von Boukar et al. [177] beschriebenen Strukturen zurückzugreifen, welche die notwendigen Ladungsträgerdichten durch Trennung und Akkumulation der optisch generierten Ladungsträger erzielen. Insbesondere stellt sich die Frage, ob man in solchen Probenstrukturen die zeitliche Entwicklung der ferromagnetischen Ordnung steuern und untersuchen kann. Denkbar wären beispielsweise Experimente, bei denen in Proben auf elektrischem Wege eine “Vorspannung” der Ladungsträgerdichte erzielt wird und durch eine zusätzliche optische Anregung die ferromagnetische Ordnung gezielt “gestartet” und zeitaufgelöst abgetastet werden könnte.

## 12 Zusammenfassung

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Spindephasierung optisch angeregter itineranter Ladungsträger in magnetisch dotierten Volumenhalbleitern mit Methoden der zeitaufgelösten magneto-optischen Ultra-Kurzzeit-Spektroskopie untersucht und eine theoretische Beschreibung der Spindephasierung entwickelt, die ein hohes Maß an Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen aufweist.

Beim untersuchten Material  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  handelt es sich um einen sog. magnetischen Halbleiter, der die elektronischen Eigenschaften eines Halbleiters mit den magnetischen Eigenschaften eines Paramagneten vereint. Bedingt durch die starke sp-d-Austauschwechselwirkung zwischen den Spins der lokalisierten magnetischen Ionen und denen der optisch angeregten itineranten Ladungsträger, kommt es zur Ausbildung vieler neuer, bisher unbekannter, aber auch zur Modifikation bereits bekannter Effekte. Die Wirkungsweise der sp-d-Austauschkopplung in magnetischen Halbleitern kann stark vereinfacht gesprochen als eine Art "Verstärker" verstanden werden, der unter anderem zu einer Intensivierung all solcher Effekte führt, die durch Magnetfelder, seien sie externer oder interner Natur, bedingt sind.

Durch diese starke Resonanz auf externe Magnetfelder kommt es in magnetischen Halbleitern zu einer starken Überhöhung der Zeeman-Aufspaltung, so daß eine getrennte Beobachtung der ansonsten entarteten Spinzustände möglich wird. Die Methode der Wahl zur Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der energetisch aufgespaltenen Spinzustände ist die Detektion der zeitaufgelösten Spinquantenschwebungen der Ladungsträger, die das zeitaufgelöste Analogon zur Detektion des Hanle-Effektes in Gasen darstellt. Hierfür kam ein magneto-optischer Detektionsaufbau zum Einsatz, der es ermöglichte, die zeitliche Entwicklung der Komponenten der transienten Magnetisierungen der im Magnetfeld präzedierenden Ladungsträgerspins zu erfassen und so Rückschlüsse auf die Lebensdauer der angeregten Zustände zu schließen.

Da die so bestimmten Dephasierungszeiten der detektierten Transienten der Spinquantenschwebungen eine starke Abhängigkeit von den externen Parametern wie der Temperatur, dem Magnetfeld und der magnetischen Dotierung aufweisen, war es ein Ziel dieser Arbeit, eine systematische Untersuchung der gefundenen Abhängigkeiten durchzuführen, um so eine möglichst breite Datenbasis für die weitere theoretische Untersuchung der gefundenen Ergebnisse zu schaffen. Im Zuge dieser Untersuchungen gelang uns unter anderem der erste experimentelle Nachweis der oszillatorischen Signaturen von kohärenten Lochspinquantenschwebungen in magnetisch dotierten Halbleitern.

Obwohl magnetisch dotierte Halbleiter bereits seit mehr als 30 Jahren experimentell untersucht werden, konnten unsere experimentellen Befunde zur Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger durch keines der etablierten Modelle zur Beschreibung der Spindephasierung, sei es in magnetisch dotierten oder in undotierten Halbleitern, beschrieben

## Zusammenfassung

---

werden. Aus diesem Grund wurde ausgehend vom Gedanken, daß lokale Fluktuationen der Magnetisierung der magnetischen Ionen einen starken Einfluß auf die Lebensdauer der itineranten Spins haben, ein neues Modell entwickelt.

Dieses Modell beruht auf der Adaption einer Beschreibung der Spindephasierung, die im Rahmen von Kernresonanzexperimenten entwickelt wurde und der Orientierung der Störungen der Magnetisierung in bezug zur Orientierung der Spins der itineranten Ladungsträger besonders Rechnung trägt. Durch die konsequente Ableitung quantitativer Ausdrücke für die Stärke der Magnetisierungsfluktuationen unter Berücksichtigung quantenmechanischer Fluktuationen gelang es uns, eine einfache Beschreibung für die Spindephasierung optisch angeregter Elektronen und Löcher in magnetischen Halbleitern in Abhängigkeit von der Temperatur, dem Magnetfeld und der Mangan-Dotierung zu formulieren.

Die im Rahmen unseres Modells berechneten Dephasierungszeiten weisen im Bereich geringer Mangan-Konzentrationen ( $x < 4\%$ ) ein hohes Maß an Übereinstimmung mit den experimentellen Daten auf und können die beobachteten Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeiten sehr gut wiedergeben. Für noch höhere Konzentrationen der Mangan-Ionen treten zunehmend Abweichungen der berechneten Dephasierungszeiten von den experimentellen Daten auf, die allerdings immer noch eine qualitative Aussage über das Verhalten der Spindephasierung erlauben. So reproduziert unser Modell unter anderem den experimentell für alle Proben gefundenen, an sich nicht direkt einsichtigen Befund, zunehmender Spinlebenszeiten mit steigender Temperatur, der allgemein als "motional narrowing" bezeichnet wird.

Da das von uns vorgestellte Modell ohne wahlfreie Parameter auskommt und die zur Berechnung der Spindephasierungszeiten notwendigen Größen der Literatur entnommen oder experimentell bestimmt werden können, ist der hohe Grad an Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen beachtlich. Weitere Verfeinerungen des Modells könnten zu einer weiteren Steigerung der Übereinstimmung vor allem im Bereich hoher Mangan-Konzentrationen führen, jedoch würde dies unserer Meinung nach den Rahmen des vorgestellten Modells sprengen. Wir verstehen unsere theoretische Untersuchung zur Spindephasierung vielmehr als einen Startpunkt für eine nun durchzuführende exakte quantenmechanische theoretische Untersuchung der Spindephasierung optisch angeregter Ladungsträger in magnetischen Halbleitern.

Weitere Untersuchungen müssen nun klären, inwieweit das von uns für die Beschreibung der Spindephasierung in magnetisch dotierten CdTe-Volumenhalbleitern entwickelte Modell auf II-VI-Volumenhalbleiter allgemein und andere magnetisch dotierte Materialien wie z. B. magnetische III-V-Halbleiter vom Typ  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  übertragbar sind, die speziell im Hinblick auf ihre ferromagnetische Ordnung unter dem Einfluß der RKKY-Wechselwirkung und deren möglichen Einfluß auf die Spindephasierung von besonderem Interesse sind.

# 13 Anhang

## 13.1 Berechnung der sp-d-Austausch-Matrizen

Der Hamilton-Operator der durch die Dotierung mit magnetischen Ionen hervorgerufenen sp-d-Austauschwechselwirkung kann durch einen Kondo-artigen Hamilton-Operator  $H_{sp-d}$  beschrieben werden (siehe Abschnitt (3.3)).

$$H_{sp-d} = x \langle S_z \rangle \sigma_z \sum_i J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i).$$

Hierbei erfolgt die Summation über alle Kationen-Gitterplätze  $i$ , während mit  $x$  die Volumenkonzentration der magnetischen Ionen eingeht. Im Rahmen der Luttinger-Theorie kann für den Hamilton-Operator der sp-d-Austauschwechselwirkung  $H_{sp-d}$  eine Basisdarstellung gefunden werden. Die gesuchten Eigenfunktionen des sp-d-Austausch-Hamilton-Operators sind nach Referenz [24]:

Für das Leitungsband ( $\Gamma^6$ ):

$$\Psi_{|1/2,1/2\rangle}^6 = S \uparrow, \quad (13.1)$$

$$\Psi_{|1/2,-1/2\rangle}^6 = S \downarrow. \quad (13.2)$$

Für das Split-Off-Band ( $\Gamma^7$ ):

$$\Psi_{|1/2,1/2\rangle}^7 = \frac{i}{\sqrt{3}} (-(X - iY) \uparrow + Z \downarrow), \quad (13.3)$$

$$\Psi_{|1/2,-1/2\rangle}^7 = \frac{1}{\sqrt{3}} ((X + iY) \downarrow + Z \uparrow). \quad (13.4)$$

Für das Valenzband ( $\Gamma^8$ ):

$$\Psi_{|3/2,3/2\rangle}^8 = \frac{1}{\sqrt{2}}(X + iY) \uparrow, \quad (13.5)$$

$$\Psi_{|3/2,1/2\rangle}^8 = \frac{i}{\sqrt{6}}((X + iY) \downarrow - 2Z \uparrow), \quad (13.6)$$

$$\Psi_{|3/2,-1/2\rangle}^8 = \frac{1}{\sqrt{6}}((X - iY) \uparrow + 2Z \downarrow), \quad (13.7)$$

$$\Psi_{|3/2,-3/2\rangle}^8 = \frac{i}{\sqrt{2}}(X - iY) \downarrow. \quad (13.8)$$

Hierbei kennzeichnet der erste Index einer Wellenfunktion jeweils den Gesamtdrehimpuls  $\mathbf{J}$  und der zweite Index die magnetische Quantenzahl  $m_J$ . Im folgenden geben wir der Einfachheit halber nur noch die magnetische Quantenzahl  $m_J$  als Index an, da alle Funktionen eines Bandes einen identischen Gesamtdrehimpuls besitzen. In der obigen Darstellung bezeichnen jeweils  $X, Y, Z$  eine Valenzbandfunktion, die sich unter Einwirkung von Operationen der Punktgruppe  $T_d$  wie eine atomare p-Funktion transformiert, während  $S$  eine s-artige Leitungsbandfunktion darstellt. Die gewählten Funktionen sind hierbei gleichzeitig Basisfunktionen der irreduziblen Darstellungen  $\Gamma^6$ ,  $\Gamma^7$  und  $\Gamma^8$  der Punktgruppe  $T_d$ .

Die explizite Berechnung der Erwartungswerte der Austauschenergie gestaltet sich einfach, da nur Diagonalelemente von  $H_{sp-d}$  aufgrund der Orthogonalität der Basisfunktionen einen nicht verschwindenden Beitrag liefern. So erhält man für ein Leichtloch ( $\Gamma^8$ :  $m_J = 1/2$ ) folgenden Beitrag:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{|1/2\rangle}^8 | H_{sp-d} | \Psi_{|1/2\rangle}^8 \rangle &= \frac{1}{6} x \langle S_z \rangle \langle X | \sum_i J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) | X \rangle, \\ &= \frac{1}{6} x \langle S_z \rangle N_0 \langle X | J_{sp-d} | X \rangle / V_{EZ}, \\ &= \frac{1}{6} x \langle S_z \rangle N_0 \beta. \end{aligned} \quad (13.9)$$

mit:

$$\beta = \langle X | J_{sp-d} | X \rangle / V_{EZ}. \quad (13.10)$$

Mit  $N_0$  geht die Anzahl der Elementarzellen  $V_{EZ}$  pro Einheitsvolumen ein und mit  $\langle S_z \rangle$  der Mittelwert der Mangan-Spins, während  $S$  eine s-artige Funktion (13.1-13.2) ist und sich

$X$  auf eine p-artige Basisfunktion (13.3-13.8) bezieht. Aufgrund der Delokalisierung der Wellenfunktionen kann man anstatt über alle Kationen zu summieren auch den Austausch pro Elementarzelle betrachten und diesen mit der Anzahl der Kationen multiplizieren. Dies führt zur obenstehenden Definition des Austauschintegrals für das Valenzband ( $\beta$ ). Entsprechend kann man für ein Leitungsband-Elektron ( $\Gamma^6$ :  $m = 1/2$ ) folgenden Beitrag berechnen:

$$\langle \Psi_{|1/2}^6 | H_{sp-d} | \Psi_{|1/2}^8 \rangle = \frac{1}{2} x \langle S_z \rangle N_0 \alpha. \quad (13.11)$$

mit:

$$\alpha = \langle S | J_{sp-d} | S \rangle / V_{EZ}, \quad (13.12)$$

Die experimentell bestimmten Werte der Austauschintegrale für das untersuchte Material können Abschnitt (3.3) entnommen werden.

### 13.2 Jones-Formalismus

In diesem Abschnitt soll die Beschreibung einer polarisierten elektro-magnetischen Welle mit dem Jones-Formalismus vorgestellt werden. Ausgangspunkt unserer Überlegungen ist eine in x-Richtung propagierende elektro-magnetische Welle. Für die Komponenten des elektrischen Feldes  $E_y$ ,  $E_z$  können wir die folgenden Ausdrücke annehmen:

$$E_y(x, t) = A_y(x, t) e^{i(kx - \omega t + \varphi_y)}, \quad (13.13)$$

$$E_z(x, t) = A_z(x, t) e^{i(kx - \omega t + \varphi_z)}, \quad (13.14)$$

wobei mit  $A_y$ ,  $A_z$  die Amplituden und mit  $\varphi_y$ ,  $\varphi_z$  die Phasen eingehen. Separieren wir den gemeinsamen Orts- und Phasenanteil der beiden Komponenten, so erhalten wir eine eindeutige Beschreibung des Polarisationszustandes, den man als Jones-Vektor bezeichnet:

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} A_y e^{i\varphi_y} \\ A_z e^{i\varphi_z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi e^{i\Delta\varphi} \end{pmatrix}. \quad (13.15)$$

Hierbei wurde für die Phasendifferenz  $\Delta\varphi = \varphi_z - \varphi_y$  und für den Grad der Elliptizität der Quotient  $A_z/A_y = \tan \phi$  angesetzt. Somit kann man sowohl für lineare als auch zirkuläre Polarisierungen eine Orthonormalbasis finden, die durch  $(\mathbf{J}_p, \mathbf{J}_s)$  und entsprechend  $(\mathbf{J}_\circ, \mathbf{J}_\ominus)$  gegeben ist:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_p &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, & \mathbf{J}_s &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \\ \mathbf{J}_\circ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, & \mathbf{J}_\ominus &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \end{aligned}$$

Der Einfluß einer optischen Komponente wie z. B. einer Verzögerungsplatte kann entsprechend durch eine Transformationsmatrix dargestellt werden. Sind  $\mathbf{J}_E$  und  $\mathbf{J}_A$  die entsprechenden Jones-Vektoren der Polarisation vor und nach einer optischen Komponente, so gilt:

$$\mathbf{J}_A = \hat{\mathbf{M}} \mathbf{J}_E, \quad (13.16)$$



wobei mit  $\hat{\mathbf{M}}$  die entsprechende Transformationsmatrix eingeht. Die Transformationsmatrix einer  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte ist:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}, \quad (13.17)$$

während die Transformationsmatrix einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte durch:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{pmatrix} \quad (13.18)$$

gegeben ist. Da die Jones-Vektoren und Matrizen von der jeweiligen Wahl des Koordinatensystems abhängig sind, benötigt man weiterhin eine Transformationsmatrix  $\hat{\mathbf{D}}$ , die eine Rotation der optischen Achse der Verzögerungsplatte gegenüber dem Achsensystem der Jones-Vektoren berücksichtigt:

$$\hat{\mathbf{D}}(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (13.19)$$

Geht man davon aus, daß die schnelle optische Achse einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte um den Winkel  $\varphi$  gegenüber dem Achsensystem der Jones-Vektoren gedreht ist, so kann man die Wirkung der Verzögerungsplatte auf den eingehenden Jones-Vektor wie folgt bestimmen:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4}(\varphi) = \hat{\mathbf{D}}(\varphi) \hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4} \hat{\mathbf{D}}(-\varphi). \quad (13.20)$$

Hierbei definieren wir das Achsensystem derart, daß p-polarisiertes Licht parallel zur y-Achse und s-polarisiertes Licht parallel zur z-Achse gerichtet ist. Die Drehung der  $\lambda$ -Platte wird durch den Winkel zwischen der schnellen Achse der Verzögerungsplatte und der z-Achse beschrieben.

### 13.3 Berechnung der Spinpolarisation bei optischer Anregung

Wird ein (magnetischer) Halbleiter in ein externes Magnetfeld, das in z-Richtung anliegt, eingebracht, so erzeugt eine optische Anregung mit zirkular polarisiertem Licht in x-Richtung eine Spinpolarisation in der gleichen Richtung und damit verbunden ein magnetisches Moment. Dieses magnetische Moment präzediert infolge des angelegten Magnetfelds in der x/y-Ebene und dephasiert. In diesem Abschnitt soll dargelegt werden, wie eine in x-Richtung erfolgende optische Anregung ein magnetisches Moment erzeugen kann, das nach der Erzeugung nicht, wie man zunächst annehmen könnte, in Richtung des angelegten Magnetfeldes orientiert ist.

Ausgangspunkt sind auch hier wieder die Basisfunktionen der Punktgruppe  $T_d$ , die im Abschnitt (13.1) eingeführt wurden. Die in x-Richtung eingestrahlte zirkulare Polarisation können wir durch den Dipoloperator

$$\sigma_{\odot} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y + iz) \quad (13.21)$$

beschrieben. Hierbei transformiert sich der Operator  $\sigma_{\odot}$  in der Punktgruppe  $T_d$  wie  $\Gamma^5$ . Da optische Übergänge sowohl zwischen Valenz- und Leitungsband ( $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$ ) als auch zwischen dem Split-Off-Band und dem Leitungsband ( $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$ ) möglich sind, müssen beide Anregungen berücksichtigt werden. Folglich müssen bei der Berechnung der Matrixelemente alle Kombinationen von Übergängen aus den Ausgangszuständen  $\Gamma^{7,8}$  in die Endzustände  $\Gamma^6$ , vermittelt durch die eingestrahlte zirkulare Polarisation  $\sigma_{\odot}$ , berücksichtigt werden. Als Beispiel sei hier die Anregung aus dem Zustand  $\Psi_{|-3/2\rangle}^8$  in den Zustand  $\Psi_{|-1/2\rangle}^6$  angeführt:

$$\Lambda_{[-3/2,-1/2]}^{8 \rightarrow 6} = \langle \Psi_{|-1/2\rangle}^6 | \sigma_{\odot} | \Psi_{|-3/2\rangle}^8 \rangle = \frac{1}{2} \langle S | X | X \rangle, \quad (13.22)$$

wobei  $\langle S | X | X \rangle$  sich auf ein reduziertes Matrixelement bezieht. Die berechneten Matrixelemente (Übergangsamplituden)  $\Lambda^{8 \rightarrow 6}$  für die optische Anregung aus dem Valenzband ( $\Gamma^8$ ) ins Leitungsband ( $\Gamma^6$ ) können Tabelle (13.2) entnommen werden, während in Tabelle (13.1) die Matrixelemente für die Anregung aus dem Split-Off-Band angegeben sind.

Mit den Pauli-Matrizen

$$\hat{\sigma}_x = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_y = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_z = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

kann man nun den Erwartungswert der Spinpolarisation der optisch angeregten Elektronen bezüglich der Raumrichtungen ( $x, y, z$ ) berechnen. Hierfür müssen alle Beiträge der Matrixelemente bezüglich der jeweiligen Richtung ausgewertet werden.

$\Lambda^{7 \rightarrow 6}$	$\Psi_{ 1/2\rangle_c}^6$	$\Psi_{ -1/2\rangle_c}^6$
$\Psi_{ 1/2\rangle_v}^7$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$	$-\frac{1}{\sqrt{6}}$
$\Psi_{ 1/2\rangle_v}^7$	$\frac{i}{\sqrt{6}}$	$\frac{i}{\sqrt{6}}$

Tabelle 13.1: Übergangsmatrixelemente bei zirkular polarisierter Anregung aus dem Split-Off-Band in das Leitungsband ( $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$ ) in Einheiten des reduzierten Matrixelementes  $\langle S|X|X \rangle$ .

$\Lambda^{8 \rightarrow 6}$	$\Psi_{ 1/2\rangle_c}^6$	$\Psi_{ -1/2\rangle_c}^6$
$\Psi_{ 3/2\rangle}^8$	$\frac{i}{2}$	0
$\Psi_{ 1/2\rangle}^8$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{2\sqrt{3}}$
$\Psi_{ -1/2\rangle}^8$	$-\frac{i}{2\sqrt{3}}$	$\frac{i}{\sqrt{3}}$
$\Psi_{ -3/2\rangle}^8$	0	$\frac{1}{2}$

Tabelle 13.2: Übergangsmatrixelemente bei zirkular polarisierter Anregung aus dem Valenzband in das Leitungsband ( $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$ ) in Einheiten des reduzierten Matrixelementes  $\langle S|X|X \rangle$ .

Dies soll am Beispiel der Übergänge von  $\Gamma^8$  nach  $\Gamma^6$  verdeutlicht werden. Die optische Anregung aus dem Grundzustand führt zu zwei unterschiedlichen Spineinstellungen, die unterschiedliche Übergangswahrscheinlichkeiten besitzen. Wir fassen diese beiden Endzustände zu einem Vektor

$$\Lambda_{|1/2\rangle}^{8 \rightarrow 6} = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{3} \\ -1/(2\sqrt{3}) \end{bmatrix} \quad (13.23)$$

zusammen, dessen Komponenten gerade die Übergangsamplituden für die Erzeugung der jeweiligen Spinzustände sind. Der Erwartungswert der Pauli-Matrizen bezüglich dieses Vektors beschreibt also die Spinpolarisation für diesen speziellen Übergang. Da eine optische Anregung gleichzeitig mehrere Übergänge anregt, muß folglich über alle Vektoren  $\Lambda_{|m_J\rangle}^{8 \rightarrow 6}$  summiert werden:

$$P_k \equiv \langle \hat{\sigma}_k \rangle = \sum_{m_J} \langle \Lambda_{m_J}^{8 \rightarrow 6} | \hat{\sigma}_k | \Lambda_{m_J}^{8 \rightarrow 6} \rangle, \quad k = (x, y, z) \quad (13.24)$$

In dieser Notation bezieht sich, wie bereits dargelegt, die magnetische Quantenzahl  $m_J$  auf die Ausgangswellenfunktion und läuft entsprechend für  $\Gamma^8$  von  $m_J = -3/2..3/2$ . In Tabelle (13.3) sind die berechneten Spinpolarisationen für die optischen Anregungen aus den beiden Lochbändern bezüglich der jeweiligen Raumrichtung dargestellt. Allerdings sollte man diese Spinpolarisationen nicht mit der sonst üblichen Definition der Spinpolarisation  $P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}$  verwechseln, die keinerlei Aussagen über die Raumrichtung macht.

Als Ergebnis dieser Überlegungen können wir feststellen, daß durch die optische Anregung in x-Richtung eine Spinpolarisation in Richtung der x-Achse erzeugt wird, während in y- und z-Richtung keinerlei Spinpolarisation erzeugt wird. Weiterhin muß die Anregung breitbandig erfolgen, so daß alle Übergänge von  $\Gamma^8$  nach  $\Gamma^6$  angeregt werden. Allerdings darf die Anregung nicht so breitbandig gewählt werden, daß auch Übergänge von  $\Gamma^7$  nach  $\Gamma^6$

angeregt werden. Sollte dies passieren, heben sich die beiden erzeugten Spinpolarisationen gerade wieder auf.

	$\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$	$\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$
$P_x$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$P_y$	0	0
$P_z$	0	0

Tabelle 13.3: Um eine von Null verschiedene Spinpolarisation zu erzielen, ist eine optische Anregung notwendig, die alle möglichen Übergänge  $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$  anregt. Wird die Anregung zu breit, so daß auch Übergänge  $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$  möglich werden, heben sich die Anteile der Spinpolarisation gerade wieder auf.

Weiterhin können wir mit den Übergangsmatrixelementen leicht die Übergangswahrscheinlichkeiten für den untersuchten Fall einer optischen Anregung senkrecht zur Magnetfeldrichtung berechnen. Bevor wir genauer auf die Details der optischen Anregungen im vorliegenden Fall eingehen, wollen wir uns zunächst den bekannten Fall einer optischen Anregung in Richtung des Magnetfeldes in Erinnerung rufen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten werden hierbei auf den Schwerlochübergang normiert, der mit einer Wahrscheinlichkeit von Eins angesetzt wird. Mit rechts- und linkszirkularer Polarisation kann jeweils ein Schwerloch- und ein Leichtlochübergang angeregt werden, während linear polarisierte Anregungen nur Leichtlochübergänge anregen. Das Übergangsschema mit den entsprechenden Wahrscheinlichkeiten ist in Abbildung (13.1) dargestellt.

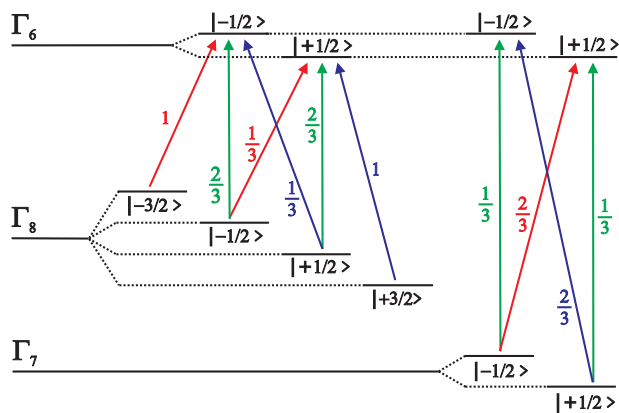


Abbildung 13.1: Die nebenstehende schematische Darstellung zeigt die Übergangswahrscheinlichkeiten bei optischer Anregung eines Halbleiters mit  $T_d$ -Symmetrie in Richtung eines angelegten Magnetfeldes. Der Schwerlochübergang wurde hierbei als Referenz benutzt und mit einer Wahrscheinlichkeit von Eins angesetzt. Rechtszirkuläre Übergänge ( $\Delta J = +1$ ) sind rot dargestellt, während linkszirkuläre Übergänge ( $\Delta J = -1$ ) blau dargestellt sind. Lineare optische Übergänge ( $\Delta J = 0$ ) sind grün dargestellt.

Durch Quadrieren der Matrixelemente aus den Tabellen (13.1, 13.2) können wir die Übergangswahrscheinlichkeiten für eine zirkuläre optischen Anregungen senkrecht zum Magnetfeld berechnen (siehe Tabellen (13.4), (13.5)). Im weiteren wollen wir unsere Betrachtungen auf die Schwerloch- und Leichtlochübergänge ( $\Gamma^8$  nach  $\Gamma^6$ ) beschränken. Im Fall der optischen Anregung, die in Magnetfeldrichtung eingestrahlt wird, können wir mit einer zirkulären Anregung nur zwei optische Übergänge anregen und es ergibt sich das bekannte Übergangsschema (siehe Abbildung (13.1)).

Im Fall einer Anregung senkrecht zum Magnetfeld dagegen können wir nach Tabelle (13.5) sechs mögliche optischen Übergänge mit einer zirkulären Polarisation anregen. Die Ursache für diesen gravierenden Unterschied in der Anzahl möglicher optischer Anregungen ist dar-

	$\Psi^6_{ 1/2\rangle_c}$	$\Psi^6_{ -1/2\rangle_c}$
$\Psi^7_{ 1/2\rangle_v}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$
$\Psi^7_{ -1/2\rangle_v}$	$\frac{1}{6}$	$\frac{1}{6}$

Tabelle 13.4: Übergangswahrscheinlichkeiten der optischen Anregung aus dem Split-Off-Band in das Leitungsband ( $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$ ).

	$\Psi^6_{ 1/2\rangle_c}$	$\Psi^6_{ -1/2\rangle_c}$
$\Psi^8_{ 3/2\rangle}$	$\frac{1}{4}$	0
$\Psi^8_{ 1/2\rangle}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{12}$
$\Psi^8_{ -1/2\rangle}$	$\frac{1}{12}$	$\frac{1}{3}$
$\Psi^8_{ -3/2\rangle}$	0	$\frac{1}{4}$

Tabelle 13.5: Übergangswahrscheinlichkeiten der optischen Anregung aus dem Valenzband in das Leitungsband ( $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$ ).

in zu suchen, daß bei optischer Anregung senkrecht zum Magnetfeld die Bezugsachsen für die Helizität und die Quantisierung nicht mehr zusammen fallen. Dies wird sofort deutlich, wenn man den Dipoloperator (13.21) in Komponenten zerlegt, die einer optischen Anregung in Magnetfeldrichtung entsprechen würden:

$$\sigma_{\odot} = \frac{1}{\sqrt{2}}(y + iz) = \frac{1}{\sqrt{2}}(iz) - \frac{i}{2\sqrt{2}}(x + iy) + \frac{i}{2\sqrt{2}}(x - iy). \quad (13.25)$$

Eine in x-Richtung eingestrahlte zirkuläre Polarisation wirkt folglich auf das in z-Richtung quantisierte Spinsystem wie eine Überlagerung einer linearen (erster Term) und zweier zirkulärer (zweiter und dritter Term) Anregungen. Ersetzt man Gleichung (13.21) durch die anderen möglichen optischen Anregungen, kann man die Übergangswahrscheinlichkeiten einer senkrecht zur Quantisierungsachse erfolgenden Anregung berechnen und folgende Schemata aufstellen:

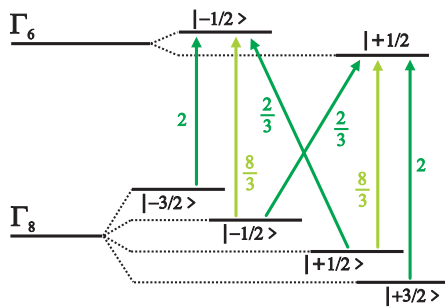


Abbildung 13.2: Im Fall einer linearen optischen Anregung wird unterschieden, ob die Schwingungsebene in Quantisierungsrichtung (hellgrün) oder senkrecht zum Magnetfeld (dunkelgrün) orientiert ist. Bei linearer optischer Anregung wird allerdings keinerlei Spinpolarisation generiert.

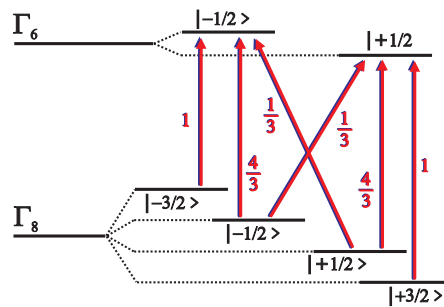


Abbildung 13.3: Bei Anregung mit einer zirkulären Polarisation erhält man für beide möglichen Realisierungen der Anregung identische Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Anlehnung an Abbildung (13.1) auf den zirkulären Schwerlochübergang normiert.

Eine Spinpolarisation kann allerdings nur mit zirkularer optischer Anregung erzeugt werden. Folgt man dem hier dargestellten Weg, stellt man für den Fall einer linear polarisierten Anregung fest, daß keinerlei Spinpolarisation auftritt. Weiterhin kann man leicht nachvollziehen, daß ein Wechsel der zirkularen Anregung zu einem Vorzeichenwechsel der Spinpolarisation führt.

### 13.4 Anwendung der Bloch-Gleichungen

In diesem Abschnitt stellen wir die Vorgehensweise zur numerischen Berechnung der wechselseitigen Beeinflussung der optisch generierten Ladungsträger und der dotierten  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen durch Lösung der nachstehend noch einmal aufgeführten Bloch-Gleichungen (siehe Abschnitt (4.4)) vor:

$$\frac{d}{dt}M_x = \gamma (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{M_x}{T_2},$$

$$\frac{d}{dt}M_y = \gamma (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{M_y}{T_2},$$

$$\frac{d}{dt}M_z = \gamma (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{M_z - M_0}{T_1}.$$

Zur weiteren Berechnung benötigt man nun die Komponenten der Magnetfelder ( $H_i$ ,  $i = (x, y, z)$ ) und der Magnetisierung ( $M_i$ ,  $i = (x, y, z)$ ), sowie die charakteristischen Spindephasierungszeiten ( $T_1, T_2$ ).

Das externe Magnetfeld  $B_{ext}$  sei in  $z$ -Richtung angelegt, während die optische Anregung in Richtung der  $x$ -Achse erfolgt. Durch die optische Einstrahlung werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, deren Spins in Richtung der  $x$ -Achse ausgerichtet sind (siehe Abschnitt (13.3)). Da die Austauschkopplung zwischen Elektron und Loch schwach ist, ist eine getrennte Dephasierung der Elektron- und Lochspins möglich (siehe Abschnitt (8.1)). Folglich präzedieren die Elektron- und Lochspins von einander entkoppelt um die Magnetfeldachse, was zu unterschiedlichen zeitlich oszillierenden Magnetisierungen führt, welche die wesentlich langsamer präzedierenden  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen, bedingt durch die  $sp-d$ -Austauschkopplung, beeinflussen. Umgekehrt beeinflussen die Mangan-Ionen wiederum die itineranten Ladungsträger, allerdings erfolgt diese Beeinflussung aufgrund der geringeren Präzessionsfrequenzen der magnetischen Ionen auf wesentlich längeren Zeitskalen, weshalb man deren Einfluß vernachlässigen kann.

Das auf die Ladungsträger wirksame Magnetfeld ist somit eine Linearkombination aus dem statischen externen Magnetfeld  $B_{ext}$  und dem zeitlich (aufgrund der Präzession der Ladungsträger) variierenden Austauschfeld der Elektronen  $B_{ex}^e(t)$  und dem der Löcher  $B_{ex}^h$ :

$$\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_{ex}^e(t) + \mathbf{B}_{ex}^h(t). \quad (13.26)$$

Hierbei präzediert das Austauschfeld der Elektronen  $B_{ex}^e(t)$  mit der Larmor-Frequenz  $\omega_L$  um die  $z$ -Achse. Optisch erlaubte Übergänge müssen die Bedingung  $|\Delta l| = 1$  erfüllen, so daß die entstehenden Elektron-Loch-Paare antiparallele Spins haben. Entsprechend besitzen die magnetischen Momente von Elektronen und Löchern entgegengesetzte Vorzeichen, was zu

einem entgegengesetzten Umlaufsinn der präzedierenden Lochspins gegenüber den Elektronspins führt. (Der Drehsinn ergibt sich direkt aus dem Vorzeichen der Zeeman-Aufspaltung (siehe Gleichung (3.5.1)). Für die Austauschkopplung der Löcher  $J_{pd}$  und Elektronen  $J_{sp}$  gilt im Falle von  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , daß  $J_{pd} \approx -4 J_{sd}$ . Folglich präzedieren die Löcher mit einer viermal höheren Frequenz als die Elektronen. Somit erhält man folgende Ausdrücke für die Komponenten der Magnetfelder:

$$\mathbf{B}_{ext} = [0, 0, B_0], \quad (13.27)$$

$$\mathbf{B}_{ex}^e = [-B_e \exp(-t/\tau_e) \cos(\omega_L t), -B_e \exp(-t/\tau_e) \sin(\omega_L t), 0], \quad (13.28)$$

$$\mathbf{B}_{ex}^h = [-B_h \exp(-t/\tau_h) \cos(4\omega_L t), -B_h \exp(-t/\tau_h) \sin(4\omega_L t), 0]. \quad (13.29)$$

Weiterhin wird die Dephasierung der Löcher und der Elektronen mit den charakteristischen Zeiten  $\tau_h$  und  $\tau_e$  berücksichtigt, die wir anhand von experimentellen Daten bestimmt haben (siehe Abschnitt (7.2)). Das durch die schweren Löcher verursachte Austauschfeld, das die  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen erfahren, kann nach den Referenzen [110, 115, 182, 183] ausgedrückt werden durch:

$$B_h = \frac{1}{3g_{Mn}\mu_B} \beta S_x |\Psi_{hh}(\mathbf{R}_i)|^2. \quad (13.30)$$

Mit  $\beta$  geht der Wert des Austauschintegrals der Löcher mit den  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen ein, während  $\Psi_{hh}$  die Wellenfunktion des Schwerlochs beschreibt und  $S_x = \pm 3/2$  gilt. An dieser Stelle nehmen wir an, daß die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Lochs durch das Exzitonvolumen  $V_{ex}$  zu  $|\Psi_{hh}|^2 \approx 1/V_{ex}$  angenähert werden kann. Durch Einsetzen der entsprechenden Werte erhält man für das Austauschfeld der Löcher  $B_h = 0.22$  T. Vergleichbare Ergebnisse wurden bei der Untersuchung von sog. Exziton-Magneto-Polaronen, ferromagnetischen Spinkomplexen bestehend aus einem Exziton und einigen hundert  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen, gefunden [115, 184–186]. Den experimentell nachgewiesenen Einfluß der optisch erzeugten Anregungsdichte auf die Stärke der Austauschfelder von Elektronen und Löchern (siehe Referenzen [110, 178, 180]) vernachlässigen wir hier.

Aufgrund der bereits dargelegten Relationen der Austauschintegrale für die Elektronen und Löcher  $J_{pd} \approx -4 J_{sd}$ , nehmen wir für das Austauschfeld der Elektronen  $B_e = -B_h/4$  an. Die Larmor-Frequenz  $\omega_L$  zu beliebigen Magnetfeld- und Temperaturwerten kann nach Gleichung (3.25) berechnet werden. Weiterhin werden die longitudinale und die transversale Relaxationszeit der  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen benötigt, die wir nach Referenz [110] zu  $T_2^{Mn} = 2 T_1^{Mn} = 200$  ps ansetzen. Die Magnetisierung  $M_z$  des Mangan-Spinsystems kann nach Gleichung (3.17) berechnet werden, so daß wir mit den Anfangsbedingungen  $\mathbf{M}(t=0) = [0, 0, M_z]$  nun die Bloch-Gleichungen (4.12 - 4.14) für das vorliegende Problem numerisch lösen können. Die Ergebnisse der Simulationen sind in den Abbildungen (13.4), (13.5) und (9.13) graphisch dargestellt.



In Abbildung (13.4) ist die x- und die y-Komponente der Magnetisierung auf einer Zeitskala von ca. 20 ps dargestellt, während in Abbildung (13.5) beide Komponenten gegeneinander aufgetragen sind mit der Zeit als Parameter. Durch die optische Anregung wird eine Spinpolarisation in x-Richtung erzeugt (siehe Anhang (13.3)), die um die Magnetfeldachse präzediert. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß sowohl Elektronen als auch Löcher angeregt werden, die aufgrund der sp-d-Austauschwechselwirkung mit unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen reagieren. Weiterhin weisen die sp-d-Austauschkonstanten der Elektronen und Löcher unterschiedliche Vorzeichen auf, was zu einem unterschiedlichen Umlaufsinn der präzedierenden Elektronen und Löcher führt.

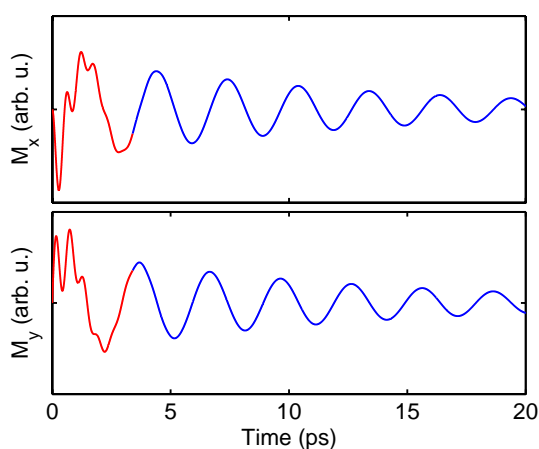


Abbildung 13.4: Durch Lösung der Bloch-Gleichungen erhält man direkt die zeitabhängige Magnetisierung des optisch angeregten Ladungsträgersystems. Hier dargestellt ist die x- und die y-Komponente der Magnetisierung auf einer kurzen Zeitskala, so daß man deutlich den kurzzeitigen Einfluß der Lochspinquantenschwebungen auf die elektronischen Signaturen erkennen kann. Aufgrund der unterschiedlichen Relaxationszeiten ist dieser Einfluß allerdings zeitlich sehr begrenzt.

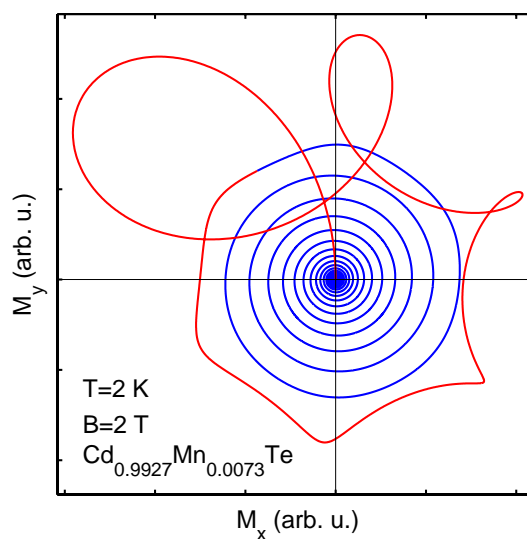


Abbildung 13.5: Die initiale Ausrichtung der Magnetisierung wird durch eine zirkuläre optische Anregung erzielt. Aufgrund der unterschiedlichen Präzessionsrichtungen von Elektronen und Löchern kommt es auf kurzen Zeitskalen zu einer starken Beeinflussung der elektronischen Spinquantenschwebungen. Nach der Dephasierung der Löcher beschreibt die Magnetisierung der Elektronen wieder eine ungestörte Präzession um die Feldachse und relaxiert hierbei.

Dies wiederum führt zu einer starken Beeinflussung der beobachteten elektronischen Spinquantenschwebungssignaturen, weshalb wir in den obigen Abbildungen die durch die Löcher verursachten Störungen farblich hervorgehoben haben. Da die Lochspins wesentlich schneller als die Elektronspins ihre Kohärenz verlieren, kann man davon ausgehen, daß der Einfluß der Löcher auf die elektronischen Spinquantenschwebungen sehr schnell abnimmt und letztlich nur noch die ungestörte Präzession der Elektronen beobachtet wird (siehe Abschnitt (7.2.2)). Weiterhin werden durch die optisch induzierten Magnetisierungen Störungen auf die magnetischen Ionen ausgeübt, welche diese aus der Magnetfeldrichtung auslenken und zu Spinquantenschwebungen der Mangan-Ionen führen.

Die Amplituden dieser Mangan-Schwebungen sind allerdings sehr klein verglichen mit den elektronischen Signaturen, so daß die Spinquantenschwebungen der Mangan-Ionen erst

nach der Dephasierung der optisch angeregten Ladungsträger beobachtet werden können [11, 12]. Für eine detaillierte Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Magnetisierung der Mangan-Ionen spielt die Berücksichtigung der zeitlich variablen Austauschfelder von Elektronen und Löchern eine entscheidende Rolle, da diese die Mangan-Ionen aus ihrer Ruhelage auslenken und zur Spinpräzession veranlassen [110, 115, 182, 183]. Allerdings sind diese Störungen nur indirekt nachweisbar. Hierfür werden häufig die Spinquantenschwebung der Mangan-Ionen nach der Dephasierung der Spinpräzession der itineranten Ladungsträger auf den Zeitnullpunkt zurückinterpoliert und etwaige Abweichungen der Phasenlage der Schwebungen als Maß für die Stärke der Austauschfelder der optisch generierten freien Ladungsträger herangezogen.

### 13.5 Übersprechen magneto-optischer Effekte

Zur Untersuchung der Spinquantenschwebungen wird mit einer zirkular polarisierten optischen Anregung eine Magnetisierung erzeugt, die um das externe Magnetfeld präzediert und mittels der zeitaufgelösten Faraday-Rotation eines zweiten linear polarisierten Abfragestrahles detektiert werden kann. Die Umkehrung der zirkularen Anregungspolarisation führt zu einer Umkehrung der optisch generierten Magnetisierung (siehe Anhang (13.3)) und somit, wie man anhand von Gleichung (5.17) nachvollziehen kann, zu einer Umkehrung der Faraday-Rotation.

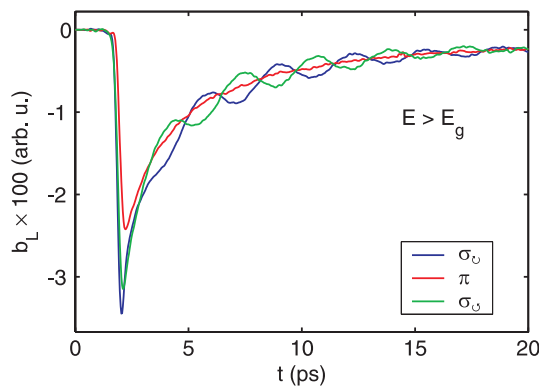


Abbildung 13.6: Gemessene lineare magneto-optische Respons  $b_L$  einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei Anregung über der Bandkante. Die Signalamplitude wurde auf die Signale der zirkularen Doppelbrechung bei resonanter exzitonicer Anregung (Abbildung (13.9)) normiert. Oszillatorische Anteile entstehen durch das Übersprechen der zirkularen magneto-optischen Effekte.

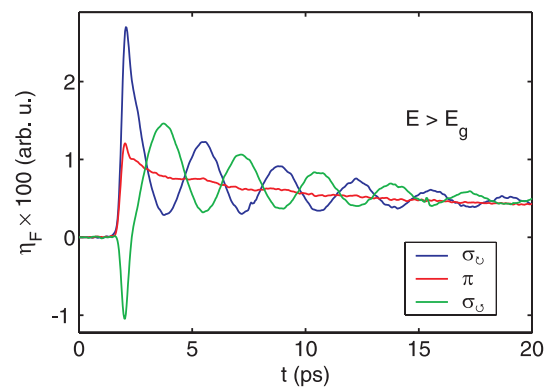


Abbildung 13.7: Die zirkulare magneto-optische Respons  $\eta_F$  der untersuchten  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei identischer Anregungsbedingung wie für die Detektion von  $b_L$ . Die Signale wurden ebenfalls auf die zirkulare Doppelbrechung bei exzitonicer Anregung normiert. Der exponentielle Abfall kann auf das Übersprechen linearer magneto-optischer Effekte zurückgeführt werden. Alle Messungen wurden bei  $B = 8 \text{ T}$ ,  $T = 9,3 \text{ K}$  durchgeführt.

Die Präzession der optisch erzeugten Spins (und somit der Magnetisierung) um das externe Magnetfeld führt zu einer oszillatorischen Modulation der zirkularen Doppelbrechung und des zirkularen Dichroismus. Folglich können wir alle detektierten oszillatorischen Signalanteile, die bei Wechsel der zirkularen Anregungspolarisation einen Phasenversatz von  $\pi$  erfahren, auf die präzedierende Magnetisierung der optisch erzeugten Spins zurückführen. Da eine optische Anregung mit linear polarisierter Strahlung keinerlei Spinpolarisation erzeugen kann (Anhang (13.3)), haben wir ein experimentelles Kriterium zur Unterscheidung der linearen und der zirkularen magneto-optischen Effekte gefunden. Treten in Messungen der linearen magneto-optischen Effekte oszillatorische Signalanteile auf, die sensitiv auf die Umkehrung der zirkularen Anregungspolarisation reagieren, so können wir diese auf das Übersprechen der zirkularen magneto-optischen Effekte zurückführen.

Um den Einfluß des Übersprechens besonders deutlich herauszustellen, wurden unter anderem auch Messungen bei optischer Anregung weit über der Bandkante durchgeführt. Optisch angeregte Ladungsträger besitzen in diesem Fall eine hohe Überschußenergie, die sie während ihrer Relaxation z. B. durch Phononen an das Gitter abgeben. Dies wird zu ei-

ner starken zeitlichen Variation der Brechungsindizes führen, die wir direkt durch Messung der zeitaufgelösten linearen Doppelbrechung  $b_L$  erfassen können.

In Abbildung (13.6) ist die gemessene lineare Doppelbrechung einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei optischer Anregung im Kontinuum ( $E > E_g$ ) dargestellt. Die Signalamplituden wurden auf das maximale Signal der zirkularen Doppelbrechung, das bei exzitonerischer Anregung detektiert wurde, normiert. Der starke exponentielle Abfall der linearen Doppelbrechung in Abbildung (13.6) wird durch die Relaxation der angeregten Ladungsträger zur Bandkante verursacht.

Der oszillatorische Anteil dagegen weist beim Wechsel der Anregungspolarisation von rechts- auf linkszirkulare Anregung eine Phasenänderung von  $\pi$  auf und kann somit auf das Übersprechen zirkularer magneto-optischer Effekte zurückgeführt werden. Im Fall einer linearen  $\pi$ -polarisierten optischen Anregung, dagegen wird keine Spinpolarisation aufgebaut, so daß trotz der optischen Anregung keine Magnetisierung erzeugt wird, die um das Magnetfeld präzedieren und somit zu den oszillatorischen Signalen führen könnte. Geringe oszillatorische Signalanteile bei linear polarisierter Anregung sind auf eine nicht ganz kompensierte Drehung der Anregungspolarisation durch die Fenster des verwendeten Kryostat-Systems zurückzuführen.

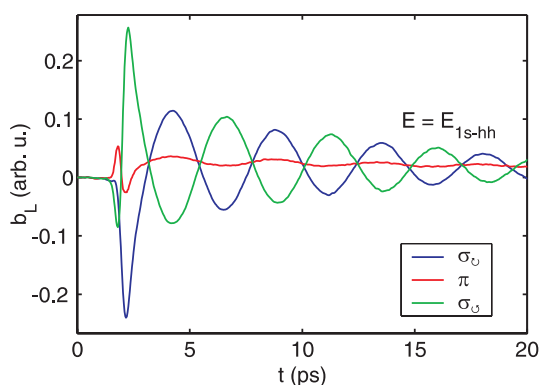


Abbildung 13.8: Die gemessene lineare magneto-optische Response  $b_L$  einer  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe bei resonanter Anregung des  $1s\text{-hh}$ -Exzitons, wird durch zirkulare magneto-optische Effekte dominiert.

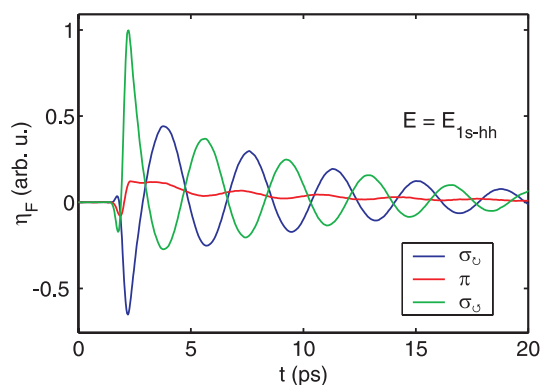


Abbildung 13.9: Bei resonanter Anregung des  $1s\text{-hh}$ -Exzitons der untersuchten  $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe ( $B = 8\text{ T}$ ,  $T = 9,3\text{ K}$ ) ist der Einfluß linearer magneto-optischer Effekte vernachlässigbar gering.

Entsprechend kann man in der Messung des zirkularen Dichroismus  $\eta_F$  (Abbildung (13.7)) einen exponentiellen Abfall feststellen, der auf das Übersprechen linearer magneto-optischer Effekte zurückzuführen ist. Bei resonanter Anregung des  $1s\text{-hh}$  Exzitons dagegen (siehe Abbildung (13.9)) wird der Einfluß der linearen magneto-optischen Effekte auf die zirkuläre Doppelbrechung wesentlich geringer. Man beachte beim Vergleich der detektierten magneto-optischen Größen die unterschiedlichen Signalamplituden bei exzitonerischer und Kontinuumsanregung.

Die experimentell bestimmten magneto-optischen Effekte bestätigten für den Fall der exzitonerischen Anregung, daß die Bedingungen  $|\theta_F| \gg |a_L|$  und  $|\eta_F| \gg |b_L|$  erfüllt sind, so daß der Einfluß des Übersprechens auf die zirkulären magneto-optischen Effekte ver-

nachlässigt werden kann. Dies ist vor allem auf die starke Abhängigkeit der zirkularen magneto-optischen Effekte von der sp-d-Austauschkopplung zurückzuführen. Aus diesem Grund sind alle Proben bei resonanter Anregung des 1s-hh-Exziton untersucht worden.

Wie bereits erwähnt, ist das Übersprechen nicht durch die magneto-optischen Eigenschaften der Probe sondern durch den verwendeten Detektionsaufbau bedingt. Will man den Einfluß des Übersprechens noch genauer untersuchen, so kann man z. B. durch numerische Anpassung der Gleichungen (5.26-5.29) an die experimentellen Ergebnisse die "echten" magneto-optischen Effekte bestimmen. Hierfür sind einfache Modelle für den zeitabhängigen Verlauf des jeweiligen magneto-optischen Effektes ( $a_L$ ,  $b_L$  biexponentieller Abfall,  $\theta_F$ ,  $\eta_F$  exponentiell gedämpfte Oszillation) ausreichend.

## 13.6 Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung
<b>A</b>	Magnetisches Vektorpotential
$a_{ex}$	Bohrscher Radius des Exzitons
$a_L$	Linearer Dichroismus
$a_{ml}$	Magnetische Länge (Ausdehnung einer Wellenfunktion im Magnetfeld)
<b>B</b>	Magnetische Flußdichte
$b_L$	Lineare Doppelbrechung
$B_s$	Brillouin-Funktion
$\delta B_{x,y,z}$	Lokale Magnetfeldfluktuation bezüglich einer ausgezeichneten Richtung
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$C_{well}$	Effektive Dotierung magnetischer Ionen im Halbleiterquantentopf
$\hat{\mathbf{D}}$	Drehmatrix zur Beschreibung der Rotation des Wollaston-Prismas
$d$	Mittlerer Kationenabstand
$d_{Mn}$	Mittlerer Abstand zweier Mangan-Ionen
<b>E</b>	Elektrisches Feld
$E_{ex}$	Bohrsche Energie eines Exzitons
$E_g$	Energiebetrag der Bandlücke zwischen Leitungs- und Valenzband
$E_{kin}$	Kinetische Energie eines Ladungsträgers
$F_0$	Oszillatorstärke eines erlaubten optischen Übergangs
$g_0$	Intrinsischer g-Faktor der Elektronen
$g_{eff}$	Effektiver g-Faktor aufgrund des sp-d-Austauschs
$g_{Mn}$	g-Faktor der Mangan-Ionen
<b>H</b>	Magnetische Feldstärke
$H_i$	Hamilton-Operator
<b>J</b>	Gesamtdrehimpuls eines Elektrons
<b>J<sub>A</sub></b>	Ausgangs-Jones-Vektor
$J_{Coulomb}$	Coulombaustausch der im Exziton gebundenen Elektronen und Löcher
$J_{eh}$	Elektron-Loch-Austausch
<b>J<sub>p</sub></b>	Jones-Vektor linear p-polarisierter Strahlung
$J_{pd}$	Austauschkonstante itineranter Löcher mit den magnetischen Ionen
<b>J<sub>s</sub></b>	Jones-Vektor linear p-polarisierter Strahlung

Symbol	Bedeutung
$J_{sd}$	Austauschkonstante itineranter Elektronen mit den magnetischen Ionen
$J_{sp-d}$	Austauschkonstante angeregter Elektronen <b>oder</b> Löcher mit den Mangan-Ionen
$\mathbf{J}_{\circ}$	Jones-Vektor rechtszirkular polarisierter Strahlung
$\mathbf{J}_{\ominus}$	Jones-Vektor linkszirkular polarisierter Strahlung
$\mathbf{k}$	Komplexer Wellenvektor
$k_B$	Boltzmann-Konstante
$\mathbf{M}$	Magnetisierung
$\delta M_{df}$	Fluktuationen der Magnetisierung durch Dichteschwankungen der Dotierung
$\delta M_{l0}$	Longitudinale Fluktuationen der Magnetisierung
$\delta M_{tr}$	Transversale Fluktuationen der Magnetisierung
$\delta M_{x,y,z}$	Lokale Magnetisierungsfluktuation bezüglich einer ausgezeichneten Richtung
$\hat{\mathbf{M}}_{\lambda/4}$	Jones-Matrix einer $\lambda/4$ -Platte
$m_0$	Ruhemasse des Elektrons
$m_e$	Effektive Masse des Elektrons im Kristallgitter
$m_{lh}$	Effektive Masse eines leichten Lochs im Kristallgitter
$m_{hh}$	Effektive Masse eines schweren Lochs im Kristallgitter
$m_{tr}$	Transportmasse eines Exzitons: $m_{tr} = m_e + m_{hh}$
$m^*$	Effektive Masse des Exzitons: $1/m^* = 1/m_e + 1/m_{hh}$
$N_0$	Anzahl der Kationen im betrachteten Volumen
$N_0\alpha$	Austauschintegral der s-d-Wechselwirkung
$N_0\beta$	Austauschintegral der p-d-Wechselwirkung
$N_{ex}$	Anzahl der Mangan-Ionen im Exzitonvolumen
$N_{Mn}$	Anzahl der Mangan-Ionen im betrachteten Volumen
$n_{\pm}$	Brechungsindex für rechts- bzw. linkszirkular polarisierte Strahlung
$\mathbf{p}$	Drehimpulsoperator
$\mathbf{r}$	Ortsvektor
$\mathbf{R}_n$	Ortsvektor des n-ten magnetischen Ions
$P$	Spinpolarisation bezügl. einer ausgewählten Raumrichtung
$S$	Spinfreiheitsgrad eines magnetischen Ions
$S_{eff}$	Effektive Spineinstellung, ermittelt durch Anpassung der Brillouin-Funktion
$\mathbf{S}_n$	Spinoperator des n-ten magnetischen Ions

Symbol	Bedeutung
$\langle S \rangle$	Thermischer Mittelwert des Spinoperators
$\langle S_z \rangle$	Projektion des thermischen Mittelwertes des Spinoperators auf die z-Achse
$T$	Temperatur, im allgemeinen die Gittertemperatur
$\hat{\mathbf{T}}$	Vollständige Materialmatrix zur Berücksichtigung magneto-optischer Effekte
$T_{eff}$	Effektive Temperatur, ermittelt durch Anpassung der Brillouin-Funktion
$T_1$	Spin-Gitter-Relaxationszeit (Energie-Relaxationszeit)
$T_2$	Spin-Spin-Relaxationszeit (Phasen-Relaxationszeit)
$\hat{\mathbf{T}}_{\mathbf{F}}$	Materialmatrix zur Berücksichtigung zirkularer magneto-optischer Effekte
$T_d$	Diagonalelement der Materialmatrix
$T_{nd}$	Nichtdiagonalelement der Materialmatrix
$v_{th}$	Thermische Geschwindigkeit eines Elektrons im Gitter
$V_{ex}$	Exzitonvolumen
$x$	Konzentration des Dotierstoffs
$x_{eff}$	Effektive Dotierung, ermittelt durch Anpassung der Brillouin-Funktion
$\chi$	Magnetische Suszeptibilität
$\Delta_{ex}$	Austauschspaltungsenergie des Exzitongrundzustandes
$\Delta_{LS}$	Maß für die Spinbahnkopplung des Valenzbandes
$\Delta_{\Gamma}$	Linienbreite eines optisch angeregten Zustandes
$\hat{\epsilon}$	Dielektrizitätstensor
$\epsilon_d$	Diagonalelement des Dielektrizitätstensors
$\epsilon_{nd}$	Nichtdiagonalelement des Dielektrizitätstensors
$\eta_F$	Zirkularer Dichroismus
$\Gamma^i$	Irreduzible Darstellung der Punktgruppe $T_d$
$\gamma$	Gyromagnetisches Verhältnis: $\gamma = \omega_L/B$
$\hbar$	Plancksches Wirkungsquantum
$\Lambda^{i \rightarrow f}$	Übergangsamplitude einer optischen Anregung $i \rightarrow f$
$\boldsymbol{\mu}$	Magnetisches Moment eines Spins
$\mu_B$	Bohrsches-Magneton
$\mu_0$	Magnetische Feldkonstante
$\nu_{SQS}$	Spinquantenschwebungsfrequenz
$\omega_c$	Zyklotron-Frequenz eines Ladungsträgers im Magnetfeld



Symbol	Bedeutung
$\omega_L$	Lamor-Frequenz eines im Magnetfeld präzedierenden Spins
$\Phi_F$	Komplexe zirkulare magneto-optische Respons: $\Phi_F = \theta_F + i \eta_F$
$\Phi_L$	Komplexe lineare magneto-optische Respons: $\Phi_L = a_L + i b_L$
$\sigma$	Spinoperator eines Bandelektrons
$\hat{\sigma}_{x,y,z}$	Pauli-Matrix
$\tau_c$	Korrelationszeit einer Störung
$\tau_p$	Impulsstreuzeit eines Ladungsträgers
$\tau_s$	Spinstreuzeit eines Ladungsträgers
$\Delta\tau$	Zeitverzögerung zweier optischer Pulse
$\theta_F$	Faraday-Rotation

## 13.7 Liste der verwendeten Konstanten

Symbol	Wert	Referenz
$a_{ex}$	6,5 nm	[57]
$d$	(4,587-0,105 x) Å	[27]
$E_g$	1,6063 eV	[57]
$gMn$	2	[24]
$g_0$	-1,6	[57]
$J_{Coulomb}$	0,01 eV	[57]
$J_{eh}$	650 $\mu$ eV	[57]
$N_0\alpha$	0,22 eV	[36]
$N_0\beta$	0,88 eV	[36]
$m_e$	0,094 $\cdot m_0$	[57]
$m_{lh}$	0,13 $\cdot m_0$	[57]
$m_{hh}$	0,72 $\cdot m_0$	[57]
$\epsilon_0$	10,2	[57]
$\epsilon_\infty$	7,1	[57]



# Abbildungsverzeichnis

## Spinquantenschwebungen

Frontispiz: Transmissionsänderung einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe (rcp/lcp) . . . . .	5
2.1 Spinquantenschwebungen, das zeitaufgelöste Analogon zum Hanle-Effekt. . . . .	9
2.2 Zeitaufgelöste Spinpräzession eines digital magnetischen Halbleiters. . . . .	10

## $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ - ein magnetischer Halbleiter

Frontispiz: Transmissionsänderung einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe (rcp/lcp) . . . . .	13
3.1 Die Kristallstruktur eines II-VI-Halbleiters am Beispiel von CdTe. . . . .	17
3.2 Die Temperatur- und Magnetfeldabhängigkeit der Brillouin-Funktion. . . . .	23
3.3 Temperaturabhängigkeit des effektiven g-Faktors. . . . .	27
3.4 Darstellung der Spinaufspaltung in Abhängigkeit von der Temperatur. . . . .	28
3.5 Berechnete Spinquantenschwebungsfrequenzen einer $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe. . . . .	29
3.6 Erlaubte optische Übergänge eines $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiters. . . . .	29

## Theoretische Beschreibung der Spindephasierung

Frontispiz: Transmissionsänderung einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe (rcp/ppol) . . . . .	31
4.1 Entartung der Spinzustände in zentrosymmetrischen Kristallen. . . . .	36
4.2 Durch den Elliott-Yafet-Mechanismus bedingte Streukanäle des Pseudospins. . . . .	36
4.3 Darstellung eines Kristallgitters der Punktgruppe $T_d$ . . . . .	39
4.4 Symmetriereduktion durch ein angelegtes elektrisches Feld: $T_d \rightarrow C_{4v}$ . . . . .	39
4.5 Elektron- und Lochspindephasierungszeiten in digital magnetischen Halbleiter-Heterostrukturen. . . . .	46
4.6 Berechnete Spindephasierungszeiten in magnetischen Quantentopfstrukturen unter der Annahme, daß die Spinstreuung in den Quantentöpfen stattfindet. . . . .	48
4.7 Berechnete Spindephasierungszeiten in magnetischen Quantentopfstrukturen unter der Annahme, daß die Spinstreuung in den Barrieren stattfindet. . . . .	48
4.8 Experimentell bestimmte Spindephasierungszeiten der Elektronen in magnetischen Quantentopfstrukturen. . . . .	50
4.9 Experimentell bestimmte Spindephasierungszeiten der Löcher in magnetischen Quantentopfstrukturen. . . . .	50
4.10 Elektronische Spinrelaxationsrate gegen die effektive Mangan-Konzentration. . . . .	51
4.11 Lochspin-Relaxationsraten gegen $x_{\text{Mn}} < S_z >$ für unterschiedliche Proben. . . . .	51
4.12 Spindephasierung eines sich langsam bewegenden Elektrons aufgrund von Stoßprozessen. . . . .	55
4.13 Spindephasierung eines sich schnell bewegenden Elektrons unter dem Einfluß von "motional narrowing". . . . .	55
4.14 Die Spin-Gitter-Relaxationszeit $T_1$ . . . . .	59
4.15 Die Spin-Spin-Relaxationszeit $T_2$ . . . . .	59

## Abbildungsverzeichnis

---

4.16	Mit Hilfe der Bloch-Gleichungen berechnete zeitliche Entwicklung der x- und der y-Komponente der optisch induzierten Magnetisierung. . . . .	61
4.17	Mit den Bloch-Gleichungen berechnete Bewegung der optisch angeregten Ladungsträgerspins in der x/y-Ebene. . . . .	61
4.18	Die Wirkung von longitudinalen Fluktuationen auf einen im Magnetfeld ausgerichteten Spin. . . . .	62
4.19	Der Einfluß transversaler Fluktuationen auf die Spindephasierung. . . . .	62
4.20	Abhängigkeit der homogenen und der inhomogenen Verbreiterung von der Korrelationszeit der Störungen. . . . .	65

### Grundlagen zur Meßtechnik

Frontispiz:	Spektral aufgelöste Faraday-Rotation (pump fixiert/probe variiert) . . .	67
5.1	Simulation der spektralen Abhängigkeit der Faraday-Rotation. . . . .	74
5.2	Verdet-Konstanten unterschiedlich stark dotierter $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Halbleiter. . .	74
5.3	Schema eines magneto-optischen Detektionsaufbaus. . . . .	75
5.4	Magneto-optische Detektion mit einem Wollaston-Prisma unter $45^\circ$ . . . . .	78
5.5	Magneto-optische Detektion mit einem Wollaston-Prisma unter $0^\circ$ . . . . .	78

### Experimentelle Details

Frontispiz:	Spektral aufgelöste Faraday-Rotation (pump variiert/probe fixiert) . . .	81
6.1	Der verwendete experimentelle Aufbau. . . . .	84
6.2	Exemplarische Anpassung einer Spinquantenschwebung. . . . .	90
6.3	Frequenzanpassung über einen großen Bereich initialer Parameter. . . . .	91
6.4	Angepaßte Dephasierungszeiten über einen großen Bereich initialer Parameter. . .	91
6.5	Auswertung der relativen Häufigkeiten der Anpassungsparameter bei Variation der Anfangsbedingungen. . . . .	91
6.6	Bestimmung der Dotierung durch Anpassung der Zeeman-Aufspaltung: . . .	92
6.7	Bestimmung der Dotierung durch Anpassung der Zeeman-Aufspaltung: . . .	92
6.8	Bestimmung der Dotierung durch Anpassung der Zeeman-Aufspaltung: . . .	93
6.9	Bestimmung der Dotierung durch Anpassung der Zeeman-Aufspaltung: . . .	93

### Experimentelle Ergebnisse

Frontispiz:	Elektron- und Lochspinquantenschwebungen ( $\text{Cd}_{0,992}\text{Mn}_{0,008}\text{Te}$ ) . . . . .	95
7.1	Spinquantenschwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe. . . . .	98
7.2	Spinquantenschwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	99
7.3	Spinquantenschwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe. . . . .	100
7.4	Spinquantenschwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	101
7.5	Elektronische Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe. . . . .	103
7.6	Elektronische Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	103
7.7	Elektronische Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe. . . . .	104
7.8	Elektronische Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	105
7.9	Lochspindephasierungszeiten der Probe Q1655. . . . .	106
7.10	Lochspindephasierungszeiten der Probe Q1648 ( $T = 2, 6 \text{ K}$ ). . . . .	107
7.11	Lochspindephasierungszeiten der Probe Q1648 ( $T = 4 \text{ K}$ ). . . . .	107
7.12	Lochspindephasierungszeiten der Probe Q1654. . . . .	108

### Ein neues Modell zur Spindephasierung in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

Frontispiz:	Magnetfeldabhängigkeit der Faraday-Rotation ( $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ ) . . . . .	109
8.1	Exziton im Umfeld fluktuierender Magnetisierungen. . . . .	112

8.2	Bewegung des Exzitons im Umfeld fluktuierender Magnetisierungen. . . . .	115
8.3	Berechnete Suszeptibilität der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	120
8.4	Berechnete Varianzen der longitudinalen Fluktuationen. . . . .	120
8.5	Longitudinale Fluktuationen der Magnetisierung. . . . .	121
8.6	Transversale Fluktuationen der Magnetisierung. . . . .	122
8.7	Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius. . . . .	126

**Vergleich der Theorie mit dem Experiment**

Frontispiz:	Magnetfeldabhängigkeit der Spindephasierung ( $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ ) . . .	129
9.1	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe. . . . .	132
9.2	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	132
9.3	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe. . . . .	133
9.4	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	133
9.5	Gemessene Spindephasierungszeiten für $B = 2\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	134
9.6	Gemessene Spindephasierungszeiten für $B = 5\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	134
9.7	Berechnete Spindephasierungszeiten für $B = 2\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	135
9.8	Berechnete Spindephasierungszeiten für $B = 5\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	135
9.9	Gemessene Spindephasierungszeiten für $B = 6\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	136
9.10	Berechnete Spindephasierungszeiten für $B = 6\text{ T}$ gegen die $\text{Mn}^{2+}$ -Dotierung. .	137
9.11	Berechnete Lochspindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,991}\text{Mn}_{0,009}\text{Te}$ -Probe. . . . .	139
9.12	Berechnetes Verhältnis der Elektron- und Lochspindephasierungszeiten. . . . .	139
9.13	Modellierte und gemessene Spinquantenschwebungen einer $\text{Cd}_{0,991}\text{Mn}_{0,009}\text{Te}$ - Probe. . . . .	140

**Diskussion**

Frontispiz:	Doppelpulsmessungen an einem $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Halbleiter . . . . .	143
10.1	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter dem Einfluß longitudinaler Fluktuationen (3D). . . . .	146
10.2	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter dem Einfluß transversaler Fluktuationen (3D). . . . .	146
10.3	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter dem Einfluß longitudinaler Fluktuationen (2D). . . . .	147
10.4	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe unter dem Einfluß transversaler Fluktuationen (2D). . . . .	147
10.5	Berechnete Komponenten der Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für $B = 8\text{ T}$ und $T = 2\text{ K}$ . . . . .	148
10.6	Berechnete Komponenten der Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für $B = 8\text{ T}$ und $T = 40\text{ K}$ . . . . .	148
10.7	Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für verschiedene Temperaturen und $B = 2\text{ T}$ . . . . .	149
10.8	Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für verschiedene Temperaturen und $B = 8\text{ T}$ . . . . .	149
10.9	Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für verschiedene Temperaturen und $B = 8\text{ T}$ unter Berücksichtigung der modi- fizierten Brillouin-Funktion. . . . .	149
10.10	Berechnete Spindephasierungszeiten in Abhängigkeit von der Mangan-Dotierung für verschiedene Temperaturen und $B = 8\text{ T}$ ohne Berücksichtigung der modi- fizierten Brillouin-Funktion. . . . .	149

## Abbildungsverzeichnis

---

10.11	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe gegen die Korrelationszeit für $B = 8 \text{ T}$ und $T = 10 \text{ K}$ . . . . .	151
10.12	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe gegen die Korrelationszeit für $B = 8 \text{ T}$ und $T = 40 \text{ K}$ . . . . .	151
10.13	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe gegen die Korrelationszeit für $B = 8 \text{ T}$ und $T = 10 \text{ K}$ . . . . .	152
10.14	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe gegen die Korrelationszeit für $B = 8 \text{ T}$ und $T = 40 \text{ K}$ . . . . .	152
10.15	Mit dem vorgestellten Modell berechnete Temperatur-, Magnetfeld- und Dotierungsabhängigkeit des “motional narrowing”. . . . .	153
10.16	Berechnete Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für $B = 4 \text{ T}$ . . . . .	154
10.17	Gemessene Spindephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe für $B = 6 \text{ T}$ . . . . .	154
10.18	Anregungsdichteabhängigkeit der Spindephasierungszeiten. . . . .	156
10.19	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe unter Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius. . . . .	157
10.20	Berechnete Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe ohne Berücksichtigung der Magnetfeldabhängigkeit des Exzitonradius. . . . .	157
10.21	Berechnete Spindephasierungszeiten unter der Annahme einer um den Faktor fünf kürzeren Korrelationszeit. . . . .	159
10.22	Berechnete Spindephasierungszeiten unter der Annahme einer um den Faktor fünf längeren Korrelationszeit. . . . .	159
10.23	Einfluß räumlicher Magnetisierungsfluktuationen auf die Spindephasierungszeit eines statischen Exzitons. . . . .	160
10.24	Modellierung der elektronischen Spindephasierung unter dem Einfluß des Elektron-Loch-Austauschs. . . . .	163
10.25	Gemessene Dephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur. . . . .	164
10.26	Gemessene Dephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur. . . . .	164
10.27	Gemessene Dephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,956}\text{Mn}_{0,044}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur. . . . .	165
10.28	Gemessene Dephasierungszeiten der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe aufgetragen gegen die Temperatur. . . . .	165
10.29	Lochspin-Relaxationsraten gegen $x_{Mn} < S_z >$ für unterschiedliche Proben. . . . .	169
10.30	Simulation der Lochspin-Relaxationsraten für unterschiedliche Proben. . . . .	169
10.31	Berechnete elektronische Spindephasierungszeiten einer $\text{Cd}_{0,999}\text{Mn}_{0,001}\text{Te}$ -Probe, die eine ferromagnetische Ordnung aufweist. . . . .	172

### Vorläufige Untersuchungen

Frontispiz:	Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungen . . . . .	173
11.1	Berechnete Curie-Temperaturen unterschiedlicher stark p-dotierter magnetischer Halbleiter. . . . .	178
11.2	Berechnete Curie-Temperaturen einer $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	178
11.3	Experimentell bestimmte Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungen der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	180
11.4	Extrahierte Anregungsdichteabhängigkeit der Spinquantenschwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,9927}\text{Mn}_{0,0073}\text{Te}$ -Probe. . . . .	180
11.5	Räumliche Verteilung der Anregungsleistung auf der Probe. . . . .	181

11.6	Durch eine $50\ \mu\text{m}$ -Maske eingeschränktes Anregungsprofil. . . . .	181
11.7	Zeitaufgelöste Messungen der maskierten und der unmaskierten Probe. . . . .	182
11.8	Frequenzauswertung der Spinquantenschwebungen bei optischer Anregung mit und ohne Maske. . . . .	182
11.9	Einfluß einer elektrischen Dotierung auf die Spinquantenschwebungsfrequenz. . . . .	183
11.10	Bestimmung der elektrischen Dotierung einer Probe durch Vergleich mit einer undotierten Referenzprobe. . . . .	183
11.11	Auswertung der Schwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	184
11.12	Anregungsdichteabhängigkeit der Absorption einer $\text{In-GaAs}$ -Probe. . . . .	184
11.13	Im Rahmen der abgeschirmten RKKY-Wechselwirkung berechnete Magnetisierung magnetisch dotierter $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ -Proben. . . . .	185
11.14	Anregungsdichteabhängigkeit der Schwebungsfrequenzen der $\text{Cd}_{0,852}\text{Mn}_{0,148}\text{Te}$ -Probe. . . . .	185
11.15	Bestimmung thermischer und dichteabhängiger Anteile der anregungsdichteabhängigen Frequenzreduktion durch Anpassung. . . . .	187
11.16	Gemessene und berechnete Anregungsdichteabhängigkeit der elektronischen Austauschkonstante mit den Mangan-Ionen. . . . .	189

**Anhang**

13.1	Termschema optisch erlaubter Übergänge in einem Halbleiter mit $T_d$ -Symmetrie bei optischer Anregung in Magnetfeldrichtung. . . . .	200
13.2	Übergangsschema linear polarisierter Anregungen bei Einstrahlung senkrecht zum Magnetfeld. . . . .	201
13.3	Übergangsschema zirkular polarisierter optischer Anregungen bei Einstrahlung senkrecht zum Magnetfeld. . . . .	201
13.4	Darstellung der x- und y-Komponente der optisch induzierten Magnetisierung aus der Lösung der Bloch-Gleichungen. . . . .	205
13.5	Mit den Bloch-Gleichungen berechnete Dephasierung der optisch angeregten Ladungsträgerspins. . . . .	205
13.6	Linearer magneto-optischer Effekt $b_L$ einer Probe mit $x=0,0073$ bei Anregung über der Bandkante. . . . .	207
13.7	Zirkularer magneto-optischer Effekt $\eta_F$ einer Probe mit $x=0,0073$ bei Anregung über der Bandkante. . . . .	207
13.8	Linearer magneto-optischer Effekt $b_L$ einer Probe mit $x=0,0073$ bei exzitoni-scher Anregung. . . . .	208
13.9	Zirkularer magneto-optischer Effekt $\eta_F$ einer Probe mit $x=0,0073$ bei exzito-nischer Anregung. . . . .	208





# Tabellenverzeichnis

## **Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te - ein magnetischer Halbleiter**

3.1	Dotierungsabhängige Parameter für die modifizierte Brillouin-Funktion. . . . .	24
-----	--	----

## **Grundlagen zur Meßtechnik**

5.1	Parameter für den magneto-optischen Detektionsaufbau. . . . .	79
-----	---	----

## **Experimentelle Details**

6.1	Technische Daten des verwendeten Titan:Saphir-Lasersystems, das mit einem diodengepumpten Festkörperlaser betrieben wird. . . . .	85
6.2	Technische Daten des regenerativen Verstärkerlasersystems (CPA) und des nicht-linearen parametrischen Oszillators (NOPA). . . . .	85
6.3	Technische Daten des Kryostatsystems, das bei Messungen mit dem diodengepumpten Titan:Saphir-Lasersystem zum Einsatz kommt. . . . .	86
6.4	Technische Daten des Kryostatsystems, welches bei Experimenten mit dem Verstärkerlaser genutzt wird. . . . .	86
6.5	Daten der experimentell untersuchten Proben. . . . .	87

## **Anhang**

13.1	Übergangsmatrixelemente bei zirkular polarisierter Anregung aus dem Split-Off-Band in das Leitungsband ( $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$ ) in Einheiten des reduzierten Matrixelementes $\langle S X X \rangle$ . . . . .	199
13.2	Übergangsmatrixelemente bei zirkular polarisierter Anregung aus dem Valenzband in das Leitungsband ( $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$ ) in Einheiten des reduzierten Matrixelementes $\langle S X X \rangle$ . . . . .	199
13.3	Resultierende Spinpolarisation bei optischer Anregung. . . . .	200
13.4	Übergangswahrscheinlichkeiten der optischen Anregung aus dem Split-Off-Band in das Leitungsband ( $\Gamma^7 \rightarrow \Gamma^6$ ). . . . .	201
13.5	Übergangswahrscheinlichkeiten der optischen Anregung aus dem Valenzband in das Leitungsband ( $\Gamma^8 \rightarrow \Gamma^6$ ). . . . .	201
13.6	Liste der verwendeten Symbole . . . . .	210
13.7	Liste der verwendeten Konstanten . . . . .	213



# Literaturverzeichnis

- [1] W. Hanle and R. Pepperl, "Interferenzeffekte von Quantenzuständen.", Phys. Bl. **27**, 19 (1971).
- [2] R. L. de Zafra and W. Kirk, "Measurement of atomic lifetimes by the Hanle-Effect.", Am. J. Phys. **35**, 573 (1967).
- [3] A. Lurio, "Lifetime of the  $6s6p\ ^1P_1$  state of mercury.", Phys. Rev. **140**, A 1505 (1965).
- [4] R. R. Parsons, "Band-to-band optical pumping in solids and polarized photoluminescence.", Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).
- [5] A. P. Heberle, W. W. Rühle, and K. Ploog, "Quantum beats of electron larmor precession in GaAs wells.", Phys. Rev. Lett. **72**, 3887 (1994).
- [6] M. Oestreich and W. W. Rühle, "Spinquantenschwebungen in Halbleitern.", Phys. Bl. **54**, 49 (1998).
- [7] M. Oestreich, S. Hallstein, A. P. Heberle, K. Eberl, E. Bauser, and W. W. Rühle, "Temperature and density dependence of the electron Lande g factor in semiconductors.", Phys. Rev. B **53**, 7911 (1996).
- [8] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, "Resonant spin amplification in n-type GaAs.", Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [9] F. X. Bronold, I. Martin, A. Saxena, and D. L. Smith, "Magnetic-field dependence of electron spin relaxation in n-type semiconductors.", Phys. Rev. B **66**, 233206 (2002).
- [10] J. Hoffmann, S. Wachter, H. Kalt, D. Hägele, and M. Oestreich, "Motional narrowing in the spin relaxation of free excitons.", Phys. Stat. Sol (a) **178**, 531 (2000).
- [11] S. A. Crooker, J. J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, and D. D. Awschalom, "Terahertz spin precession and coherent transfer of angular momenta in magnetic quantum wells.", Phys. Rev. Lett. **77**, 2814 (1996).
- [12] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack, and N. Samarth, "Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells.", Phys. Rev. B **56**, 7574 (1997).
- [13] A. Mycielski and J. Mycielski, "Acceptors in semimagnetic semiconductors.", J. Phys. Soc. Jpn. **49**, 807 (1980).
- [14] R. T. Delves, "HgTe-MnTe alloys.", Proc. Phys. Soc. **87**, 809 (1966).

- [15] M. Sawicki, T. Dietl, J. Kossut, J. Igalson, T. Wojtowicz, and W. Plesiewicz, "Influence of s-d exchange interaction on the conductivity of  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ .", *Phys. Rev. Lett.* **56**, 508 (1986).
- [16] R. L. Aggarwal, J. K. Furdyna, and S. von Molnar, eds., "Diluted magnetic (semi-magnetic) semiconductors.", Materials Research Society, Pittsburg (1987).
- [17] J. K. Furdyna and J. Kossut, eds., "Semiconductors and semimetals.", vol. 25, Academic Press, London (1988).
- [18] A. E. Turner, R. L. Gunshor, and S. Datta, "New class of materials for optical isolators.", *Appl. Opt.* **22**, 3152 (1983).
- [19] E. Kierzek-Pecold, W. Szymanska, and R. R. Galazka, "New class of materials for optical isolators.", *Solid State Comm.* **50**, 685 (1984).
- [20] C. Rigaux, A. Mycielski, G. Barilero, and M. Menant, "Magneto-optical study of the spin freezing in  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  semimagnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **34**, 3313 (1986).
- [21] J. K. Furdyna, W. Girat, D. F. Mitchell, and G. Sproule, "The dependence of the lattice parameter and density on  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  on composition.", *J. Sol. Stat. Chem.* **46**, 349 (1983).
- [22] C. Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik.", Oldenbourg Verlag, München (1999).
- [23] N. Bottka, J. Stankiewicz, and W. Girat, "Electroreflectance studies in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  solid solutions.", *J. Appl. Phys.* **56**, 4189 (1981).
- [24] J. K. Furdyna, "Diluted magnetic semiconductors.", *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
- [25] L. A. Kolodziejcki, R. L. Grunshorn, N. Otsuka, B. P. Gu, Y. Hefetz, and A. V. Nurmikko, "Two dimensional metastable magnetic semiconductor structures.", *Appl. Phys. Lett.* **48**, 1482 (1986).
- [26] S. M. Durbin, J. Han, O. Sungki, M. Kobayashi, D. R. Menke, R. L. Grunshorn, Q. Fu, N. Pelekanos, A. V. Nurmikko, D. Li, J. Gonsalves, and N. Otsuka, "Zinkblende  $\text{MnTe}$ : Epilayers and quantum well structures.", *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2087 (1989).
- [27] D. R. Yoder-Short, U. Debska, and J. K. Furdyna, "Lattice parameters of  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$  and tetrahedral bond length in  $\text{A}_{1-x}^{\text{II}}\text{Mn}_x\text{B}^{\text{VI}}$  alloys.", *J. Appl. Phys.* **58**, 4056 (1985).
- [28] G. L. Trigg, ed., "Encyclopedia of Applied Physics.", VCH Publishers, New York (1996).
- [29] G. Bastard, C. Rigaux, Y. Guldner, J. Mycielski, and A. Mycielski, "Effect of exchange on interband magneto-absorption in zero gap  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  mixed crystals.", *J. Physique* **39**, 87 (1978).
- [30] S. Datta, J. K. Furdyna, and R. L. Gunshor, "Diluted magnetic semiconductors, superlattices and heterostructures.", *Superlattices and Microstructures* **1**, 327 (1985).

- 
- [31] R. L. Gunshor, N. Otsuka, M. Yamanishi, L. A. Kolodziejski, T. C. Bonsett, R. B. Bylisma, S. Datta, W. M. Becker, and J. K. Furdyna, "Diluted magnetic semiconductor superlattices.", *J. Cryst. Growth* **72**, 294 (1985).
- [32] J. M. Luttinger and W. Kohn, "Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields.", *Phys. Rev.* **97**, 869 (1955).
- [33] J. M. Luttinger and W. Kohn, "Hyperfine splitting of donor states in silicon.", *Phys. Rev.* **97**, 883 (1955).
- [34] J. M. Luttinger and W. Kohn, "Theory of donor states in silicon.", *Phys. Rev.* **98**, 915 (1955).
- [35] C. R. Pidgeon and R. N. Brown, "Interband magneto-absorption and Faraday rotation in InSb.", *Phys. Rev.* **146**, 575 (1966).
- [36] J. A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman, "Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of  $Mn^{2+}$  ions in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ .", *Solid State Comm.* **29**, 435 (1979).
- [37] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman, and B. Coqblin, "Virtual bound state model for the exchange interaction in semimagnetic semiconductors.", *Physica* **117 B**, 449 (1983).
- [38] B. E. Larson, K. C. Haas, H. Ehrenreich, and A. E. Carlsson, "Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **37**, 4137 (1988).
- [39] K. H. Hellwege and O. Madelung, eds., "Physics of II-VI and I-VII compounds, semimagnetic semiconductors.", Landolt-Börnstein, Springer-Verlag, New York (1982).
- [40] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich, and A. E. Carlsson, "Exchange mechanisms in diluted magnetic semiconductors.", *Solid State Comm.* **56**, 347 (1985).
- [41] B. E. Larson and H. Ehrenreich, "Anisotropic superexchange and spin-resonance linewidth in diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **39**, 1747 (1989).
- [42] P. Kacman, "Spin interactions in diluted magnetic semiconductors and magnetic semiconductor structures.", *Semicond. Sci. Technol.* **16**, R25 (2001).
- [43] R. R. Galazka, S. Nagata, and P. H. Keesom, "Paramagnetic-spin-glass-antiferromagnetic phase transitions in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  from specific heat and magnetic susceptibility measurements.", *Phys. Rev. B* **22**, 3344 (1980).
- [44] L. de Seze, "Antiferromagnetic dilute bond ising model exhibiting a spin-glass phase transition.", *J. Phys. C: Solid State Physics* **10**, 353 (1977).
- [45] A. Twardowski, H. J. M. Swagten, W. J. M. de Jonge, and M. Demianiuk, "Magnetic behaviour of the diluted magnetic semiconductor  $Zn_{1-x}Mn_xSe$ .", *Phys. Rev. B* **36**, 7013 (1987).
- [46] J. K. Furdyna, "Diluted magnetic semiconductors.", *J. Appl. Phys.* **53**, 7637 (1982).
- [47] O. Kahn, "Molecular Magnetism.", Wiley-VCH, New York (1993).

- [48] D. L. Peterson, D. U. Bartholomew, U. Debska, A. K. Ramdas, and S. Rodriguez, "Spin-flip Raman scattering in n-type diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **32**, 323 (1985).
- [49] D. U. Bartholomew, J. K. Furdyna, and A. K. Ramdas, "Interband Faraday rotation in diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **34**, 6943 (1986).
- [50] Y. Shapira, S. Foner, D. H. Ridgley, K. Dwight, and A. Wold, "Technical saturation and magnetization steps in diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **30**, 4021 (1984).
- [51] R. L. Aggarwal, S. N. Jasperson, P. Becla, and R. R. Galazka, "Optical determination of the antiferromagnetic exchange constant between nearest-neighbor  $\text{Mn}^{2+}$  ions in  $\text{Cd}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Te}$ .", *Phys. Rev. B* **32**, 5132 (1985).
- [52] Y. Shpira, S. Foner, P. Becla, D. N. Domingues, M. J. Naughton, and J. S. Brooks, "Nearest-neighbor exchange constant and Mn distribution in  $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  from high-field magnetization step and low-field susceptibility.", *Phys. Rev. B* **33**, 356 (1986).
- [53] J. Spalek, A. Lewicki, Z. Tarnawski, J. K. Furdyna, R. R. Galazka, and Z. Obuszko, "Magnetic susceptibility of semimagnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **33**, 3407 (1986).
- [54] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors.", *Physica* **34**, 149 (1967).
- [55] M. Taniguchi, L. Ley, R. L. Johnson, J. Ghijsen, and M. Cardona, "Synchrotron radiation study of  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .", *Phys. Rev. B* **33**, 1206 (1986).
- [56] A. Franciosi, S. Chang, R. Reifenberger, U. Debska, and R. Riedel, "Resonant photoemission from  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ .", *Phys. Rev. B* **32**, 6682 (1985).
- [57] K. H. Hellwege and O. Madelung, eds., "Intrinsic properties of group IV elements and III-V, II-VI and I-VII compounds.", Landolt-Börnstein, Springer-Verlag, New York (1987).
- [58] J. A. Gaj, J. Ginter, and R. R. Galazka, "Exchange interaction of manganese  $3d^5$  states with band electrons in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .", *Phys. Stat. Sol. b* **89**, 655 (1978).
- [59] M. Q. Weng and M. W. Wu, "Longitudinal spin decoherence in spin diffusion in semiconductors.", *Phys. Rev. B* **66**, 235109 (2002).
- [60] M. Q. Weng and M. W. Wu, "Kinetic theory of spin transport in n-type semiconductor quantum wells.", *J. Appl. Phys.* **93**, 410 (2003).
- [61] S. Datta and B. Das, "Electronic analog of the electro-optic modulator.", *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [62] G. Schmidt and L. W. Molenkamp, "Spin injection into semiconductors, physics and experiments.", *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 310 (2002).
- [63] J. de Boeck, W. van Roy, J. Das, V. Motsnyi, Z. Liu, L. Lagae, H. Boeve, K. Dessen, and G. Borghs, "Technology and material issues in semiconductor-based magneto-electronics.", *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 342 (2002).

- [64] V. N. Golovach and D. Loss, “Electron spins in artificial atoms and molecules for quantum computing.”, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 355 (2002).
- [65] K. Sato and H. Katayama-Yoshida, “First principles materials design for semiconductor spintronics.”, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 367 (2002).
- [66] D. D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth, eds., “Semiconductor spintronics and quantum computation.”, Springer-Verlag, Heidelberg (2002).
- [67] M. I. D’yakonov and V. I. Perel, “Optical orientation in a system of electrons and lattice nuclei in semiconductors.”, *Sov. Phys. JETP* **38**, 177 (1974).
- [68] F. Meier and B. P. Zakharchenya, eds., “Optical Orientation.”, vol. 8, North-Holland, Amsterdam (1984).
- [69] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, “Spin relaxation of electrons due to scattering by holes.”, *Sov. Phys. JETP* **42**, 705 (1975).
- [70] A. G. Aronov, G. E. Pikus, and A. N. Titkov, “Spin relaxation of conduction electrons in p-type III-V compounds.”, *Sov. Phys. JETP* **57**, 680 (1983).
- [71] J. Wagner, H. Schneider, D. Richards, A. Fischer, and K. Ploog, “Observation of extremely long electron-spin-relaxation times in p-type  $\delta$ -doped GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterostructures.”, *Phys. Rev. B* **47**, 4786 (1993).
- [72] H. Haug and S. W. Koch, “Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors.”, World Scientific Publishing, Singapore (1990).
- [73] C. G. Kuper and G. D. Whitfield, eds., “Polarons and excitons.”, Scottish Universities’ Summer School, by Oliver and Boyd Ltd., Edinburgh and London (1962).
- [74] R. J. Elliott, “Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors.”, *Phys. Rev.* **96**, 266 (1954).
- [75] Y. Yafet, ed., “Solid State Physics.”, vol. 14, Academic Press, New York (1963).
- [76] H. Kalt, J. Hoffman, D. Tröndle, S. Wachter, D. Lürßen, D. Hägele, W. W. Rühle, M. Oestreich, I. J. Blewett, and I. Galbraith, “Spin relaxation and spin-dependent exciton interactions in ZnSe quantum wells.”, *Journal of Crystal Growth* **214/215**, 630 (2000).
- [77] M. I. D’yakonov and V. I. Perel’, “Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors.”, *Sov. Phys. Solid State* **13**, 3023 (1972).
- [78] E. L. Ivchenko, “Spin relaxation of free carriers in a centrosymmetric semiconductor in a longitudinal magnetic field.”, *Sov. Phys. Solid State* **15**, 1048 (1973).
- [79] N. Bloembergen, E. M. Purcell, and R. V. Pound, “Relaxation effects in nuclear magnetic resonance.”, *Phys. Rev.* **73**, 679 (1948).
- [80] G. F. Koster, J. O. Dimmock, R. G. Wheeler, and H. Statz, “Properties of the thirty-two point groups.”, M. I. T. Press, Cambridge, Massachusetts (1963).

- [81] G. Dresselhaus, "Spin-orbit coupling in zinc blende structures.", *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955).
- [82] Y. A. Bychkov and E. I. Rashba, "Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy.", *Sov. Phys. JETP Lett.* **39**, 78 (1984).
- [83] E. I. Rashba, "Properties of semiconductors with an extremum loop in cyclotron and combinational resonance in a magnetic field perpendicular to the plane of the loop.", *Fiz. Tverd. Tela* **2**, 1224 (1960).
- [84] M. Q. Weng and M. W. Wu, "Rashba-effect-induced spin dephasing in n-type InAs quantum wells.", *J. Phys. : Condens. Matter* **15**, 5563 (2003).
- [85] N. S. Averkiev and L. E. Golub, "Giant spin relaxation anisotropy in zinc-blende heterostructures.", *Phys. Rev. B* **60**, 15582 (1999).
- [86] B. K. Nikolić, "Entanglement of electron spin-polarization in spintronic quantum transport." *cond-mat/0301614v2* (2003).
- [87] J. T. Olesberg, W. H. Lau, M. E. Flatté, C. Yu, E. Altunkaya, E. M. Shaw, T. C. Hasenberg, and T. F. Boggess, "Interface contributions to spin relaxation in a short-period InAs/GaSb superlattice.", *Phys. Rev. B* **64**, 201301 (2001).
- [88] M. I. D'yakonov and V. Y. Kachorovskii, "Spin relaxation of two-dimensional electrons in noncentrosymmetric semiconductors.", *Sov. Phys. Semicond.* **20**, 110 (1986).
- [89] W. H. Lau, J. T. Olesberg, and M. E. Flatté, "Electron-spin decoherence in bulk and quantum-well zinc-blende semiconductors.", *Phys. Rev. B* **64**, 161301 (2001).
- [90] M. Z. Maialle, E. A. de Andrada e Silva, and L. J. Sham, "Exciton spin dynamics in quantum wells.", *Phys. Rev. B* **47**, 15776 (1993).
- [91] E. A. de Andrada e Silva and G. C. L. Rocca, "Exciton-bound electron-spin relaxation.", *Phys. Rev. B* **56**, 9259 (1997).
- [92] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, J. Hoffmann, S. Wachter, H. Kalt, K. Ohkawa, and D. Hommel, "Relation between spin and momentum relaxation in ZnSe/ZnMgSSe quantum wells.", *Physica B* **272**, 338 (1999).
- [93] Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi, F. Matsukura, and H. Ohno, "Spin relaxation in GaAs(110) quantum wells.", *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4196 (1999).
- [94] T. Amand, X. Marie, P. L. Jeune, M. Brousseau, D. Robart, and J. Barrau, "Spin quantum beats of 2D excitons.", *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1355 (1997).
- [95] M. Q. Weng and M. W. Wu, "Many-body effect in spin dephasing in n-typed GaAs quantum wells." *cond-mat/0305686v1* (2003).
- [96] A. Malinowski, R. S. Britton, T. Grevatt, R. T. Harley, D. A. Ritchie, and M. Y. Simmons, "Spin relaxation in GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum wells.", *Phys. Rev. B* **62**, 13034 (2000).
- [97] A. D. Margulis and V. A. Margulis, "Spin relaxation of conduction electrons in semiconductors in a strong magnetic field.", *Sov. Phys. Solid State* **25**, 918 (1983).



- 
- [98] R. T. Delves and B. Lewis, "Zinc blende type HgTe-MnTe solid solutions.", *J. Phys. Chem. Solids* **24**, 549 (1963).
- [99] R. T. Delves, "HgTe-MnTe alloys.", *J. Phys. Chem. Solids* **24**, 885 (1966).
- [100] H. Krenn, K. Kaltenecker, and G. Bauer, "Hot carrier relaxation phenomena detected by optical induced magnetization.", *Solid State Electronics* **31**, 481 (1988).
- [101] H. Krenn, K. Kaltenecker, T. Dietl, J. Spalek, and G. Bauer, "Photoinduced magnetization in dilute magnetic (semimagnetic) semiconductors.", *Phys. Rev. B* **39**, 10918 (1989).
- [102] W. M. Chen, I. A. Buyanova, and G. Y. Rudko, "Exciton spin relaxation in diluted magnetic semiconductor  $Zn_{1-x}Mn_xSe/CdSe$  superlattices: Effect of spin splitting and role of longitudinal optical phonons.", *Phys. Rev. B* **67**, 125313 (2003).
- [103] M. R. Freeman, D. D. Awschalom, J. M. Hong, and L. L. Chang, "Femtosecond spin-polarization spectroscopy in diluted-magnetic semiconductor quantum wells.", *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2430 (1990).
- [104] M. R. Freeman and D. D. Awschalom, "Femtosecond probes of magnetic phenomena.", *J. Appl. Phys.* **67**, 5102 (1990).
- [105] G. Bastard and L. L. Chang, "Spin-flip relaxation of conduction electrons in  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  quantum wells.", *Phys. Rev. B* **41**, 7899 (1990).
- [106] C. Camilleri, F. Teppe, D. Scalbert, Y. G. Semenov, M. Nawrocki, M. Dyakonov, J. Cibert, S. Tatarenko, and T. Wojtowicz, "Electron and hole spin relaxation in modulation-doped  $CdMnTe$  quantum wells.", *Phys. Rev. B* **64**, 85331 (2001).
- [107] T. Dietl, P. Peyla, W. Grieshaber, and Y. M. d'Aubigné, "Dynamics of spin organization in diluted magnetic semiconductors.", *Phys. Rev. Lett.* **74**, 474 (1995).
- [108] J. A. Gaj, W. Grieshaber, C. Bodin-Deshayes, J. Cibert, G. Feuillet, Y. M. d'Aubigné, and A. Wasiela, "Magneto-optical study of interface mixing in the  $CdTe-(Cd,Mn)Te$  system.", *Phys. Rev. B* **50**, 5512 (1994).
- [109] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani, "Carrier spin dynamics in  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  quantum wells.", *Phys. Rev. B* **56**, 9726 (1997).
- [110] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani, "Larmor precession of  $Mn^{2+}$  moments initiated by the exchange field of photoinjected carriers in  $CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe$  quantum wells.", *Phys. Rev. B* **57**, 7208 (1998).
- [111] R. Hellmann, S. T. Cundiff, M. Koch, J. Feldmann, E. O. Göbel, B. Kuhn-Heinrich, D. R. Yakovlev, A. Waag, and G. Landwehr, "Exciton dynamics in disordered quantum wells: Localized and delocalized regimes.", *Phys. Rev. B* **50**, 14651 (1994).
- [112] X. Marie, T. Amand, P. L. Jeune, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golun, V. D. Dymnikov, and E. L. Ivchenko, "Hole spin quantum beats in quantum-well structures.", *Phys. Rev. B* **60**, 5811 (1999).

- [113] Y. G. Semenov, K. N. Borysenko, and K. W. Kim, “Spin-phase relaxation of two-dimensional holes localized in a fluctuating potential.”, *Phys. Rev. B* **66**, 113302 (2002).
- [114] S. T. Cundiff, R. Hellmann, M. Koch, G. Mackh, A. Waag, G. Landwehr, W. H. Knox, and E. O. Göbel, “Excitonic dephasing in semimagnetic semiconductors.”, *J. Opt. Soc. Am. B* **13**, 1263 (1996).
- [115] G. Bacher, A. A. Maksimov, H. Schömig, V. D. Kulakovskii, M. K. Welsch, A. Forchel, P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, “Monitoring statistical magnetic fluctuations on the nanometer scale.”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 127201 (2002).
- [116] P. S. Dorozhkin, A. V. Chernenko, V. D. Kulakovskii, A. S. Brichkin, A. A. Maksimov, H. Schömig, G. Bacher, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, “Longitudinal and transverse fluctuations of magnetization of the excitonic magnetic polaron in a semimagnetic single quantum dot.”, *Phys. Rev. B* **68**, 195313 (2003).
- [117] M. Betz, G. Gröger, A. Labereau, P. Gartner, L. Bányai, H. Haug, K. Ortner, C. R. Becker, and A. Leitenstorfer, “Subthreshold carrier-LO phonon dynamics in semiconductors with intermediate polaron coupling.”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4684 (2001).
- [118] M. Godlewski, “Dynamics of exciton recombination in low-dimensional heterostructures of II-VI semiconductors.”, *Journal of Luminescence* **76**, 174 (1998).
- [119] R. W. Martin, R. J. Nicholas, G. J. Rees, S. K. Haywood, N. J. Mason, and P. J. Walker, “Two-dimensional spin confinement in strained-layer quantum wells.”, *Phys. Rev. B* **42**, 9237 (1990).
- [120] S. A. Cooker, D. A. Tulchinsky, J. Levy, D. D. Awschalom, R. Garcia, and N. Samarth, “Enhanced spin interactions in digital magnetic heterostructures.”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 505 (1995).
- [121] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, and N. Samarth, “Time-resolved Faraday rotation spectroscopy of spin dynamics in digital magnetic heterostructures.”, *IEEE Journal of Sel. Topics in Quantum Electronics* **1**, 1082 (1995).
- [122] J. J. Baumberg, D. D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, and J. K. Furdyna, “Spin beats and dynamical magnetization in quantum structures.”, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 717 (1994).
- [123] J. J. Baumberg, S. A. Crooker, D. D. Awschalom, N. Samarth, H. Luo, and J. K. Furdyna, “Ultrafast Faraday spectroscopy in magnetic semiconductor quantum structures.”, *Phys. Rev. B* **50**, 7689 (1994).
- [124] N. Linder and L. J. Sham, “Theory of the coherent spin dynamics in magnetic semiconductor quantum wells.”, *Physica E* **2**, 412 (1998).
- [125] M. M. Kreitmann, F. J. Milford, R. P. Kenan, and J. G. Daunt, “Magnetic susceptibility of  $\text{Mn}^{2+}$  in CdS and effects of antiferromagnetic exchange.”, *Phys. Rev.* **144**, 367 (1966).

- [126] A. D. Davydov, L. M. Noskova, B. B. Ponikarov, and L. A. Ugodnikova, "Magnetic susceptibility of  $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  compounds.", *Sov. Phys. Semicond.* **14**, 869 (1980).
- [127] R. Zimmermann, "Theory of dephasing in semiconductor optics.", *Phys. Stat. Sol. (b)* **173**, 129 (1992).
- [128] C. Lonsky, P. Thomas, and A. Weller, "Optical dephasing in disordered semiconductors.", *Phys. Rev. Lett.* **63**, 652 (1989).
- [129] U. Siegner, D. Weber, E. O. Göbel, D. Bennhardt, V. Heuckeroth, R. Saleh, S. D. Baranowskii, P. Thomas, H. Schwab, C. Klingshirn, J. M. Hvam, and V. G. Lyssenko, "Optical dephasing in semiconductor mixed crystals.", *Phys. Rev. B* **46**, 4564 (1992).
- [130] T. Dietl and J. Spalek, "Effect of fluctuations of magnetization on the bound magnetic polaron.", *Phys. Rev. Lett.* **48**, 355 (1982).
- [131] L. Landau and E. M. Lifshitz, "Statistical Physics.", Pergamon, New York (1983).
- [132] W. R. Bauer, W. Nadler, M. Bock, L. R. Schad, C. Wacker, A. Hartlep, and G. Ertl, "Theory of coherent and incoherent nuclear spin-dephasing in the heart." cond-mat/9910006v1 (1999).
- [133] H. Haken and H. C. Wolf, "Molekülphysik und Quantenchemie.", Springer-Verlag, Berlin (2003).
- [134] F. Bloch, "Nuclear induction.", *Phys. Rev.* **70**, 460 (1946).
- [135] F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard, "The nuclear induction experiment.", *Phys. Rev.* **70**, 474 (1946).
- [136] F. Bloch and A. Siegert, "Magnetic resonance for nonrotating fields.", *Phys. Rev.* **57**, 522 (1940).
- [137] A. P. Guimaraes, "Magnetism and magnetic resonance in solids.", John Wiley & Sons, New York (1998).
- [138] D. Shaw, "Fourier transform N. M. R. spectroscopy.", Elsevier, Amsterdam (1984).
- [139] C. P. Slichter, "Principles of magnetic resonance.", Harper & Row, New York (1963).
- [140] A. Carrington and A. D. McLachlan, "Introduction to magnetic resonance.", Harper & Row, New York (1967).
- [141] L. D. Landau and E. M. Lifschitz, "Elektrodynamik der Kontinua.", Verlag Harri Deutsch, Frankfurt a. M. (1990).
- [142] A. Hubert and R. Schäfer, "Magnetic Domains.", Springer-Verlag, Berlin (2000).
- [143] S. Hugonnard-Bruyere, C. Buss, F. Vouilloz, F. Frey, and C. Flytzanis, "Faraday-rotation spectra of semimagnetic semiconductors.", *Phys. Rev. B* **50**, 2200 (1994).
- [144] O. Eunsoo, A. K. Ramdas, and J. K. Furdyna, "Magneto-optic phenomena in II-VI diluted magnetic semiconductors.", *Journal of Luminescence* **52**, 183 (1992).

- [145] J. A. Gaj, R. R. Galazka, and M. Nawrocki, “Giant exciton Faraday rotation in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  mixed crystals.”, *Solid State Comm.* **25**, 193 (1978).
- [146] R. C. Jones, “A new calculus for the treatment of optical systems.”, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 488 (1941).
- [147] B. P. Richter, “Physik der Ladungsträger und Spindynamik an Übergangsmetallen mit Perowskitstruktur.” Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt (2003).
- [148] T. Hofmann, “Erprobung und Optimierung verschiedener Magnetfelddetektionsverfahren im Hinblick auf ihre Eignung als ultraschnelle Meßtechnik.” Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt (2003).
- [149] E. Philippow, ed., “Taschenbuch Elektrotechnik.“, VEB Verlag Technik Berlin (1967).
- [150] K. E. Rönnburg, “Konzeption und Realisation eines Fastscan-Meßaufbaues.” Diplomarbeit, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt (1999).
- [151] K. Cho, ed., “Topics in Current Physics, Excitons.“, Springer-Verlag, New York (1979).
- [152] C. F. Klingshirn, “Semiconductor optics.“, Springer-Verlag, New York (1997).
- [153] B. Diu, C. Guthmann, D. Lederer, and B. Roulet, “Grundlagen der statistischen Physik.“, Walter de Gruyter, Berlin (1994).
- [154] D. Chowdhury and D. Stauffer, “Principles of equilibrium statistical mechanics.“, Wiley-VCH, Weinheim (2000).
- [155] S. Glutsch, F. Bechstedt, W. Wegscheider, and G. Schedelbeck, “Excitons in T-shaped quantum wires.”, *Phys. Rev. B* **56**, 4108 (1997).
- [156] G. Fishman and G. Lampel, “Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide.”, *Phys. Rev. B* **16**, 820 (1977).
- [157] J. N. Chazalviel, “Spin relaxation of conduction electrons in n-type indium antimonide at low temperature.”, *Phys. Rev. B* **11**, 1555 (1975).
- [158] G. Noll, U. Siegner, S. G. Shevel, and E. O. Göbel, “Picosecond stimulated photon echo due to intrinsic excitations in semiconductor mixed crystals.”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 792 (1990).
- [159] M. A. Ruderman and C. Kittel, “Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons.”, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954).
- [160] T. Kasuya, “A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on Zener’s model.”, *Prog. Theor. Phys.* **16**, 45 (1956).
- [161] K. Yosida, “Magnetic properties of Cu-Mn alloys.”, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [162] W. Nolting, “Quantentheorie des Magnetismus.“, Teubner, Stuttgart (1986).
- [163] T. Dietl, A. Haury, and Y. M. d’Aubigné, “Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors.”, *Phys. Rev. B* **55**, 3347 (1997).

- 
- [164] T. Dietl, “Ferromagnetic semiconductors.”, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 377 (2002).
- [165] T. Dietl and H. Ohno, “Ferromagnetism in III-V and II-VI semiconductor structures.” *cond-mat/0002450v2* (2000).
- [166] C. Zener, “Interaction between the d-shells in the transition metals.”, *Phys. Rev.* **81**, 440 (1950).
- [167] E. C. Stoner, “Collective electron specific heat and spin paramagnetism in metals.”, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **154**, 656 (1936).
- [168] C. H. Ziener, S. Glutsch, and F. Bechstedt, “RKKY interaction in semiconductors: Effects of magnetic field and screening.”, *Phys. Rev. B* **70**, 1 (2004).
- [169] C. H. Ziener, “Spinquantenschwebungen in semimagnetischen Halbleitern.” Diplomarbeit, Physikalisch-Astronomische Fakultät, Universität Jena (2003).
- [170] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, “Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors.”, *Science* **287**, 1019 (2000).
- [171] T. Story, R. R. Galazka, R. B. Frankel, and P. A. Wolff, “Carrier-concentration-induced ferromagnetism in PbSnMnTe.”, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 777 (1986).
- [172] N. Akiba, F. Matsukury, A. Shen, Y. Ohno, H. Ohno, A. Oiwa, S. Katsumoto, and Y. Ie, “Interlayer exchange in (Ga,Mn)As/(Al,Ga)As/(Ga,Mn)As semiconducting ferromagnetic/nonmagnetic/ferromagnetic trilayer structures.”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2122 (1998).
- [173] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, and K. Ohtani, “Electric-field control of ferromagnetism.”, *Nature* **408**, 944 (2000).
- [174] A. Oiwa, Y. Mitsumori, R. Moriya, T. Slupinski, and H. Munekata, “Effect of optical spin injection on ferromagnetically coupled Mn spins in the III-V magnetic alloy semiconductor (Ga,Mn)As.”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 137202 (2002).
- [175] Y. Mitsumori, A. Oiwa, T. Slupinski, H. Maruki, Y. Kashimura, F. Minami, and H. Munekata, “Dynamics of photoinduced magnetization rotation in ferromagnetic semiconductor p-(Ga,Mn)As.”, *Phys. Rev. B* **69**, 33203 (2004).
- [176] S. Koshihara, A. Oiwa, M. Hirasawa, S. Katsumoto, Y. Ie, C. Urano, H. Takagi, and H. Munekata, “Ferromagnetic order induced by photogenerated carriers in magnetic III-V semiconductor heterostructures of (In,Mn)As/GaSb.”, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4617 (1997).
- [177] H. Boukari, P. Kossacki, M. Bertolini, D. Ferrand, J. Cibert, S. Tatarenko, A. Wasiela, J. A. Gaj, and T. Dietl, “Light and electric field control of ferromagnetism in magnetic quantum structures.”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207204 (2002).
- [178] K. E. Rönnburg, E. Mohler, H. G. Roskos, K. Ortner, C. R. Becker, and L. W. Molenkamp, “Carrier-density dependence of Faraday rotation and spin splitting in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ .”, *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism* **16**, 461 (2003).

- [179] G. Segschneider, F. Jacob, T. Löffler, H. G. Roskos, S. Tautz, P. Kiesel, and G. Döhler, “Free-carrier dynamics in low-temperature-grown GaAs at high excitation densities investigated by time-domain terahertz spectroscopy.”, *Phys. Rev. B* **65**, 125205 (2002).
- [180] I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, A. Keller, W. Ossau, J. Geurts, A. Waag, G. Landwehr, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut, “Kinetic exchange between the conduction band electrons and magnetic ions in the quantum-confined structures.”, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1431 (1999).
- [181] J. Schliemann, J. König, and A. H. MacDonald, “Monte Carlo study of ferromagnetism in (III,Mn)V semiconductors.”, *Phys. Rev. B* **64**, 165201 (2001).
- [182] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K. V. Kavokin, and I.A.Merkulov, “Multiple  $\text{Mn}^{2+}$ -spin-flip Raman scattering at high fields via magnetic polaron states in semimagnetic quantum wells.”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2567 (1995).
- [183] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K. V. Kavokin, and I.A.Merkulov, “Erratum: Multiple  $\text{Mn}^{2+}$ -spin-flip Raman scattering at high fields via magnetic polaron states in semimagnetic quantum wells.”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4996 (1995).
- [184] K. V. Kavokin, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, and G. Landwehr, “Exciton localization in semimagnetic semiconductors probed by magnetic polarons.”, *Phys. Rev. B* **60**, 16499 (1999).
- [185] A. A. Maksimov, G. Bacher, A. McDonald, V. D. Kulakovskii, A. Forchel, C. R. Becker, G. Landwehr, and L. W. Molenkamp, “Magnetic polarons in a single dilute magnetic semiconductor quantum dot.”, *Phys. Rev. B* **62**, 7767 (2000).
- [186] G. Bacher, H. Schömig, M. K. Welsch, S. Zaitsev, V. D. Kulakovskii, A. Forchel, S. Lee, D. Dobrowolska, J. K. Furdyna, B. König, and W. Ossau, “Optical spectroscopy on individual CdSe/ZMnSe quantum dots.”, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 524 (2001).

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name Kai Rönnburg  
geboren am 17.08.1973  
in Frankfurt a.M.



## Schulbildung

1980 – 1984 Grundschule Kronberg  
1984 – 1986 Altkönigschule Kronberg,  
-Förderstufe-  
1986 – 1993 Altkönigschule Kronberg, -Gymnasialzweig-,  
mit Abschluss der Allgemeinen Hochschulreife

## Wehrdienst

10/1993 – 09/1994 Stadtallendorf, 1. Panzerbataillon 143, Hauptgefreiter

## Studium

10/1994 – 03/2000 J.W.G. Universität Frankfurt,  
Studium der Physik  
11/1999 Diplomarbeit:  
„Konzeption und Realisation eines Fastscan-Meßaufbaues“  
03/2000 Diplomprüfung  
Nebenfächer: Elektronik, Geophysik Abschlußnote: „sehr gut“  
04/2000 – 03/2005 J.W.G. Universität Frankfurt,  
Doktorand in der Arbeitsgruppe Ultrakurzzeitspektroskopie

## Berufserfahrung

10/1996 – 03/2000 Studentische Hilfskraft im Hochschulrechenzentrum,  
Abteilung Netze  
04/1998 – 03/2000 Studentische Hilfskraft im Physikalischen Institut,  
System- u. Netzwerkbetreuung  
04/2000 – 03/2005 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Physikalischen Institut,  
System- u. Netzwerkbetreuung  
seit 05/2005 Sunrise Senior Living Germany GmbH,  
IT-Manager Deutschland