

Elektrische Spininjektion in GaAs LEDs

Dissertation zur Erlangung des
naturwissenschaftlichen Doktorgrades
der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität
Würzburg

vorgelegt von
Roland Fiederling
aus Würzburg

Würzburg, Februar 2004

Eingereicht am: 17.02.2004

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Molenkamp

2. Gutachter: Prof. Dr. Ossau

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Molenkamp

2. Prüfer: Prof. Dr. Reents

der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Kristall- und Bandstruktur von III-V und II-VI Halbleitern	5
2.1	Kristallstruktur	5
2.2	Bandstruktur	6
3	Eigenschaften verdünnt magnetischer Halbleiter	9
3.1	Semimagnetische II-VI und III-V Verbindungen	9
3.2	Die Magnetisierung von $(Zn, Mn)Se$	10
3.3	Die s/p-d Austauschwechselwirkung	12
3.4	Optische Übergänge von Bandkantenzuständen	13
3.5	Exzitonische Effekte	15
3.6	Polarisation von Ladungsträgern	16
4	Spininjektion in Halbleiter	19
4.1	Optische Injektion und Detektion von spinpolarisierten Elektronen	19
4.2	Spinlebensdauer	23
4.3	Spinrelaxationsmechanismen	25
4.4	Spintransport	26
5	Experimentelle Grundlagen	29
5.1	Messmethoden	29
5.1.1	Photolumineszenz (PL)	29
5.1.2	Photolumineszenz Anregung (PLE)	30
5.1.3	Elektrolumineszenz (EL)	30
5.2	Messaufbau	31
5.3	Probenherstellung	32
6	Elektrische Spininjektion mit manganhaltigen II-VI Verbindungen	35
6.1	Elektrische Spininjektion in $GaAs$ Leuchtdioden	35
6.1.1	Aufbau der $GaAs$ LED	38

6.1.2	Eigenschaften des spinpolarisierenden Kontakts	40
6.1.3	Probeneigenschaften	41
6.2	Messung der elektrischen Spininjektion	44
6.2.1	Bestimmung der zirkularen Polarisierung	45
6.2.2	Nachweis der elektrischen Spininjektion	47
6.2.3	Schema der elektrischen Spininjektion	51
6.2.4	Schichtdickenabhängigkeit der elektrischen Spininjektion	52
6.3	Spinrelaxation im $GaAs/(Al, Ga)As$ Detektor	56
6.3.1	Bestimmung der Spinrelaxation	57
6.3.2	Einfluss des Detektors auf die injizierte Polarisierung	60
6.4	Magnetooptische Eigenschaften des Injektors	62
6.4.1	Zeeman-Aufspaltung in hoch dotierten $(Be, Zn, Mn)Se$ -Schichten	64
6.4.2	Stromabhängigkeit der Polarisierung in Spin-LEDs	68
6.4.3	Stromabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung in Spin-LEDs	69
6.5	Spintransfer über die $ZnSe/GaAs$ Grenzfläche	72
6.5.1	Drifteffekt	72
6.5.2	Bandverbiegung	74
6.5.3	Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spininjektion	75
6.6	Zusammenfassung: Elektrische Spininjektion in $GaAs$ LEDs	78
7	Detektion der elektrischen Spininjektion durch Seitenemission	79
7.1	Spininjektion mit ferromagnetischen Materialien	79
7.2	Auswahlregeln in der Seitenemission	82
7.3	Bestimmung der zirkularen Polarisierung in Seitenemission	84
7.4	Diskussion	89
8	Spinschalten durch Tunnelbarrieren	91
8.1	Grundlagen	91
8.1.1	Resonantes Tunneln durch Doppelbarrieren Heterostrukturen	93
8.1.2	Manganhaltige Resonante Tunnelndioden	95
8.1.3	Probeneigenschaften	99
8.2	$(Zn, Mn)Se/BeTe$ Resonante Tunnelndioden	100
8.2.1	Spannungsabhängige Spinmanipulation	103
8.2.2	Verbesserte strukturelle Eigenschaften	105
8.2.3	Stromabhängigkeit der Spinmanipulation	108
8.3	Ausblick	110
9	Zusammenfassung	111

10 Summary	115
Literaturverzeichnis	118
Veröffentlichungsverzeichnis	127

Kapitel 1

Einleitung

Die moderne Halbleitertechnologie ist aus unserem täglichen Leben nicht mehr wegzudenken. Im letzten Jahrzehnt haben wir die elektronische Revolution erlebt. Bald schon wird ein Mobiltelefon die Rechen- und Speicherkapazität von früheren Supercomputern in sich vereinen. Immer kleinere Transistoren und daraus resultierend immer größere Packungsdichten führen dazu, dass sich die Zahl der Transistoren pro Fläche immer noch alle zwei Jahre verdoppelt und so Moores Gesetz seit Ende der sechziger Jahre seine Gültigkeit behält. Aktuell produziert die Silizium Industrie Mikroprozessoren in 130 nm bzw. 90 nm Technologie, die mit Taktraten im Bereich von 3 GHz betrieben werden. Die Roadmap der Halbleiterindustrie für die nächsten zehn Jahre baut ohne Kompromisse auf die immer weiter fortschreitende Miniaturisierung der Transistoren, um so immer höhere Integration zu erreichen. Die dazu notwendige industrietaugliche Lithographietechnologie, die Strukturen bis zu 5 nm mit einer 13.5 nm Röntgenlichtquelle belichten kann, wird aktuell unter enormen Kostenaufwand entwickelt. Es ist jedoch im Moment nicht einmal möglich abzuschätzen, ob diese Technologie jemals die von der Industrie geforderten Durchsatzbedingungen erfüllen kann. Inwieweit Transistoren und Kapazitäten mit diesen kleinen Dimensionen überhaupt zu realisieren sind, ist ebenso Gegenstand aktueller Forschung und Entwicklung.

Aufgrund der inzwischen absehbaren Grenzen, der immer weiter fortschreitenden Miniaturisierung der Siliziumtechnologie, werden schon seit einigen Jahren alternative bzw. ergänzende Technologien und Konzepte für zukünftige Chipgenerationen erforscht. Zu diesen Konzepten zählt auch die Spinelektronik, mit deren Hilfe mehrere mögliche Aspekte kommender Mikroelektronik abgedeckt werden könnten. Seit langem wird in der Literatur die Möglichkeit des Quantencomputers diskutiert, der mit Hilfe von verschränkten Zuständen arbeiten soll. Diese neuartige Rechenmethode beruht auf den Regeln der Quantenmechanik und könnte z.B. durch miteinander wechselwirkende Quantenpunktarrays realisiert werden. Sowohl in theoretischer als auch in experimenteller Hinsicht steckt der Quantencomputer jedoch noch in den Kinderschuhen. Wesentlich praxisnäher sind

die Ideen und Forschungsarbeiten an den so genannten Spin-Feldeffekttransistoren (Spin-FET). Mit Hilfe von ferromagnetischen Source und Drain Kontakten soll ein spinpolarisierter Strom in den Kanal injiziert (bzw. gefiltert) werden, dessen Polarisation über die Gate-Elektrode verändert werden kann. Diese Spin-FETs sollen sich vor allen Dingen durch einen geringeren Strombedarf als bisherige FETs auszeichnen, wodurch die Verlustleistung drastisch reduziert werden könnte.

Es hat sich jedoch gezeigt, dass die Injektion eines spinpolarisierten Stromes durch einen ferromagnetischen Kontakt in eine Halbleiterstruktur extrem ineffizient ist. Lange Zeit war es sogar fraglich, ob die elektrische Spininjektion in Halbleiter überhaupt realisiert werden kann. Im Rahmen dieser Arbeit sollte die elektrische Spininjektion in Halbleiter mit neuartigen semimagnetischen II-VI Halbleitern durchgeführt werden. Manganhaltige II-VI Verbindungshalbleiter zeichnen sich unter anderem durch eine riesige Zeeman-Aufspaltung der Ladungsträger aus. Aus diesem Grund können in diesen Materialien bei tiefen Temperaturen und externen Magnetfeldern vollständig polarisierte Ladungsträgersysteme erzeugt werden. Zum Nachweis von spinpolarisierten Strömen wurden bisher Magnetowiderstandseffekte herangezogen. Auch hier sollte in dieser Arbeit ein neues Konzept umgesetzt werden. Durch die Analyse der Polarisation von optischen Übergängen in Halbleitern mit Zinkblendestruktur, kann auf die Polarisation der entsprechenden Ladungsträger geschlossen werden. Eine Leuchtdiode, mit einer manganhaltigen Kontaktschicht, kann so z.B. mit vollständig spinpolarisierten Elektronen betrieben werden, die in dem intrinsischen Bereich der LED mit unpolarisierten Löchern rekombinieren. Die Polarisation der Elektrolumineszenz dieser so genannten Spin-LED sollte ein Maß für die Polarisation der injizierten Elektronen sein.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden grundlegende kristallographische und elektronische Eigenschaften von III-V und II-VI Halbleitern diskutiert. Die riesigen magnetooptischen Eigenschaften von manganhaltigen II-VI Halbleitern stehen im Mittelpunkt von Kapitel 3. Insbesondere wird auf die Polarisation von Ladungsträgern und optischen Übergängen eingegangen.

Eine zentrale experimentelle Rolle in dieser Arbeit spielt die Bestimmung der Polarisation von Ladungsträgern. In Kapitel 4 werden die grundlegenden Konzepte der Erzeugung und der Detektion von spinpolarisierten Elektronensystemen durch optische Übergänge diskutiert.

Der in dieser Arbeit verwendete Messplatz und die optischen Messmethoden werden in Kapitel 5, zusammen mit dem Herstellungsprozess der verwendeten Halbleiterheterostrukturen, beschrieben.

Im experimentellen Teil der Arbeit werden drei unterschiedliche Bereiche von GaAs LEDs mit manganhaltigen Kontaktschichten untersucht. Im Mittelpunkt von Kapitel 6 steht der prinzipielle Nachweis des Transfers von spinpolarisierten Ladungsträgern aus

einem semimagnetischen Halbleiter in einen nicht magnetischen Halbleiter. Zusätzlich werden verschiedene Teilbereiche der Spin-LED, wie z.B. die Spinrelaxation im Detektor oder die Zeeman-Aufspaltung von hoch dotierten semimagnetischen Schichten, untersucht.

Der Nachweis der elektrischen Spininjektion erfolgte in der Oberflächenemission der Spin-LED. Abhängig von dem verwendeten spinpolarisierendem Material ist jedoch der einwandfreie Nachweis der elektrischen Spininjektion nicht immer in Oberflächenemission möglich [Ohn99]. In Kapitel 7 wird gezeigt, inwiefern die elektrische Spininjektion auch in der Seitenemission der hier untersuchten Spin-LED nachgewiesen werden kann.

Neben dem reinen Nachweis der elektrischen Spininjektion in nicht magnetische Halbleiter ist die gezielte Einstellung der injizierten Spinpolarisation von entscheidender Bedeutung für die Herstellung von spintronischen Bauelementen. Resonante Tunnelioden mit manganhaltigen Quantentrog- oder Barrierenschichten sind prädestiniert für die Anwendung in spinmanipulierenden Halbleiterbauelementen. Mit Hilfe der Spin-LED wurden $BeTe/(Zn, Mn)Se$ Resonante Tunnelioden auf ihre spinselktiven Eigenschaften hin untersucht. Die an den Resonanten Tunnelioden gefundenen Ergebnisse werden in Kapitel 8 vorgestellt.

In Kapitel 9 werden die in dieser Arbeit gefundenen Ergebnisse zusammengefasst.

Kapitel 2

Kristall- und Bandstruktur von III-V und II-VI Halbleitern

Dieses Kapitel diskutiert die grundlegenden Eigenschaften der in dieser Arbeit verwendeten Halbleitermaterialien auf der Basis von Zinkselenid und Galliumarsenid. Beide Materialsysteme sind sich sehr ähnlich und besitzen dieselbe Kristallstruktur. Die Bandstruktur unterscheidet sich nur in den Größen der Bandparameter wie z.B. der Energielücke oder den effektiven Massen. Des Weiteren können die Bandparameter durch die Verwendung von ternären oder quaternären Mischkristallen sowohl auf III-V als auch auf II-VI Basis in einem großen Bereich variiert werden, wodurch eine Vielzahl von Materialkombinationen ermöglicht wird.

2.1 Kristallstruktur

Die hier untersuchten Halbleiterstrukturen bestehen aus Galliumarsenid $GaAs$ und Zinkselenid $ZnSe$ Halbleiterkristallen. $GaAs$ und $ZnSe$ Halbleiter kristallisieren in Zinkblendestruktur. Diese Gitterstruktur entspricht der Diamantstruktur mit fehlender Inversionssymmetrie. Die Zinkblendestruktur wird durch zwei kubisch flächenzentrierte (fcc) Untergitter aufgebaut, die gegeneinander um ein Viertel der Raumdiagonalen verschoben sind. Jedes Teilgitter wird nur von Atomen einer Sorte besetzt, so dass jedes Kation tetraedrisch von 4 Anionen umgeben ist. Die Punktgruppe der Zinkblendestruktur wird als T_d bezeichnet und beinhaltet 24 Symmetrieelemente, die den Kristall in sich selbst überführen. In Abbildung 2.1 ist die Anordnung der Atome in der Zinkblendestruktur schematisch dargestellt. Die Gitterkonstante ist mit a_0 bezeichnet. Für $GaAs$ und $ZnSe$ betragen die Gitterkonstanten a_0 bei Raumtemperatur:

$$ZnSe : a_0/\text{\AA} = 5.667, \quad (2.1)$$

$$GaAs : a_0/\text{\AA} = 5.654. \quad (2.2)$$

Aufgrund der geringen Gitterfehlpassung von 0.25% zwischen $GaAs$ und $ZnSe$ ist es möglich hochqualitative II-VI $ZnSe$ Schichten auf $GaAs$ Substraten und Pufferschichten, bis zu einer kritischen Schichtdicke von etwa 100 nm bis 150 nm, epitaktisch aufzubringen [Hor98]. Aluminiumarsenid kristallisiert ebenfalls in der Zinkblendestruktur und ist ein

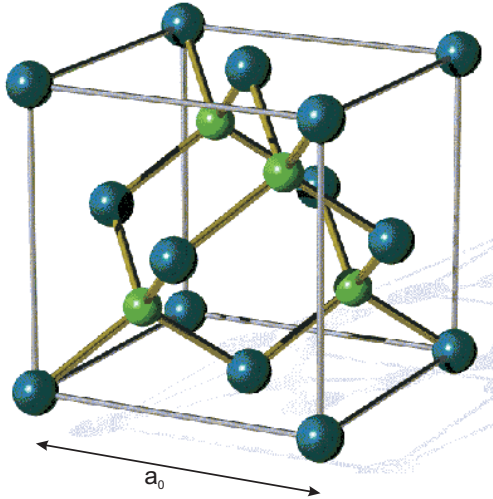


Abbildung 2.1: Einheitszelle der Zinkblendestruktur. Kleine und große Kreise symbolisieren jeweils die Atomsorte eines Untergitters (Anionen und Kationen). a_0 bezeichnet die Gitterkonstante.

idealer Partner für das Wachstum von III-V Supergitterstrukturen $GaAs/AlAs$ und $GaAs$ Quantentrogstrukturen mit dem ternären Barrierenmaterial $(Ga, Al)As$. Auch beim Einbau von Gruppe-II-Elementen in $ZnSe$ zur Herstellung von ternären Materialien, wie z.B. $(Zn, Mn)Se$, bleibt die Zinkblendestruktur bis zu Mangankonzentrationen von etwa 30% erhalten, für höhere Konzentrationen kristallisiert $(Zn, Mn)Se$ in der Wurtzitstruktur. Die Gitterkonstanten a_0 von $AlAs$ und $Zn_{1-x}Mn_xSe$ [LB99] betragen:

$$AlAs : a_0/\text{\AA} = 5.661, \quad (2.3)$$

$$Zn_{1-x}Mn_xSe : a_0/\text{\AA} = 5.667 + 0.2x. \quad (2.4)$$

2.2 Bandstruktur

Die chemische Bindung zwischen Kationen und Anionen in II-VI Halbleitern findet durch die s- und p-Valenzelektronen benachbarter Ionen statt. Das energetisch tiefste Leitungsband entsteht durch die antibindenden Σ -Orbitale, die aus den s-artigen Zuständen entstehen. Das höchstenergetische Valenzband geht aus den p-artigen Orbitalen hervor, aus denen sich die bindenden Π -Orbitale bilden. Die Bandstruktur $E(k)$ in der Umgebung des Γ -Punktes von Halbleitern mit direkter Bandlücke ist in Abbildung 2.2 qualitativ dargestellt. E_g ist die fundamentale Bandlücke. Die Bezeichnung der verschiedenen Bänder erfolgt entsprechend ihrer Repräsentation in der T_d Punktgruppe. Das energetisch niedrigste Leitungsband mit Γ_6 -Symmetrie ist bezüglich des Elektronenspins zweifach entartet. In

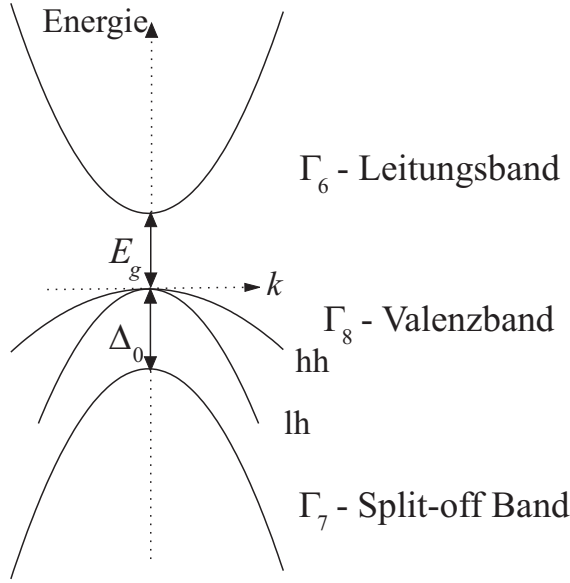


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Bandstruktur für kubische Halbleiter in der Nähe des Γ -Punktes. E_g ist die Größe der fundamentalen Bandlücke. Das Γ_7 -Valenzband ist um die Spin-Bahn-Aufspaltung Δ_0 vom Γ_8 -Valenzband abgespalten. Für $\mathbf{k} \neq 0$ spaltet das Γ_8 -Valenzband in ein Schwerloch- (hh) und ein Leichtlochband (lh) auf.

der Umgebung von $\mathbf{k} = 0$ kann die Leitungsbanddispersion als parabolisch angenommen werden:

$$E_{LB} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*}. \quad (2.5)$$

Werte für die effektiven Elektronenmassen m_e^* für *GaAs* und *ZnSe* sind in Tabelle 2.1 dargestellt. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung spaltet das p-artige Valenzband bei $\mathbf{k} = 0$ in ein zweifach entartetes Γ_7 - und ein vierfach entartetes Γ_8 -Band auf, bezüglich des Elektronenspins und des Gesamtdrehimpulses. Für $\mathbf{k} \neq 0$ spaltet das Γ_8 -Valenzband in zwei Bänder mit unterschiedlicher Dispersion auf. Entsprechend ihrer Massen bezeichnet man das Band mit $m_j = \pm 1/2$ als Leichtlochband (lh) und das Band mit $m_j = \pm 3/2$ als Schwerlochband (hh). Die effektiven Massen für das Leichtloch- und Schwerlochband können durch die Kohn-Luttinger-Parameter γ_1 und γ_2 angegeben werden. Für die effektiven Massen in Wachstumsrichtung ergeben sich:

$$m_{hh}^* = (\gamma_1 - 2\gamma_2)^{-1} m_0 \quad (2.6)$$

$$m_{lh}^* = (\gamma_1 + 2\gamma_2)^{-1} m_0 \quad (2.7)$$

	m_e^*/m_0	γ_1	γ_2	Δ_0/eV
<i>GaAs</i>	0.067	7.36	2.57 [Gre84]	0.34 [Yu96]
<i>ZnSe</i>	0.16 [Dea81]	4.30	1.14 [Ser81]	0.43 [Wör97]

Tabelle 2.1: Effektive Elektronenmasse m_e^* , Kohn-Luttinger-Parameter γ_i und die Spin-Bahn-Wechselwirkung Δ_0 für *GaAs* und *ZnSe*.

Die Kohn-Luttinger-Parameter für $ZnSe$ und $GaAs$ sind in Tabelle 2.1 mit der Spin-Bahn-Wechselwirkung Δ_0 und den effektiven Elektronenmassen zusammengefasst. Da Δ_0 Werte von einigen hundert Millielektronenvolt annimmt spielt das Γ_7 -Band für optische Emissionsspektroskopie im Energiebereich der fundamentalen Bandlücke E_g keine Rolle. Für optische Anregungsspektroskopie ist jedoch ab Anregungsenergien von $E_g + \Delta_0$ das Γ_7 -Band zu berücksichtigen.

Durch den definierten zusätzlichen Einbau von Gruppe II Elementen in $ZnSe$ oder Gruppe III Elemente in $GaAs$ können ternäre oder auch quaternäre Mischhalbleiter hergestellt werden, die sich teilweise durch stark veränderte elektronische Eigenschaften im Vergleich zu den binären Halbleitern auszeichnen. Insbesondere kann die Bandlücke E_g in einem weiten Bereich variiert werden, wobei die Bandstruktur des binären Systems zumindest für geringe Legierungskonzentrationen x weitgehend erhalten bleibt. Die Bandlücken in Abhängigkeit vom Legierungsfaktor x der ternären Halbleiter $Ga_{1-x}Al_xAs$, $Zn_{1-x}Be_xSe$ und $Zn_{1-x}Mn_xSe$ sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst. Sowohl $BeSe$ als auch $AlAs$ haben eine indirekte Bandlücke. Die Energielücke von $Zn_{1-x}Mn_xSe$ verringert sich erst mit steigender Mangankonzentration und erreicht dann bei 5% wieder die Bandlücke von $ZnSe$. Dieser als Bowing bekannte Effekt kann z.B. ausgenutzt werden um so genannte Spinsupergitter [vO82] Strukturen zu verwirklichen [Dai91].

Material	$E_g(x)/\text{eV}$	Quelle
$Ga_{1-x}Al_xAs$ ($x < 0.4$)	$1.520 + 1.155x + 0.37x^2$	[Gre84]
$Zn_{1-x}Be_xSe$	$2.82 + 2.01x + 0.97x^2$	[Zeh98]
$Zn_{1-x}Mn_xSe$ ($x \leq 0.13$)	$2.820 - 0.145x + 4.073x^2$	[Twa83, Kol86]
$Zn_{1-x}Mn_xSe$ ($0.13 < x \leq 0.60$)	$2.820 + 0.311x + 0.646x^2$	[Twa83, Kol86]

Tabelle 2.2: Bandlücke E_g in Abhängigkeit vom Legierungsfaktor x für verschiedene Halbleitermaterialien bei einer Temperatur von 4.2 K.

Kapitel 3

Eigenschaften verdünnt magnetischer Halbleiter

In diesem Kapitel wird eine Übersicht über die wichtigsten magnetischen Eigenschaften von semimagnetischen Halbleitern gegeben. Diese beruhen zum einen auf der Austauschwechselwirkung der Manganionen untereinander und zum anderen auf der magnetfeld- und spinabhängigen Wechselwirkung der Bandelektronen und der lokalisierten Elektronen der Mangan-Ionen. Die optischen Eigenschaften von semimagnetischen Halbleitern und insbesondere die Polarisation von optischen Übergängen werden diskutiert.

3.1 Semimagnetische II-VI und III-V Verbindungen

Bei den semimagnetischen bzw. verdünnt magnetischen II-VI Halbleitern (DMS¹) wird das Gruppe II Element durch einen gewissen Anteil x von Übergangsmetallen ersetzt. Der Einbau von Mangan in das binäre $ZnSe$ führt zu der ternären Verbindung $(Zn, Mn)Se$, wobei der Manganeinbau isoelektronisch ist, d.h. Mangan wirkt weder als Donator noch als Akzeptor. Mangan besitzt die Elektronenkonfiguration $4s^23d^5$. Die fünf 3d Elektronen sind so stark lokalisiert, dass sie nicht zur Bandstruktur beitragen. Sie bilden nach Hund ein ${}^6S_{5/2}$ -Multipllett mit dem Gesamtspin $S = 5/2$, dem Bahndrehimpuls $L = 0$ und dem daraus resultierenden Gesamtdrehimpuls $J = 5/2$. Aus der Austauschwechselwirkung zwischen den s-artigen (Elektronen) und den p-artigen (Löcher) Bandelektronen mit den $3d^5$ Elektronen der Manganionen resultieren die magnetischen Eigenschaften von semimagnetischen Halbleitern.

Von besonderem Interesse sind seit kurzem die neuartigen semimagnetischen III-V Verbindungen wie z.B. $(Ga, Mn)As$ oder $(In, Mn)As$. Diese Materialien zeichnen sich durch ihre ferromagnetische Phase aus, die sie unterhalb der Curie Temperatur (T_C) ein-

¹engl. dilute magnetic semiconductor

nehmen. Die Curie Temperatur von $(Ga, Mn)As$ liegt im Moment bei ca. 160K [Edm02] und es werden in jüngster Zeit große Anstrengungen unternommen T_C auf Raumtemperatur zu erhöhen. Aufgrund seiner ferromagnetischen Eigenschaften ist $(Ga, Mn)As$ für die mögliche Anwendung in spintronischen Halbleiterbauelementen prädestiniert, die normalerweise bei Raumtemperatur und ohne externes Magnetfeld arbeiten sollen. Ein großer Nachteil von heutigen $(Ga, Mn)As$ Legierungen ist jedoch die extrem starke intrinsische p-Dotierung des Halbleiters, da Mangan als Akzeptor in $(Ga, Mn)As$ wirkt. Aufgrund der ausschließlichen Verwendung von manganhaltigen II-VI Halbleitern in dieser Arbeit wird in den folgenden Kapiteln nur die manganhaltige Verbindung $(Zn, Mn)Se$ betrachtet.

3.2 Die Magnetisierung von $(Zn, Mn)Se$

Für einen verdünnt magnetischen Halbleiter mit einer geringen Mangankonzentration ($x < 1\%$) sind die nächsten Nachbar Abstände zwischen den einzelnen lokalisierten Spins im Mittel größer als die Reichweite der antiferromagnetischen d-d-Austauschwechselwirkung. Aus diesem Grund können die Spins der Mangan-Ionen als voneinander isoliert betrachtet werden. Die Magnetisierung in einem solchen System ist dann gegeben durch:

$$M = -xN_0g_{Mn}\mu_B\langle S_z \rangle. \quad (3.1)$$

Hierbei ist N_0 die Zahl der Kationen pro Einheitszelle und der Faktor x berücksichtigt, dass nicht alle Kationenplätze mit Manganionen besetzt sind. g_{Mn} ist der Landé -Faktor der Mangan 3d Elektronen und μ_B ist das Bohrsche Magneton. $\langle S_z \rangle$ ist die Projektion des mittleren Spins entlang des externen Magnetfeldes B_z und ist gegeben durch

$$\langle S_z \rangle = -S \cdot \mathcal{B}_S \left(\frac{g_{Mn}\mu_B \cdot S \cdot B}{k_B T} \right). \quad (3.2)$$

S ist der Gesamtspin der Manganionen ($S = 5/2$) und \mathcal{B}_S ist die Brillouin-Funktion:

$$\mathcal{B}_S(q) = \frac{2S+1}{2S} \coth \frac{2S+1}{2S} q - \frac{1}{2S} \coth \frac{1}{2S} q. \quad (3.3)$$

Die Magnetisierung für ein System von nicht wechselwirkenden Manganionen ergibt sich somit zu:

$$M = -xN_0g_{Mn}\mu_B \frac{5}{2} \mathcal{B}_{\frac{5}{2}} \left(\frac{5g_{Mn}\mu_B B}{2k_B T} \right). \quad (3.4)$$

Für Konzentrationen von Manganionen ab etwa 1% muss die Wechselwirkung der Mn-Spins untereinander berücksichtigt werden. Die magnetische Dipol-Dipol Wechselwirkung zwischen den Mn-Spins ist im Vergleich zur d-d-Austauschwechselwirkung vernachlässigbar klein. Bei der d-d-Wechselwirkung koppeln die Spins benachbarter Mn-Ionen

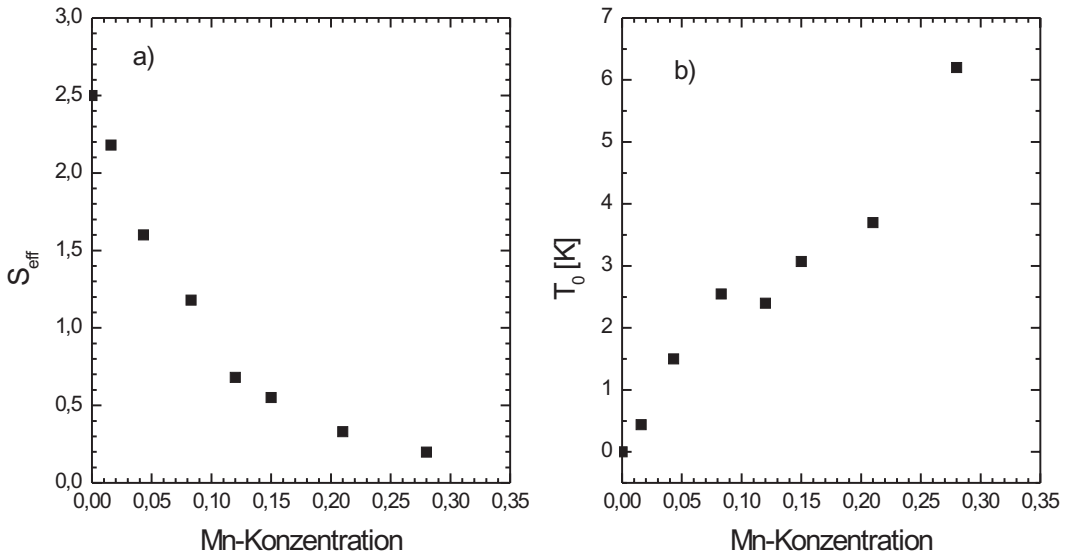


Abbildung 3.1: Darstellung des effektiven Spins S_{eff} (a) und der antiferromagnetischen Temperatur T_0 (b) in Abhängigkeit von der Mangankonzentration. Die Werte stammen aus [Yu95] und [Zeh98].

indirekt miteinander. Die Mn^{2+} -d Orbitale binden sich mit den p-Orbitalen des Kations (Se^{2-}) und über diese Hybridisierung wird die d-d-Wechselwirkung benachbarter Mn-Ionen vermittelt (Superaustausch)[Lar88]. Der Grundzustand dieses Superaustausches ist die antiferromagnetische Ausrichtung der benachbarten Mn-Spins. Das Ergebnis dieser Wechselwirkung ist die Bildung von antiferromagnetischen Bereichen, in denen die Spins der Mn-Ionen antiparallel gekoppelt sind und somit die mittlere Spinkomponente $\langle S_z \rangle$ entlang des Magnetfeldes reduzieren. Eine analytische Berücksichtigung dieses Effektes auf die Magnetisierung eines semimagnetischen Halbleiters ist bislang nicht möglich. Aus diesem Grund wurden zwei phänomenologische Anpassungsparameter S_{eff} und T_{eff} in Gleichung 3.2 eingeführt [Gaj79]. Der effektive Spin S_{eff} berücksichtigt hierbei die Bildung von lokalen antiferromagnetischen Clustern und reduziert den Gesamtspin dieser Cluster, im Vergleich zu dem eines isolierten Manganiens ($S = 5/2$). Die effektive Temperatur T_{eff} berücksichtigt zusätzlich im Argument der Brillouin-Funktion $\mathcal{B}_S(q)$ (siehe Gleichung 3.2), dass der Gesamtspin der Mn-Ionen in Clustern nicht mehr $5/2$ ist. Gleichung 3.2 wird dann zu:

$$\langle S_z \rangle = -S_{eff} \cdot \mathcal{B}_S \left(\frac{g_{Mn} \mu_B \cdot S \cdot B}{k_B T_{eff}} \right). \quad (3.5)$$

In Abbildung 3.1 sind experimentelle Daten zu den Parametern S_{eff} (Abb. 3.1a) und der antiferromagnetischen Temperatur T_0 (Abb. 3.1b) zusammengestellt (aus [Yu95], [Zeh98]). Die effektive Temperatur T_{eff} ist gegeben durch die Temperatur des Mangansystems T

und der antiferromagnetischen Temperatur T_0 , also $T_{eff} = T + T_0$.

Aufgrund der stärker werdenden antiferromagnetischen Kopplung der Manganspins für steigende Mn-Konzentrationen ist es nicht möglich die Magnetisierung von verdünnt magnetischen Halbleitern linear mit x zu vergrößern. So erreicht z.B. die Magnetisierung von $Zn_{1-x}Mn_xSe$ bei einem externen Magnetfeld $B = 3$ T ein Maximum für $x \approx 10\%$. Es ist jedoch möglich die antiferromagnetische Kopplung (Bildung von Clustern) durch starke externe Magnetfelder ($B > 20$ T) aufzubrechen, wodurch die Magnetisierung wieder steigt [Zeh98]. Für Magnetfelder bis etwa $B = 10$ T ist jedoch die hier vorgestellte Beschreibung nach [Gaj79] völlig ausreichend.

3.3 Die s/p-d Austauschwechselwirkung

Verantwortlich für die außergewöhnlichen optischen und elektrischen Eigenschaften semi-magnetischer Halbleiter ist die Wechselwirkung zwischen den lokalisierten Elektronen der Mn^{2+} -Ionen und den s^2 - bzw. p^6 -Bandelektronen. Diese $s/p-d$ Austauschwechselwirkung wird in der Kondo-Form [Liu61] durch den folgenden Hamilton-Operator beschrieben:

$$\mathbf{H}_{ex} = - \sum_i J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \mathbf{S}_i \sigma. \quad (3.6)$$

\mathbf{r} ist der Ortsvektor und σ der Spin der Bandelektronen. Der Austauschoperator der Wechselwirkung ist gegeben durch $J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ und \mathbf{R}_i sind die Ortsvektoren der Mn-Ionen mit dem entsprechenden Spin \mathbf{S}_i . Zur Vereinfachung von H_{ex} werden folgende Näherungen durchgeführt: Die ausgedehnten Wellenfunktionen der freien Ladungsträger führen zur Wechselwirkung mit einer großen Anzahl von lokalisierten Mn-Ionen Spins, so dass die Mn-Spin-Operatoren \mathbf{S}_i durch den thermischen Mittelwert $\langle S \rangle$ im Rahmen der Molekularfeldnäherung ersetzt werden können (siehe Kapitel 3.1). Es wird dabei über alle Mn-Ionen gemittelt, wobei $\langle S \rangle$ ohne äußeres Magnetfeld null wird und sich mit externem Magnetfeld in z-Richtung $\langle S \rangle = \langle S_z \rangle$ ergibt. Ebenso kann der Austauschoperator $J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ im Rahmen der virtuellen Kristallfeldnäherung durch $x \cdot J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R})$ ersetzt werden, wobei nun über alle Koordinaten \mathbf{R} im Kationenuntergitter summiert wird. x berücksichtigt hier, dass nicht alle entsprechenden Gitterplätze mit Mn-Ionen besetzt sind. Damit ergibt sich für H_{ex} aus Gleichung 3.6 nach [Fur88]:

$$\mathbf{H}_{ex} = x \cdot \sigma_z \langle S_z \rangle \sum_R J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}). \quad (3.7)$$

Die Eigenwerte von H_{ex} ergeben die Spinaufspaltung an den Leitungs- und Valenzbandkanten:

$$E_{LB} = x \cdot N_0 \cdot \alpha \langle S_z \rangle m_j \quad (3.8)$$

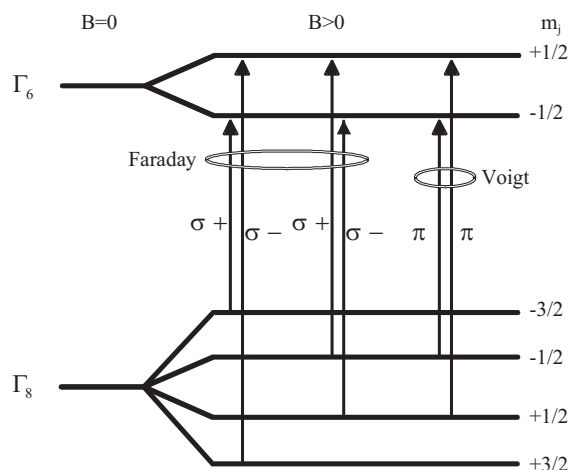


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Aufspaltung der Bandkanten am Γ -Punkt in einem externen Magnetfeld $B > 0$. Es sind die erlaubten elektrischen Dipolübergänge in Faraday-Geometrie (rechts- ($\sigma+$) bzw. links zirkular ($\sigma-$) polarisiert) und in Voigt-Geometrie (linear (π) polarisiert) eingezeichnet.

$$E_{VB} = \frac{1}{3}x \cdot N_0 \cdot \beta \langle S_z \rangle m_j \quad (3.9)$$

Die m_j sind die Drehimpulsquantenzahlen für die Spinprojektionen entlang der z-Achse. Für Elektronen und leichte Löcher ist $m_j = \pm 1/2$, sowie für schwere Löcher $m_j = \pm 3/2$. α und β sind die Austauschintegrale über die Blochfunktionen für das Leitungsband und das Valenzband. Die Austauschkonstanten werden experimentell durch Vergleich zwischen Magnetisierungsmessungen und optischen Messungen der Zeeman-Aufspaltung bestimmt. Für $Zn_{1-x}Mn_xSe$ ermittelte Twardowski [Twa84] die folgenden Werte:

$$\alpha N_0 = 260 \text{ meV} \quad (3.10)$$

$$\beta N_0 = -1310 \text{ meV} \quad (3.11)$$

Die Austauschwechselwirkung wird durch zwei miteinander konkurrierende Prozesse beschrieben. Zum einen führt die Coulomb-Wechselwirkung zu einem ferromagnetischen Beitrag zu den Austauschkonstanten. Dieser Potentialaustausch dominiert die Wechselwirkung zwischen den s-artigen Bandelektronen und den lokalisierten Elektronen der Manganionen. Dieser Austausch ist mit den p-artigen Löchern jedoch sehr schwach. Zum anderen liefert die p-d Hybridisierung einen starken antiferromagnetischen Beitrag zu den Austauschkonstanten. Aus diesem Grund ist β negativ. Eine s-d Hybridisierung ist aus Symmetriegründen am Γ -Punkt nicht erlaubt [Die81], [Bha83].

3.4 Optische Übergänge von Bandkantenzuständen

Der in Abschnitt 3.3 dargestellte Austausch zwischen den lokalisierten Elektronen der Manganionen und den Leitungs- bzw. Valenzbandelektronen führt zu den so genannten riesigen magneto-optischen Effekten in semimagnetischen II-VI Halbleitern. Zu diesen zählt man unter anderem auch die riesige Zeeman-Aufspaltung von Elektron- und Loch-

zuständen, die sich in der Emissionsspektroskopie durch eine starke energetische Verschiebung der beobachteten Übergänge in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes äußert. In Abbildung 3.2 ist schematisch die Aufspaltung der Bandkanten am Γ -Punkt dargestellt. Für die erlaubten elektrischen Dipolübergänge gelten die Auswahlregeln $\Delta m_j = \pm 1$ für rechts- bzw. links zirkular polarisiertes Licht ($\sigma+$, $\sigma-$). Die linear polarisierten Übergänge, mit $\Delta m_j = 0$ (π), sind nur in Voigt-Konfiguration ($\mathbf{k}_{\text{Licht}} \perp \mathbf{B}$) erlaubt.

Die Gesamtenergie eines Leitungsbandelektrons bei $\mathbf{k} = 0$ ist gegeben durch die fundamentale Energielücke E_g , der Zeeman-Aufspaltung (intrinsisch), der Austauschwechselwirkung und der Landau-Aufspaltung. Für die beiden Spinkomponenten $m_s = \pm 1/2$ ergibt sich:

$$E_{LB}^{m_s} = E_g \pm \frac{1}{2} (g_e^* \mu_B B + x N_0 \alpha \langle S_z \rangle) + \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c. \quad (3.12)$$

Hierbei ist g_e^* der intrinsische g-Faktor des Leitungsbandelektrons, ω_c die Zyklotronfrequenz und l die Landau-Quantenzahl. Durch die Einführung eines effektiven g-Faktors g_{eff} können die intrinsische Zeeman-Aufspaltung und die Austauschwechselwirkung zusammengefasst werden. Es ergibt sich:

$$E_{LB}^{m_s} = E_g \pm \frac{1}{2} g_{eff} \mu_B B + \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c. \quad (3.13)$$

Der effektive g-Faktor ist gegeben durch:

$$g_{eff} = g_{el}^* + x N_0 \alpha \frac{\langle S_z \rangle}{\mu_B B}. \quad (3.14)$$

Abhängig von den gewählten Materialparametern kann der effektive g-Faktor Werte bis zu 100 erreichen. In diesen Fällen ist der Landau-Term vernachlässigbar klein.

Übergang	Polarisation	r	Energieverschiebung
$ -3/2\rangle_{VB} \rightarrow -1/2\rangle_{LB}$	$\sigma+$	3	$(-1/2\alpha + 1/2\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$
$ -1/2\rangle_{VB} \rightarrow -1/2\rangle_{LB}$	π	4	$(-1/2\alpha + 1/6\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$
$ -1/2\rangle_{VB} \rightarrow +1/2\rangle_{LB}$	$\sigma+$	1	$(+1/2\alpha + 1/6\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$
$ +1/2\rangle_{VB} \rightarrow -1/2\rangle_{LB}$	$\sigma-$	1	$(-1/2\alpha - 1/6\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$
$ +1/2\rangle_{VB} \rightarrow +1/2\rangle_{LB}$	π	4	$(+1/2\alpha - 1/6\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$
$ +3/2\rangle_{VB} \rightarrow +1/2\rangle_{LB}$	$\sigma-$	3	$(+1/2\alpha - 1/2\beta) N_0 x \langle S_z \rangle$

Tabelle 3.1: Dipolerlaubte Übergänge zwischen Valenzband $|m_j\rangle_{VB}$ und Leitungsband $|m_s\rangle_{LB}$ in manganhaltigen II-VI Halbleitern nach [Ga,j78]. Aufgeführt ist die Polarisation, die relative Übergangswahrscheinlichkeit r und die Energieverschiebung im Magnetfeld.

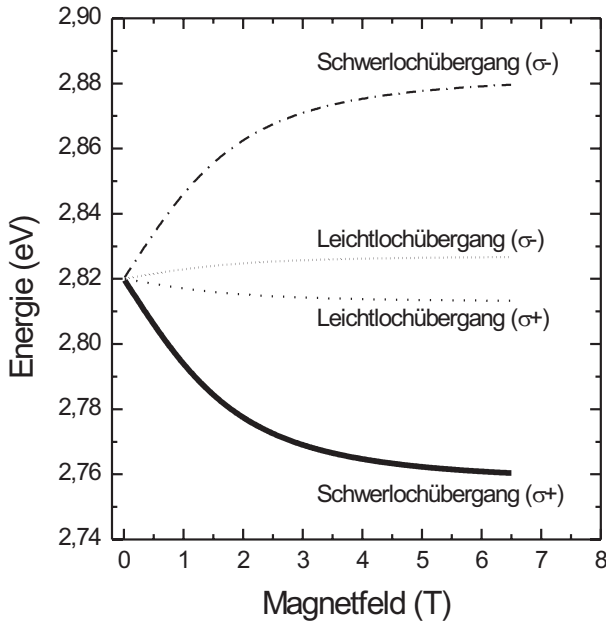


Abbildung 3.3: Berechnung der Energieverschiebung von Schwerloch- und Leichtlochübergängen einer $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ Schicht in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B . In Emissionsspektroskopie ist nur der energetisch niedrigste Schwerlochübergang ($\sigma+$) zu beobachten.

In Tabelle 3.1 sind die optisch aktiven Übergänge vom Valenzband in das Leitungsband mit der entsprechenden Polarisation, der relativen Übergangswahrscheinlichkeit r und der Energieverschiebung im externen Magnetfeld aufgezählt. Die Übergänge mit linearer (π) Polarisation sind nur in Voigt-Konfiguration zu beobachten. Die Energieverschiebung im Magnetfeld ist gegeben durch die mittlere Spinkomponente der Manganionen $\langle S_z \rangle$ (aus Glg. 3.5), der Mangankonzentration x und den Austauschkonstanten für das Leitungsband α und das Valenzband β (siehe Glg. 3.10 und 3.11). Die energetische Verschiebung der optischen Übergänge im externen Magnetfeld B einer $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ Schicht ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Es sind hier nur die Übergänge in Faraday-Konfiguration dargestellt. Die s/p-d Austauschwechselwirkung führt zu der riesigen Zeeman-Aufspaltung, die hier für den Schwerlochübergang energetische Verschiebungen zwischen dem $\sigma+$ und $\sigma-$ Ast von bis zu 120 meV bei $B = 6.5$ T erreicht. Bei Temperaturen im Bereich von wenigen Kelvin ist die thermische Energie der Ladungsträger im Valenz- und Leitungsband sehr viel geringer als die riesige Zeeman-Aufspaltung, wodurch nur die energetisch niedrigen Bänder besetzt sind. Aus diesem Grund ist z.B. in Emissionsspektroskopie nur der $\sigma+$ polarisierte Schwerlochast zu beobachten (durchgezogene Linie in Abb. 3.3), während die höherenergetischen Äste nur in Anregungsspektroskopie zu beobachten sind (gestrichelte und gepunktete Linien in Abb. 3.3).

3.5 Exzitonische Effekte

In der bisherigen Diskussion wurden die optischen Übergänge durch Einteilchenzustände (Elektron-Loch) im Leitungs- und Valenzband beschrieben (siehe Kap. 3.4). Die so be-

rechneten Übergangsenergien entsprechen jedoch nicht denen, die experimentell beobachtet werden, da es aufgrund der Coulomb-Anziehung zwischen Elektron und Loch zu der Bildung von so genannten Exzitonen kommt. Die Differenz zwischen den berechneten Einzelteilchenübergängen und der beobachteten Rekombinationsenergie von Exzitonen ist die Exzitonbindungsenergie E_B . Die Schrödinger-Gleichung für das freie Exziton ist gegeben durch

$$\left[\frac{\mathbf{p}_e^2}{2m_e^*} + \frac{\mathbf{p}_h^2}{2m_h^*} - \frac{e^2}{\kappa|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} + V_e(z_e) + V_h(z_h) \right] \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = (E - E_g)\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h), \quad (3.15)$$

mit $\kappa = 4\pi\epsilon_r\epsilon_0$. ϵ_r ist die relative und ϵ_0 die Vakuum-Dielektrizitätskonstante. Durch $V_e(z_e)$ und $V_h(z_h)$ werden Potentiale in Wachstumsrichtung für Elektron und Loch berücksichtigt (Quantentrog). Im dreidimensionalen Fall sind $V_e(z_e) = V_h(z_h) = 0$. Die Lösung der Schrödinger-Gleichung für ein dreidimensionales Exziton ist analog zu dem bekannten Wasserstoffproblem. Durch eine Aufspaltung der Bewegung von Elektron und Loch in Relativ- ($\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$) und Schwerpunktskoordinaten ($\mathbf{R} = (m_e^*\mathbf{r}_e + m_h^*\mathbf{r}_h)/(m_e^* + m_h^*)$) und einem Separationsansatz lässt sich die Schrödinger-Gleichung im dreidimensionalen Fall lösen. Für die Wellenfunktion ergibt sich

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{K}\mathbf{R})\phi_{nlm}(\mathbf{r}). \quad (3.16)$$

Hierbei sind die ϕ_{nlm} die Wellenfunktionen des Wasserstoffatoms, V ist das Kristallvolumen und \mathbf{K} ist der Eigenwert zu dem Schwerpunktimпульs. Für die Bindungsenergie eines Exzitons ergibt sich

$$E_n = \frac{R_0^*}{n^2}, \quad (3.17)$$

mit der Hauptquantenzahl n und der effektiven Rydberg-Konstante

$$R_0^* = \frac{\mu}{m_0\epsilon_r^2} \times 13.6eV. \quad (3.18)$$

μ ist die reduzierte Masse des Exzitons. Die Bindungsenergie für Exzitonen in $ZnSe$ wurde zu 19 meV [Dea81] bestimmt.

Die Gesamtenergie eines Exzitons im Zustand nS ($n=1, 2, 3, \dots$) ist gegeben durch

$$E_n = E_g + \frac{\hbar^2\mathbf{K}^2}{2(m_e^* + m_h^*)} + \frac{R_0^*}{n^2}. \quad (3.19)$$

3.6 Polarisation von Ladungsträgern

Die starke magnetfeldabhängige Energieverschiebung der Leitungs- und Valenzbandkanten in semimagnetischen II-VI Halbleitern (siehe Abbildung 3.2) spiegelt sich auch in der

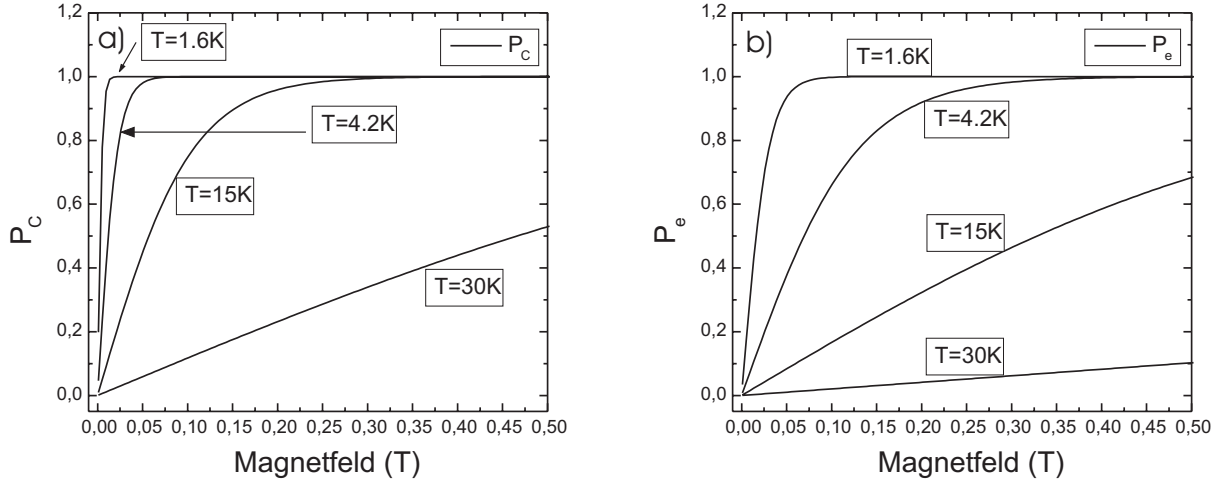


Abbildung 3.4: Zirkularer Polarisationsgrad P_C für Schwerlohexzitonen (a) und der Polarisationsgrad des Elektronensystems P_e (b) in einer $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ Schicht für verschiedene Temperaturen von 1.6 K bis 30 K.

Polarisation der Ladungsträger (Elektronen und Löcher bzw. Exzitonen) und den optischen Übergängen wider. Die zirkulare Polarisation von optischen Übergängen ist gegeben durch

$$P_C = \frac{I^{\sigma+} - I^{\sigma-}}{I^{\sigma+} + I^{\sigma-}}, \quad (3.20)$$

mit den Intensitäten $I^{\sigma+}/I^{\sigma-}$ der Rekombinationsstrahlung in rechts- ($\sigma+$) bzw. links zirkular ($\sigma-$) polarisierter Detektion. Nach Zehnder [Zeh98] kann der zirkulare Polarisationsgrad von Exzitonen in undotierten semimagnetischen Schichten durch die Boltzmann Besetzung eines Zweiniveausystems beschrieben werden.

$$P_C = \frac{\tau}{\tau_s + \tau} \tanh\left(\frac{g_{eff}\mu_B B}{2k_B T}\right). \quad (3.21)$$

Hierbei ist g_{eff} der effektive g -Faktor des Exzitons, τ_s die Spinrelaxationszeit und τ die Exzitonlebensdauer. In Abbildung 3.4a ist der zirkulare Polarisationsgrad (P_C) einer $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ -Schicht für Schwerlohexzitonen berechnet nach Gleichung 3.21 für verschiedene Temperaturen von 1.6 K bis 30 K dargestellt. Aus dem Sättigungswert der Polarisation lässt sich nach Gleichung 3.21 das Verhältnis von Spinrelaxationszeit zu Exzitonlebensdauer bestimmen. Dieses Verhältnis wurde für die Rechnung in Abbildung 3.4 auf eins gesetzt. Der Polarisationsgrad zeigt eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit, da die Temperatur T auch in den effektiven g -Faktor des Exzitons eingeht und diesen mit steigender Temperatur reduziert.

In Analogie zu der Polarisation von Exzitonen kann nach Gleichung 3.21 auch die Polarisation der Elektronen bzw. Löcher bestimmt werden. Dazu muss jeweils der entsprechende effektive g-Faktor für das Leitungs- bzw. Valenzband verwendet werden. In Abbildung 3.4b ist die Polarisation eines Elektronensystems P_e im Leitungsband einer $Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ -Schicht für unterschiedliche Temperaturen dargestellt. Im Vergleich zu Exzitonen haben Elektronen einen wesentlich geringeren effektiven g-Faktor, so dass die Elektronenpolarisation erst bei viel höheren Magnetfeldern B in Sättigung geht.

Kapitel 4

Spininjektion in Halbleiter

Die bisher am weitesten verbreitete Methode zur Spininjektion in Halbleiter basiert auf den Auswahlregeln für optische Übergänge, wodurch sowohl spinpolarisierte elektronische Systeme erzeugt, als auch nachgewiesen werden können. Die dafür nötigen Konzepte werden in diesem Kapitel erläutert. Wichtig für die Realisierung von spinsensitiven Halbleiterbauelementen ist die Spinstreuzeit bzw. die Spinstreulänge, auf deren Größe die Zeit- bzw. Längenskala zukünftiger Bauelemente basieren wird. Die grundlegenden Mechanismen der Spinrelaxation werden in diesem Kapitel diskutiert.

4.1 Optische Injektion und Detektion von spinpolarisierten Elektronen

Aufgrund der Dipolauswahlregeln für optische Anregung von Halbleitern im Bereich der fundamentalen Energielücke ist es möglich, durch Einstrahlen von zirkular polarisiertem Licht, eine wohl definierte Polarisierung von Elektronen und Löchern zu erzeugen. Das Übergangsmatrixelement vom Valenzband in das Leitungsband ist in Tabelle 4.1 aufgeführt (nach [Dya84]). Es sind die Übergänge aus dem Γ_8 - (hh, lh) und dem Γ_7 - (so) Valenzband dargestellt. Entsprechend der Polarisierung des anregenden Lichts sind nur bestimmte Übergänge möglich. So ergeben sich für rechts zirkular polarisierte Anregung ($\sigma+$) die Übergänge $| - 3/2 \rangle \rightarrow | - 1/2 \rangle$ und $| - 1/2 \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle$ und aus dem Spin-Orbit (so) abgespalteten Band von $| - 1/2 \rangle \rightarrow | + 1/2 \rangle$. Für links zirkular polarisierte Anregung ($\sigma-$) ergeben sich die Übergänge zu $| 3/2 \rangle \rightarrow | 1/2 \rangle$ und $| 1/2 \rangle \rightarrow | - 1/2 \rangle$, sowie aus dem so-Band zu $| 1/2 \rangle \rightarrow | - 1/2 \rangle$. In Abbildung 4.1 sind die erlaubten Übergänge aus dem Valenz- in das Leitungsband dargestellt. Neben den beschriebenen Übergängen mit zirkularer Polarisierung gibt es auch Übergänge die nur in linearer (π) Polarisierung erlaubt sind. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der einzelnen Übergänge sind ebenfalls in Abb. 4.1 angegeben.

Die Polarisation des Elektronensystems ist gegeben durch

$$P_e = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-}, \quad (4.1)$$

mit der Anzahl $n^{+/-}$ der Elektronen im $|+1/2\rangle$ bzw. $|-1/2\rangle$ Zustand. Im Folgenden soll die Anregungsenergie im Bereich der fundamentalen Bandlücke liegen, d.h. es werden nur Schwer- bzw. Leichtlochübergänge angeregt. Des Weiteren wird davon ausgegangen, dass die Ladungsträger in einem dreidimensionalen System erzeugt werden d.h. es wird davon ausgegangen, dass die Leicht- und Schwerlochzustände am Γ -Punkt entartet sind (siehe Kapitel 2). Bei $\sigma+$ Anregung werden aufgrund der Übergangswahrscheinlichkeit drei mal soviel Elektronen im $|-1/2\rangle$ -Zustand durch den Schwerlochübergang als durch den Leichtlochübergang ($|+1/2\rangle$ -Zustand) erzeugt. Die so erzeugte Elektronen-Spinpolarisation ergibt sich dann zu

$$P_e = \frac{n^- - 3n^+}{n^- + 3n^+} = -0.5. \quad (4.2)$$

Analog ergibt sich im Falle von $\sigma-$ Anregung eine Spinpolarisation von

$$P_e = 0.5. \quad (4.3)$$

Bei einer Anregung mit linear polarisiertem Licht wird keine Elektronen-Spinkomponente bevorzugt und deswegen kann keine Spinpolarisation erzeugt werden $P_e = 0$. Die maximal erzeugbare Elektronen-Spinpolarisation in dreidimensionalen Systemen bei Anregung im Bereich der fundamentalen Bandlücke liegt bei $\pm 50\%$. Die so erzeugte initiale Elektronen-Polarisation ist den Spinrelaxationsprozessen unterworfen, wodurch die Polarisation im Allgemeinen verringert bzw. vernichtet wird (siehe Kapitel 4.2). Bei opti-

Band	VB	LB: $s_z = +1/2$	LB: $s_z = -1/2$
hh	$J_z = +3/2$	$-\sqrt{\frac{1}{2}}(\lambda + i\mu)$	0
hh	$J_z = -3/2$	0	$\sqrt{\frac{1}{2}}(\lambda - i\mu)$
lh	$J_z = +1/2$	$\sqrt{\frac{2}{3}}\nu$	$-\sqrt{\frac{1}{6}}(\lambda + i\mu)$
lh	$J_z = -1/2$	$\sqrt{\frac{1}{6}}(\lambda - i\mu)$	$\sqrt{\frac{2}{3}}\nu$
so	$J_z = +1/2$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}\nu$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}(\lambda + i\mu)$
so	$J_z = -1/2$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}(\lambda - i\mu)$	$\sqrt{\frac{1}{3}}\nu$

Tabelle 4.1: Matrixelemente für verschiedene optische Übergänge aus dem Γ_8 - (hh, lh) und dem Γ_7 - (so) Valenzband in das Leitungsband. λ und μ sind Einheitsvektoren in einer Ebene senkrecht zu dem Dipolmoment und ν ist ein Einheitsvektor entlang des Dipolmoments (aus [Dya84]).

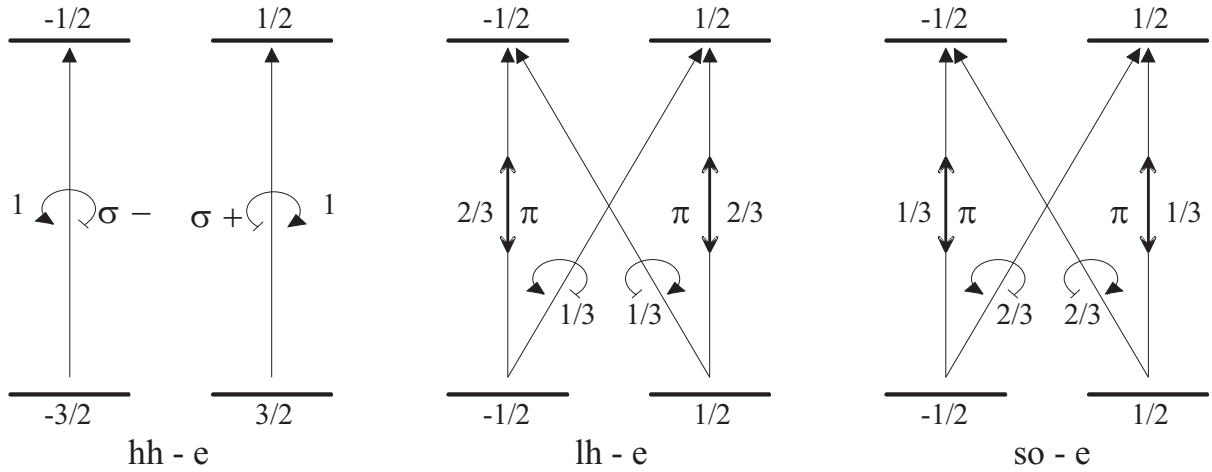


Abbildung 4.1: Mögliche Dipolübergänge aus dem Valenzband (hh, lh, so) in das Leitungsband (e). Die Zahlen bei den Übergängen entsprechen den relativen Übergangswahrscheinlichkeiten. Die Polarisation der Übergänge ist entweder linear (π) oder zirkular ($\sigma\pm$) (nach [Dya84] und [Wei91]).

scher Anregung im Energiebereich des so-Bandes wird die maximal erreichbare initiale Elektronen-Polarisation weiter reduziert (siehe Abb. 4.1), da der zusätzliche Übergang die mittlere Spinkomponente reduziert.

Ähnlich wie bei der Erzeugung von spinpolarisierten Ladungsträgern, kann die Polarisation von Elektronen bei der Rekombination durch die Analyse der zirkularen Polarisation des emittierten Lichts bestimmt werden. Der zirkuläre Polarisationsgrad ist gegeben durch

$$P_C = \frac{I^{\sigma+} - I^{\sigma-}}{I^{\sigma+} + I^{\sigma-}}, \quad (4.4)$$

mit der Intensität der Lumineszenz für rechts- bzw. links zirkular polarisierte Detektion $I^{\sigma+/-}$. Abbildung 4.2a zeigt das Rekombinationsschema der Übergänge aus dem Leitungsband in das Valenzband für Halbleiterschichten, in denen am Γ -Punkt der Schwer- und Leichtlochzustand entartet sind. Dies ist normalerweise in unverspannten Schichten der Fall. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten und die zirkuläre Polarisation ist bei den jeweiligen Übergängen angegeben.

Unter der Annahme, dass die Lochzustände thermalisiert sind, d.h. keine Loch-Spinpolarisation vorliegt¹, sind die Intensitäten für rechts- bzw. links zirkular polarisierte Übergänge direkt abhängig von der Anzahl der Elektronen in den beiden möglichen Spin-

¹Aufgrund der Spin-Orbit Wechselwirkung sind die Loch-Spinzustände keine reinen Spinzustände und relaxieren sehr viel schneller wie die Elektronen-Spinzustände.

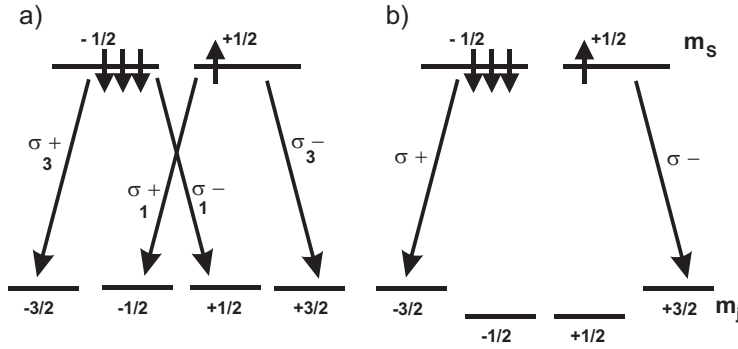


Abbildung 4.2: Rekombinationsschema für optische Übergänge aus dem Leitungs- in das Valenzband, für dreidimensionale- (a) bzw. zweidimensionale (b) oder verspannte Schichten.

zuständen

$$I^{\sigma^+} \sim 3n^- + 1n^+, \quad (4.5)$$

$$I^{\sigma^-} \sim 3n^+ + 1n^-. \quad (4.6)$$

Aus den Intensitäten ergibt sich der optische zirkulare Polarisationsgrad zu

$$P_C = \frac{(3n^- + 1n^+) - (3n^+ + 1n^-)}{(3n^- + 1n^+) + (3n^+ + 1n^-)} = \frac{(1-3)(n^+ - n^-)}{(1+3)(n^+ + n^-)}. \quad (4.7)$$

Zusammen mit der Definition der Polarisation des Elektronensystems aus Gleichung 4.1 erhält man die Beziehung zwischen der Polarisation der Ladungsträger (Elektronen) und dem zirkularen Polarisationsgrad des emittierten Lichts für den Fall von dreidimensionalen Systemen,

$$P_C = -0.5 \cdot P_e. \quad (4.8)$$

Somit gibt es eine direkte Möglichkeit, durch die Beobachtung der Rekombination von Elektron-Loch Paaren, die Spinpolarisation der Elektronen zu bestimmen.

Der zweite wichtige Fall bei der optischen Detektion ist die Rekombination der spinpolarisierten Elektronen in einem zweidimensionalen System (Quantentrog). Für ein solches System ist in Abbildung 4.2b das Rekombinationsschema dargestellt. Im Gegensatz zu unverspannten Schichten führt die Quantisierung im Valenzband zu der Aufhebung der Entartung am Γ -Punkt bezüglich m_j . Aufgrund der geringen Masse ergibt sich eine höhere Grundzustandsenergie für leichte Löcher ($m_j = \pm 1/2$) als für schwere Löcher. Somit werden der Leicht- bzw. Schwerlochübergang energetisch voneinander getrennt, so dass in der optischen Spektroskopie zwei separate Übergänge zu beobachten sind und auf ihre Polarisation hin untersucht werden können. Es ist also bei einem solchen System nicht mehr nötig die Übergangswahrscheinlichkeiten zwischen Leicht- und Schwerlochrekombination wie in den Gleichungen 4.5 und 4.6 zu berücksichtigen. Die Polarisation eines Elektronensystems ergibt sich aus der zirkularen Polarisation des Schwerlochübergangs zu

$$P_C = -P_e. \quad (4.9)$$

Dieser Zusammenhang zwischen der Elektronen- und der zirkularen Polarisation ist auch in anderen Systemen als Quantentrögen gültig, sobald die Entartung zwischen leichtem und schwerem Loch aufgehoben ist. Dies ist unter anderem der Fall in verspannten Halbleiterschichten.

Die Möglichkeiten zur Erzeugung und Detektion von spinpolarisierten Elektronensystemen können folgendermaßen zusammengefasst werden: Durch optische Anregungsspektroskopie in dreidimensionalen Halbleitersystemen in der Nähe der fundamentalen Energielücke kann eine Polarisation des Elektronensystems von $\pm 50\%$ erzeugt werden. Findet keine Elektronen Spinrelaxation statt und ist das Lochsystem bei der Rekombination der Elektronen unpolarisiert, wird bei der Detektion der Schichtlumineszenz eine zirkulare Polarisation von $\pm 25\%$ erwartet und bei der Detektion in einem Quantentrog eine zirkulare Polarisation von $\pm 50\%$.

4.2 Spinlebensdauer

Die in Kapitel 4.1 vorgestellte Methode zur optischen Erzeugung und Detektion von spinpolarisierten Ladungsträgern kann zu der Bestimmung der Spinrelaxationszeit τ_s herangezogen werden. Dazu wird durch optische Anregung eine wohl definierte Elektronenpolarisation P_{gen} erzeugt und die zirkulare Polarisation P_C der Rekombinationsstrahlung analysiert, woraus die Polarisation der Elektronen P_e nach Kapitel 4.1 resultiert. Aus den Unterschieden zwischen P_{gen} und P_e lassen sich Rückschlüsse über die Spinrelaxation ziehen.

Bei der Bestimmung der Spinrelaxationszeit geht die Ladungsträger-Lebensdauer τ , bzw. die Rekombinationszeit von Elektron-Loch Paaren bzw. Exzitonen ein. Entscheidend für den gemessenen zirkularen Polarisationsgrad ist das Verhältnis von τ zu τ_s . Nach Dyakonov und Perel [Dya84] ist im Gleichgewichtszustand und ohne äußeres Magnetfeld die Polarisation der Elektronen gegeben durch

$$P_e = \frac{P_{gen}}{1 + \tau/\tau_s} = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau} \cdot P_{gen}. \quad (4.10)$$

Die aus P_e resultierende zirkulare Polarisation bei der Rekombination ergibt sich je nach optischem Übergang aus den Gleichungen 4.8 und 4.9. Gleichung 4.10 kann prinzipiell in drei Fälle unterteilt werden. Ist die Lebensdauer sehr viel länger als die Spinrelaxationszeit ($\tau \gg \tau_s$), so geht der Vorfaktor in Gleichung 4.10 gegen null und P_e wird in jedem Fall null sein. In diesem Fall kann man bei Kenntnis der Lebensdauer eine obere Grenze der Spinrelaxationszeit abschätzen. Im anderen Extremfall $\tau \ll \tau_s$ geht der Vor-

faktor in Gleichung 4.10 gegen eins, so dass P_e gleich der erzeugten Polarisation ist. Bei Kenntnis der Lebensdauer ist so eine untere Grenze für τ_s ermittelbar. Im dritten Fall, in dem die Spinrelaxationszeit und die Lebensdauer in etwa vergleichbar sind, wird der Vorfaktor aus Gleichung 4.10 zwischen null und eins variieren, so dass bei Kenntnis von τ die Spinrelaxationszeit τ_s direkt angegeben werden kann.

Die typische Lebensdauer τ für Elektronen bei optischer Spektroskopie in *GaAs* Halbleiterheterostrukturen liegt im Bereich von mehreren hundert Pikosekunden [Sch01a]. Die Lebensdauer ist in diesem Fall gleich der Elektron-Loch bzw. Exzitonrekombinationszeit. Erzeugt man in diesem Halbleiter eine Polarisation von 100% ($P_{gen} = 1$) und geht von einer Lebensdauer von $\tau = 200$ ps aus, so ist selbst bei einer Spinrelaxationszeit von zehn Pikosekunden noch eine Elektronenpolarisation von 5% vorhanden. In Abbildung

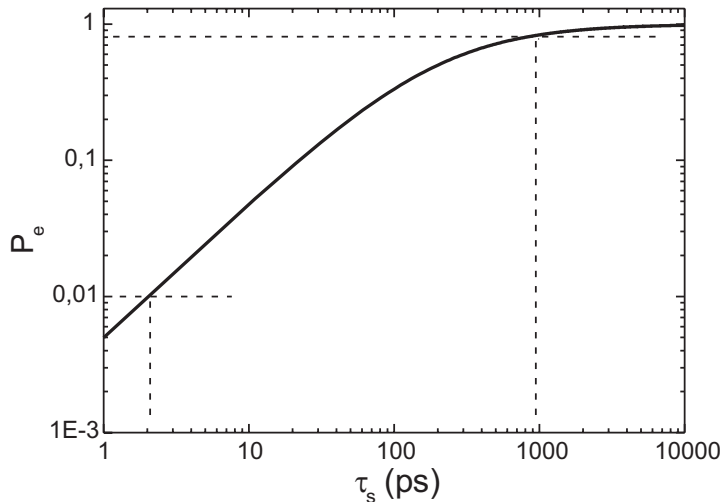


Abbildung 4.3: Darstellung der Polarisation der Elektronen P_e in Abhängigkeit von der Spinrelaxationszeit τ_s nach Gleichung 4.10, mit den angenommenen Werten $P_{gen} = 1$ und $\tau = 200$ ps. In diesem Fall ist τ_s in einem Bereich von 2 ps bis zu 1 ns messbar.

4.3 ist die Elektronenpolarisation P_e in Abhängigkeit von der Spinrelaxationszeit τ_s nach Gleichung 4.10, für $P_{gen} = 1$ und $\tau = 200$ ps, aufgetragen. Ab einer Spinrelaxationszeit von etwa zwei Pikosekunden und größer bleibt eine signifikante Elektronenpolarisation erhalten, die durch die zirkulare Polarisation der Rekombination nachgewiesen werden kann. Bis zu einer Spinrelaxationszeit von etwa 1000 ps ändert sich P_e signifikant, darüberhinaus sind die Veränderungen von P_e zu gering, um z.B. noch exakte Aussagen über die Spinrelaxationszeit zu machen.

Wird ein externes Magnetfeld in Richtung des ein- bzw. ausfallenden Lichts angelegt, so muss in Gleichung 4.10 als zusätzlicher Spinrelaxationsmechanismus die Zeeman-Aufspaltung der Leitungsbandelektronen berücksichtigt werden. Geht man im Gleichgewichtszustand von einer Boltzmann-Besetzung zwischen den beiden aufgespalteten Niveaus aus, so wird Gleichung 4.10 zu

$$P_e = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau} \cdot P_{gen} + \frac{\tau}{\tau_s + \tau} \cdot \tanh\left(\frac{g\mu_B B}{2k_B T}\right). \quad (4.11)$$

T ist die Temperatur, k_B die Boltzmann-Konstante, μ_B das Bohrsche Magneton und B das externe Magnetfeld. Der Vorfaktor des zweiten Terms in Gleichung 4.11 kann Werte zwischen null und eins annehmen und gibt an wie stark die Zeeman-Aufspaltung zu einer zusätzlichen Polarisation der Ladungsträger führt. Wird $P_{gen} = 0$ gesetzt, so gibt Gleichung 4.11 gerade die intrinsische Polarisation der Elektronen in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes an. Je nach g-Faktor und Spinrelaxationszeit kann der Zeeman Term schon bei geringen Magnetfeldern zu sehr hohen Polarisationen führen (z.B. in semimagnetischen Schichten) oder aber es werden sehr hohe Magnetfelder von einigen Tesla benötigt (z.B. in *GaAs*). In Gleichung 4.11 wurde eine Magnetfeldabhängigkeit der Spinrelaxationszeit τ_s und der Rekombinationszeit τ vernachlässigt, da sich diese Werte bei nicht-magnetischen Halbleitern nur geringfügig ändern.

4.3 Spinrelaxationsmechanismen

Die Ursachen für die Spinrelaxation liegen hauptsächlich in der Kopplung von Spin- und Bahndrehimpuls der Ladungsträger. Aufgrund der Spinrelaxation wird ein spinpolarisiertes System wieder in den Gleichgewichtszustand zurückgeführt. Die Spinrelaxation kann je nach Ladungsträgertyp und Halbleitersystem sehr unterschiedlich sein. In der Literatur werden drei prinzipielle Mechanismen der Elektronenspinrelaxation unterschieden:

- *Elliott-Yafet*: Der Elliott-Yafet Mechanismus basiert auf der Tatsache, dass in Kristallen die Bloch-Zustände der Ladungsträger aufgrund der Spin-Bahn Wechselwirkung keine reinen Spineigenzustände sind. Dies führt zu einer Mischung der beiden Spinkomponenten. Nach Elliott [Ell54] haben somit auch spinunabhängige Streuprozesse, wie die Streuung mit Defekten oder Phononen eine Mischung der Spinzustände zur Folge. Elliott gibt die Spinstreureate $1/\tau_s$ mit b^2/τ_p an, wobei τ_p die Impuls-Relaxationszeit ist und b aus dem Verhältnis der Spin-Bahn Wechselwirkung zur fundamentalen Bandlücke gewonnen wird.
- *D'yakonov-Perel*: Aufgrund der fehlenden Inversionssymmetrie in kubischen Halbleitern mit Zinkblende Struktur führt die Spin-Bahn Wechselwirkung zu einer Aufhebung der Spinartung. D'yakonov und Perel [D'y71] zeigten, dass dieser Effekt einen Spinrelaxationsmechanismus nach sich zieht. Der Grund dieser Spinrelaxation ist ein impulsabhängiges internes Magnetfeld $\mathbf{B}(\mathbf{k})$, das sich bei jedem Streuprozess des Ladungsträgers ändert, wodurch die ursprüngliche Präzessionsachse relaxiert. Die Spinstreureate $1/\tau_s$ ist in diesem Fall proportional zur Impuls-Relaxationszeit τ_p .

- *Bir-Aranov-Pikus*: Die Austauschwechselwirkung zwischen Elektron und Loch ist eine spinabhängige Wechselwirkung, die zu einem Elektronen Spinrelaxationsmechanismus führt. Bir, Aranov und Pikus [Bir76] beschreiben diesen Mechanismus in Analogie zu dem o.g. D'yakonov-Perel Mechanismus. Hierbei präzedieren die Elektronenspins um das von den Löchern generierte effektive Magnetfeld. Da jedoch die Loch-Spinrelaxation im Allgemeinen deutlich schneller ist als die Präzession der Elektronen führt dies zu einem schnell wechselnden Magnetfeld, dem die Elektronen folgen und dabei die Präzessionsachse relaxiert.

Welcher der drei oben aufgeführten Mechanismen unter bestimmten Bedingungen (undotierte Halbleiter, p- oder n-dotierte Halbleiter, Quantentröge, unterschiedliche Halbleiter) dominiert ist oftmals schwer festzustellen. Einen guten Überblick über die verschiedenen Relaxationsmechanismen in verschiedenen Materialsystemen wie Halbleiter oder Metallen geben Fabian und Darma [Fab99].

Der Bir-Aranov-Pikus (BAP) Mechanismus spielt eine entscheidende Rolle in optischen Experimenten, da hier Elektron-Loch Paare erzeugt werden. So wurde in p-dotierten *GaAs* Schichten eine schnellere Spinrelaxationszeit bei Erhöhung der Akzeptorkonzentration ($n_D > 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) festgestellt [Zer88]. Dies lässt sich durch den steigenden Überlapp von Elektron- und Lochwellenfunktion bei steigender Dotierung erklären. Ebenso ist der BAP Mechanismus relevant für die Elektron Spinrelaxation in Quantentrogstrukturen, da auch hier der Überlapp von Elektron- und Lochwellenfunktion im Vergleich zu undotierten Schichtstrukturen vergrößert wird [Dam91]. Eine weitere Verkleinerung der Spinrelaxationszeit wurde bei der Erhöhung der Quantisierung in Quantentrögen festgestellt. Dieser Effekt kann durch den D'yakonov-Perel Mechanismus erklärt werden [Bri98].

Entscheidend für die Weiterführung der Forschung an spinsensitiven Bauelementen waren die Experimente von Wagner [Wag93] und Kikkawa [Kik97], die eine extreme Verlängerung der Spinrelaxationszeit in modulations-dotierten Quantentrögen auf *GaAs* bzw. *ZnSe* Basis fanden. Die Spinrelaxationszeiten konnten durch die gezielte Dotierung um mehrere Größenordnungen, im Vergleich zu den intrinsischen Referenzstrukturen, bis hin zu Nanosekunden eingestellt werden. Spinrelaxationszeiten im Bereich von Nanosekunden eröffnen unter anderem die Möglichkeit spinabhängige Phänomene ohne den großen experimentellen Aufwand von Piko- oder Femtosekundenspektroskopie zu untersuchen, da die Relaxationszeiten wesentlich länger sind als die typischen Rekombinationszeiten von Elektron-Loch Paaren (siehe Abbildung 4.3 und Kapitel 6).

4.4 Spintransport

Eine lange Spinrelaxationszeit ist die prinzipielle Voraussetzung für die Entwicklung von spinsensitiven Bauelementen wie z.B. Spintransistoren oder nicht flüchtige Speicherele-

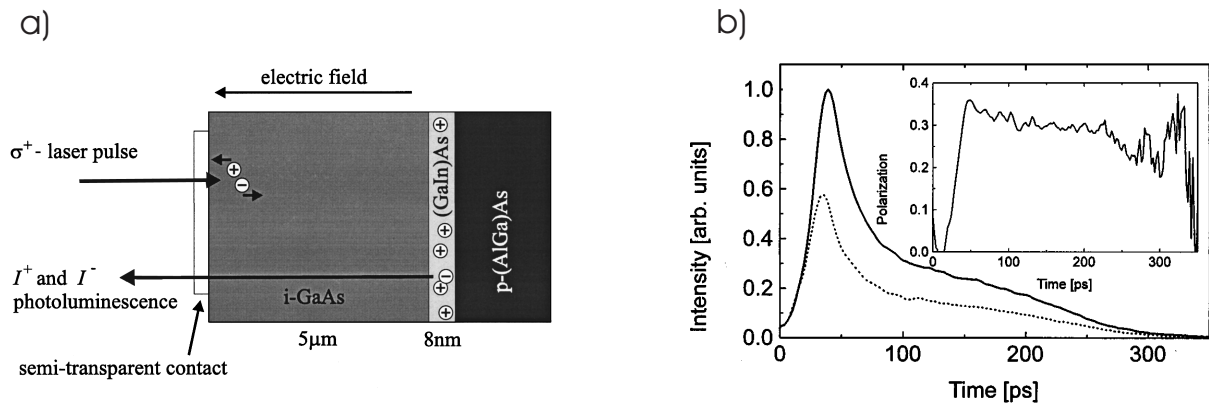


Abbildung 4.4: a) Schichtaufbau einer Probe zum Nachweis des Spintransports nach Hägele [Häg98]. Ein 8 nm breiter undotierter $(Ga, In)As$ Quantentrog dient als optischer Detektor. In der undotierten $5 \mu m$ dicken $GaAs$ Schicht werden polarisierte Elektronen erzeugt, die durch ein elektrisches Feld in den Quantentrog driften und dort mit den Löchern aus der p-Schicht unter Emission von zirkular polarisiertem Licht rekombinieren. Die Messung wurde bei einer Probentemperatur von 10 K, einer Anreizungsleistung von 2 mW und einer Spannung von 2 V durchgeführt. b) Zeitabhängiges Lumineszenzsignal aus dem Detektionsquantentrog für $\sigma+$ (durchgezogene Linie) und $\sigma-$ (gestrichelte Linie) Detektion. Im kleinen Bild ist die zeitabhängige zirkulare Polarisation des Signals aufgetragen. Die Polarisation liegt in den ersten 200 ps im Mittel über 30% (aus [Häg98]).

mente. Jedoch werden in solchen Bauelementen zusätzliche Einflüsse auf eine generierte Spinpolarisation wirken, wie z.B. hohe elektrische Felder oder hohe Temperaturen, die eine drastische Veränderung der Spinrelaxationszeit bewirken können.

Hägele [Häg98] zeigte in einem relativ einfachen Experiment, dass eine Spinpolarisation angetrieben von einem elektrischen Feld über mehrere Mikrometer in einer undotierten $GaAs$ Schicht transportiert werden kann, ohne einer zusätzlichen Spinrelaxation zu unterliegen. In Abbildung 4.4a ist schematisch das Experiment von Hägele dargestellt. Die Probe besteht aus einem undotierten $(Ga, In)As/GaAs$ Quantentrog, der auf einer p-dotierten $(Al, Ga)As$ Pufferschicht aufgebracht ist. Die $5 \mu m$ dicke undotierte $GaAs$ Deckschicht ist an der Oberfläche mit einem semitransparentem Kontakt versehen, so dass sowohl ein elektrisches Feld in Wachstumsrichtung erzeugt werden kann, als auch optische Messungen möglich sind. Durch einen zirkular polarisierten Laserstrahl werden in der $GaAs$ Deckschicht Elektronen mit einem Polarisationsgrad von 50% (siehe Glg. 4.3) erzeugt. Aufgrund der Eindringtiefe für Laseranregung in $GaAs$ von etwa einem Mikrometer werden die meisten Elektron-Loch Paare an der Oberfläche der Deckschicht erzeugt und nicht in der Nähe des Quantentrogs. Durch ein externes elektrisches Feld werden die Elektron-Loch Paare getrennt und die Elektronen driften in der Quantentrog, wo sie mit unpolarisierten Löchern aus der p-Kontaktschicht rekombinieren. Nach Gleichung

4.9 entspricht die zirkulare Polarisation der Rekombinationsstrahlung der Spinpolarisation der Elektronen im Detektionsquantentrog. Abbildung 4.4b zeigt die Intensität für $\sigma+$ (durchgezogene Linie) und $\sigma-$ (gestrichelte Linie) Detektion der Lumineszenz aus dem Quantentrog, in Abhängigkeit von der Zeit. In dem eingeschobenen Bild ist die daraus resultierende zirkulare Polarisation dargestellt. Diese hat einen maximalen Wert von etwa 35% nach 50 ps und bleibt bis zu 250 ps erhalten, bis das Signal zu Rausch Verhältnis zu gering wird. In diesem Experiment bleibt ein Großteil der ursprünglich erzeugten Spinpolarisation auch unter einer angelegten Spannung von 2 V und einem Transport von circa 4 μm erhalten. Nach der Argumentation von Hägele bleibt sogar die gesamte Spinpolarisation erhalten, da die Auswahlregeln in diesem Fall nicht exakt gültig sind.

Die Ergebnisse von Hägele wurden durch die Experimente von Kikkawa und Awaschalom [Kik99] bestätigt, die durch zeitaufgelöste Faraday-Rotation in n-dotierten *GaAs*-Schichten ($n_D \sim 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) einen Spintransport durch Elektronen, über eine Strecke von bis zu 100 Mikrometer, nachgewiesen haben.

In Anbetracht der langen Spinrelaxationszeiten in schwach n-dotierten *GaAs* Schichten bei zusätzlichem elektrischem Feld sind auf Galliumarsenid basierende Materialien für die Herstellung von spinsensitiven Bauelementen besonders geeignet. Im Gegensatz dazu ist die Spinrelaxationszeit in semimagnetischen und ferromagnetischen Halbleitern extrem schnell. So liegen die Spinrelaxationszeiten für Elektronen in *(Cd, Mn)Te* Quantentrögen im Bereich von wenigen Pikosekunden [Cam01]. Während die schnelle Spinrelaxation in semimagnetischen Halbleitern eine starke Spinpolarisation der Ladungsträger bewirkt, tendieren Halbleiter auf *GaAs* Basis den Spin der Elektronen sehr lange zu konservieren. Durch die Kombination dieser beiden gegensätzlichen Materialien ist es erstmals gelungen auf elektrischem Wege eine signifikante Spinpolarisation in einen nicht magnetischen Halbleiter zu injizieren und nachzuweisen (siehe Kapitel 6).

Kapitel 5

Experimentelle Grundlagen

In den Kapiteln 5.1 und 5.2 werden die im experimentellen Teil der Arbeit verwendeten Messmethoden und die dazugehörigen Messgeräte beschrieben. In Abschnitt 5.3 wird auf die Probenherstellung und die Probenpräparation eingegangen.

5.1 Messmethoden

5.1.1 Photolumineszenz (PL)

Durch Bestrahlung eines Festkörpers mit Licht wird die Photonenenergie auf das elektronische System übertragen. Abhängig von der Anregungsenergie können hierbei entweder Elektron-Loch Paare oder direkt freie Exzitonen erzeugt werden. Die Photoladungsträger relaxieren, unter Emission von optischen bzw. akustischen Phononen, innerhalb weniger Pikosekunden zur Bandkante. Während dieser Relaxation können sich Exzitonen bilden, die durch weitere Relaxation in den Grundzustand übergehen. Von hier aus sind zusätzliche Relaxationsmechanismen möglich, wie z.B. die Lokalisation an Störstellen (Donatoren oder Akzeptoren) oder Potentialfluktuationen, von wo aus die strahlende Rekombination (Photolumineszenz) erfolgt. In semimagnetischen Halbleitern ist ein weiterer Lokalisationsprozess durch die Bildung von magnetischen Polaronen möglich. Da die Relaxation der Ladungsträger zur Bandkante im Allgemeinen schneller erfolgt als die strahlende Rekombination werden in der PL keine angeregten Zustände beobachtet. Die Lumineszenz ist jedoch charakteristisch für die untersuchte Probe und erlaubt Aussagen über die Zusammensetzung des untersuchten Halbleiters, wie z.B. die fundamentale Bandlücke oder den Grad bzw. die Art der Verunreinigungen im Halbleitermaterial.

5.1.2 Photolumineszenz Anregung (PLE)

Im Gegensatz zur PL erlaubt die Photolumineszenz Anregungsspektroskopie (PLE) auch höherenergetische Zustände in einem Halbleiter, wie z.B. Subbänder in einer Quantentrogstruktur, zu detektieren. Hierzu wird die Intensität des PL Signals bei der Detektionswellenlänge $I^{\hbar\omega_D}$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie $\hbar\omega_E$ gemessen. Das PLE Signal wird zum einen von dem Absorptionskoeffizient $\alpha(\hbar\omega_E)$ des Halbleiters bestimmt und zum anderen durch die Relaxation der resonant erzeugten Ladungsträger in den Grundzustand. Deswegen ist die PLE keine reine Absorptionsmessung, so dass exakte Aussagen über die Zustandsdichte oder die Oszillatorstärke der Energieniveaus nicht möglich sind. Experimentell kann diese Art der Spektroskopie mit einer durchstimmbaren monochromatischen Lichtquelle realisiert werden, wie z.B. einem Farbstofflaser (siehe Kap. 5.2).

5.1.3 Elektrolumineszenz (EL)

Wie bei der PL handelt es sich bei der Elektrolumineszenz um die strahlende Rekombination von Elektron-Loch Paaren bzw. Exzitonen. Die Ladungsträger werden jedoch durch die elektrische Injektion in den Halbleiter über Kontaktschichten erzeugt. Normalerweise wird die Elektrolumineszenz in dem p-n Übergang einer Leuchtdiode (LED) erzeugt, wobei die Löcher über die p-leitende Schicht und die Elektronen über die n-leitende Schicht injiziert werden und im p-n Übergangsbereich unter Lichtemission rekombinieren.

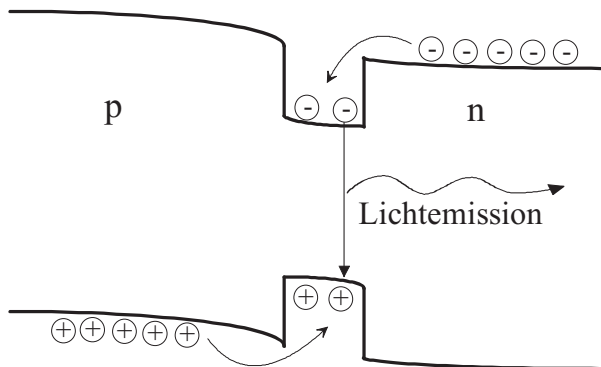


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Bandverlaufs einer Heterostruktur LED. Elektronen und Löcher werden über den p-Typ bzw. n-Typ Halbleiter injiziert und rekombinieren in der niederenergetischen Schicht unter Emission von Photonen mit der Energie $\hbar\omega$.

Für die Herstellung von effizienten LEDs werden typischerweise Heterostrukturen verwendet, in denen die Rekombinationszone der Ladungsträger energetisch tiefer liegt als die Bandkanten des n/p-Typ Zuleitungsmaterials. Auf diese Weise wird die Reabsorption des emittierten Lichts verhindert und die Lichtausbeute gesteigert. Der Bandverlauf und die prinzipielle Funktionsweise einer LED Struktur mit den p- und n-dotierten Zuleitungsschichten und der niederenergetischen Rekombinationsschicht ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

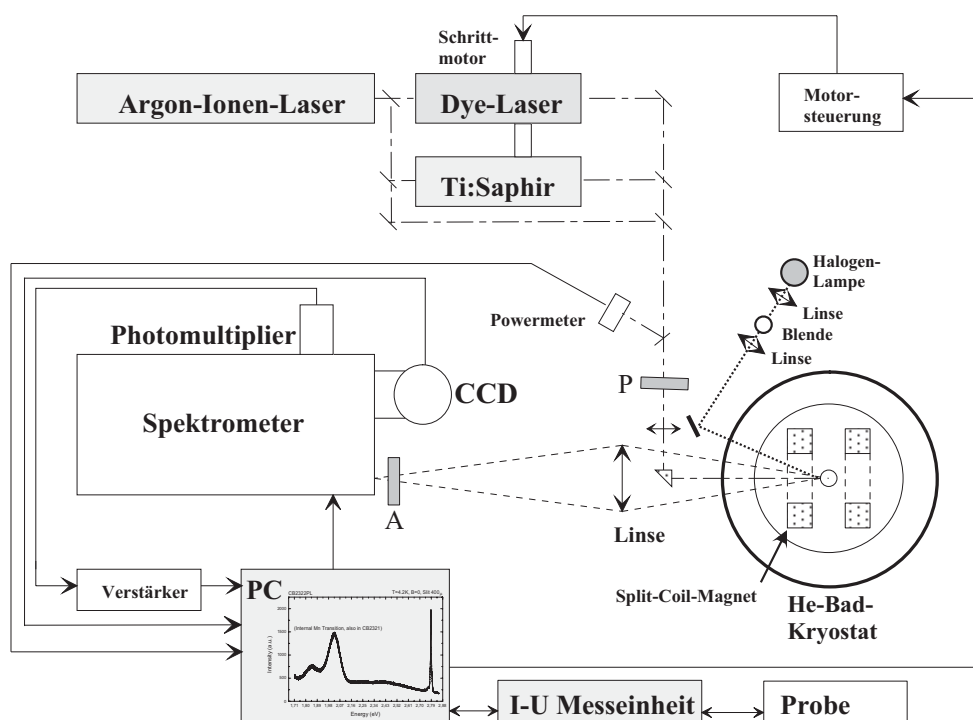


Abbildung 5.2: Versuchsaufbau für Photolumineszenz-, Photolumineszenzexcitations-, Reflexions- und Elektrolumineszenzmessungen. P:Polarisator, A:Analysator.

5.2 Messaufbau

In Abbildung 5.2 ist schematisch der Versuchsaufbau dargestellt. Alle in den Kapiteln 6, 7 und 8 dargestellten Messungen wurden an dieser Apparatur, mit den in Kapitel 5.1 vorgestellten Messmethoden durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung der Hauptkomponenten ist bereits in den Arbeiten B. Jäkel [Jäk89] und T. Kuhn [Kuh92] dargestellt, so dass hier nur die prinzipiellen Funktionsmechanismen beschrieben werden.

Die Probe befindet sich, verspannungsfrei montiert, in einem Heliumbad Magnetkryostaten. Die Probentemperatur kann in einem weiten Bereich variiert werden. Durch Abpumpen des Probenraums wird eine Absenkung der Probentemperatur von 4.2 K auf 1.6 K möglich. Eine Heizung am Probenhalter ermöglicht Messungen bis hin zu 77 K. Der Split-Coil-Magnet erzeugt Magnetfelder bis zu 7.5 T, bzw. bei abgepumpten Helium Hauptbad bis zu 9.5 T. Der Kryostat besitzt optische Fenster zum Probenraum sowohl in Faraday, als auch in Voigt Geometrie.

Als optische Anregungsquelle dient ein Argon Ionen Laser vom Typ Coherent Innova 400, der unter Verwendung verschiedener Spiegelsätze diskrete Linien bei 514 nm bzw. 360 nm emittiert. Diese können direkt zu Photolumineszenzmessungen (PL) verwendet

werden, oder dienen als Pumpquelle für einen cw-Farbstofflaser¹ (Dye Laser) vom Typ Coherent CR-590 bzw. für einen cw-Titan Saphir Laser vom Typ Coherent 890. Durch den Einsatz verschiedener Farbstoffe und Spiegelsätze kann mit dem Dye Laser ein großer energetischer Bereich von 1.58 eV bis 3 eV abgedeckt werden. Der Titan Saphir Laser arbeitet in einem Bereich von 1.5 eV bis 1.6 eV und ist daher zur Anregungsspektroskopie von $GaAs/(Ga, Al)As$ oder $GaAs/(Ga, In)As$ Heterostrukturen bei tiefen Temperaturen geeignet. Die Wellenlänge des Dye Lasers und des Titan Saphir Lasers wird mit einem 3-Platten-Lyot-Filter (Birefngent), das von einem Schrittmotor bewegt wird, durchgestimmt. Der so erzeugte Laserstrahl wird mit Hilfe von Spiegeln, einem Umlenkprisma (polarisationserhaltend) und einem Achromaten auf die Probe fokussiert. Der Achromat mit einer Brennweite von 400 mm sorgt für eine dispersionsfreie Fokussierung des Laserstrahls auf die Probe mit einem Durchmesser von 0.2 mm. Bei PLE Messungen wird das Photolumineszenzsignal durch die wellenlängenabhängige Ausgangsintensität des Dye / Titan Saphir Lasers dividiert, wodurch das Spektrum auf die anregende Laserleistung normiert und die Lasercharakteristik eliminiert wird. Als Spektrometer dient ein 1 m Einfachmonochromator (Jobin Yvon HR1000) mit einem 1200 Linien/mm holographischen Gitter (Blazed für 600 nm bzw. 250 nm). Zur Detektion wird entweder ein Peltier gekühlter Photomultiplier oder eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera (Princeton Instruments) verwendet. Das Signal wird zur weiteren Verarbeitung an den Messrechner gegeben. Über die Strom-Spannungs Messeinheit (Keithley SMU-237) kann zusätzlich ein konstanter Strom bzw. konstante Spannung an die Probe angelegt werden. Das SMU wird ebenfalls über den Messrechner gesteuert, so dass I-V-Kennlinien der Probe aufgezeichnet werden können.

Die Detektion der zirkularen Polarisation erfolgt mit einem $\lambda/4$ -Plättchen gefolgt von einem linear Polarisator als Analysator. Durch Rotation des $\lambda/4$ -Plättchens um 90° kann zwischen links- und rechts zirkular polarisierter Detektion gewechselt werden. In Analogie dazu wird mit einem $\lambda/4$ -Plättchen die Polarisation des anregenden Laserstrahls von linear auf rechts- bzw. links zirkular polarisierte Anregung verändert.

5.3 Probenherstellung

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben wurden durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt, wodurch eine sehr gute strukturelle Qualität und Materialreinheit erreicht wird. Das MBE Labor am Lehrstuhl EPIII besteht aus mehreren MBE Reaktoren, die über ein UHV Transfersystem miteinander verbunden sind. So ist es z.B. möglich qualitativ hochwertige Heterostrukturen auf III-V Basis ($GaAs$ Reaktor) mit II-VI Halbleiterheterostrukturen ($ZnSe$ Reaktor) zu überwachsen, ohne dass die Probenoberfläche beim

¹engl. continuous wave

Transfer zwischen den beteiligten Reaktoren kontaminiert wird. Auf diese Weise können *GaAs* Leuchtdioden mit $(Be, Zn, Mn)Se$ oder auch mit $(Ga, Mn)As$ Kontaktschichten versehen werden. Der typische Wachstumsprozess einer *GaAs*/ $(Ga, Al)As$ Leuchtdiode mit einem II-VI Kontakt ist wie folgt: Auf ein (100)-orientiertes, p+ dotiertes *GaAs* Substrat wird eine 200 nm dicke p+ dotierte *GaAs* Pufferschicht aufgebracht, gefolgt von der p-i-n *GaAs*/ $(Ga, Al)As$ LED Heterostruktur. Anschließend wird die II-VI Schicht aufgedampft, die an der Oberfläche mit einer 20 nm dicken n+ *ZnSe* Kontaktschicht abgeschlossen wird. Die Epitaxieschicht wird für die elektrische Kontaktierung in situ mit einer 100 nm dicken Aluminiumschicht bedampft und ex situ durch standard Photolithographie und nasschemisches Ätzen prozessiert. Die Probe wird anschließend mit Indium auf einen Probenhalter geklebt und die Oberflächenkontakte mit den Kontaktflächen auf dem Probenhalter, mit der Technik des Ultraschallbondings, kontaktiert.

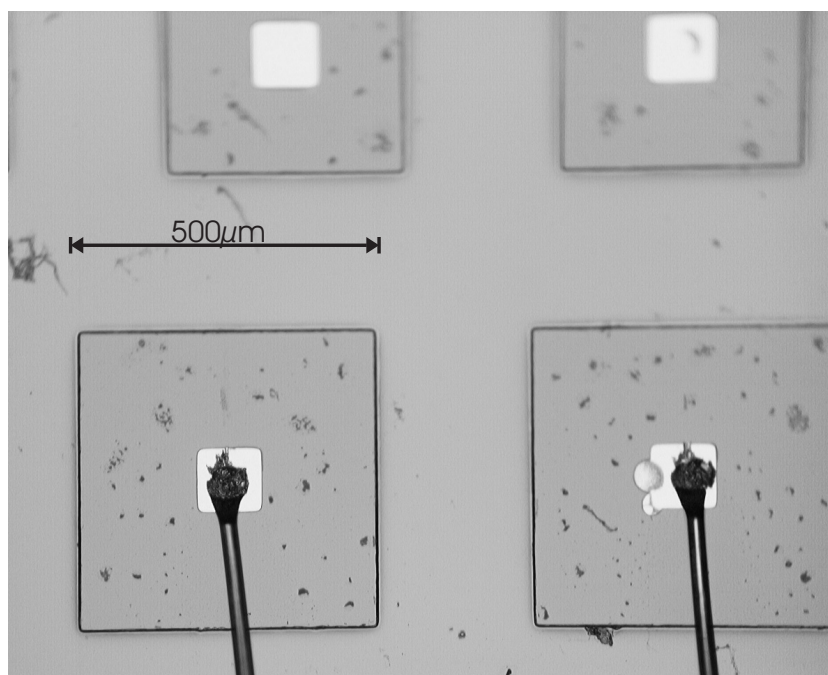


Abbildung 5.3: Lichtmikroskopaufnahme eines strukturierten und kontaktierten LED Arrays.

Für die Photolithographie wurden bereits existierende Masken verwendet, die speziell für die Kontaktierung von optisch aktiven Strukturen entwickelt wurden [Kei99]. Diese Masken stellen auf einem Array verschieden große quadratische Mesas von $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ bis $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ und entsprechende Kontaktflächen von $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ bis $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Somit ist es möglich an einer LED Struktur kombinierte elektrische und optische Messungen durchzuführen, da die Oberfläche der LED nur teilweise von dem für das sichtbare Licht nicht transparentem Aluminiumkontakt bedeckt ist.

In Abbildung 5.3 ist eine Lichtmikroskopaufnahme eines prozessierten und kontaktierten LED Arrays dargestellt. Sofern nicht anders erwähnt, wurden alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen an Leuchtdioden durchgeführt, die nach der oben beschriebenen Methode strukturiert wurden.

Für spezielle optische Messungen wurde der in situ aufgebrachte, nicht transparente Aluminiumkontakt von der Probenoberfläche entfernt und durch einen 10 nm dicken Titankontakt ersetzt. Dieser Kontakt bedeckt nun die komplette Mesafäche der Leuchtdiode, ist aber aufgrund der dünnen Schichtdicke transparent für das sichtbare Licht. Durch diese Kontaktierung konnte sicher gestellt werden, dass bei kombinierten optischen und elektrischen Messungen der anregende Laserstrahl in jedem Fall im stromdurchflossenen Bereich der LED Elektronen-Loch Paare erzeugt (siehe Kapitel 6.4.3).

Kapitel 6

Elektrische Spininjektion mit manganhaltigen II-VI Verbindungen

In diesem Kapitel werden die elektrooptischen Messungen an den GaAs/(Al, Ga)As Leuchtdioden mit semimagnetischen II-VI Kontaktschichten (Spin-LED) vorgestellt. Der prinzipielle Aufbau der Spin-LED sowie verschiedene mögliche Materialkombinationen werden in Abschnitt 6.1 diskutiert. Der Nachweis der elektrischen Spininjektion in GaAs LEDs wird in Kapitel 6.2.2 durchgeführt. Das Signal der Spinpolarisation zeigt eine Abhängigkeit vom externen Magnetfeld, die zum Teil von der Spinrelaxation in der GaAs Detektionsschicht bestimmt wird. In Kapitel 6.3.1 wird der Einfluss der Spinrelaxation auf die Spinpolarisation untersucht. Die magnetooptischen Eigenschaften der manganhaltigen spinpolarisierenden II-VI Schichten werden in Kapitel 6.4 diskutiert. Die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spininjektion zeigt einen Effekt, der durch die Bandverbiegung an der Grenzfläche von ZnSe zu GaAs erklärt werden kann (siehe Abschnitt 6.5).

6.1 Elektrische Spininjektion in GaAs Leuchtdioden

Nachdem mehrere Jahre die Forschung auf dem Gebiet der elektrischen Spininjektion in Halbleiter fast ergebnislos verlief, zeichneten sich Ende der 90er Jahre neue Konzepte zum Nachweis der Spininjektion ab. So wurde die Kontrolle der Spinrelaxationszeit in II-VI und III-V Halbleiter besser erforscht und es wurden ungewöhnlich lange Spinrelaxationszeiten gefunden (siehe Kapitel 4.3). Weiterhin konnte der Transport eines polarisierten Elektronensystems durch ein externes elektrisches Feld nachgewiesen werden (siehe Kapitel 4.4) und es wurde eine optisch gepumpte Heterostruktur zum quantitativen Nachweis des Spintransports verwendet. Als spinselektive bzw. injizierende Materialien wurden bisher ferromagnetische (spinpolarisierte) Metalle verwendet, mit denen aber bis dahin kein

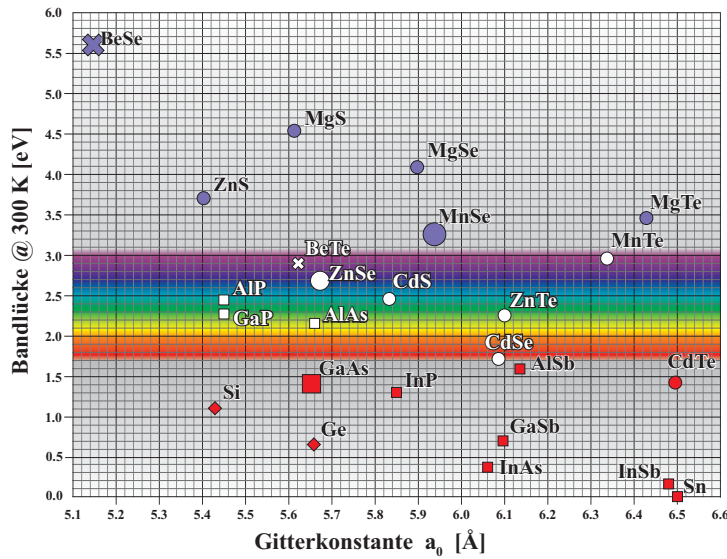


Abbildung 6.1: Direkte (indirekte) Bandlücke in Abhängigkeit von der Gitterkonstanten a_0 für einige ausgewählte Materialien.

zwingender Nachweis der elektrischen Spininjektion gelungen ist. Es wurde eine Vielzahl von Gründen für die schlechte Effizienz der injizierten Polarisation genannt, unter anderem aber auch die fehlende Gitteranpassung zwischen Halbleiter und Ferromagnet, wodurch eine sehr starke Spinstreuung erwartet wurde. Weiterhin erzeugen die Ferromagneten Streufelder im Halbleiter, mit denen die gemessenen Effekte erklärt werden konnten. Insgesamt erschien die Anwendung von Metallen als spinpolarisierender Kontakt auf Halbleitern nicht besonders geeignet. Erst im Jahr 2000 konnte von G. Schmidt [Sch00] theoretisch gezeigt werden, dass die elektrische Spininjektion aus nicht vollständig polarisierten Metallen in Halbleiter extrem ineffizient ist.

Eine neues Material für spinpolarisierende Kontakte wurde von Oestreich verwendet [Oes99b], der durch zeitaufgelöste optische Experimente zeigte, dass ein Spintransfer durch Diffusion von Elektronen von einer semimagnetischen $(Cd, Mn)Te$ in eine nicht magnetische $CdTe$ Schicht stattfindet. Das Experiment von Oestreich war aufgrund von optischen Seiteneffekten, die nicht ausgeschlossen werden konnten, nicht eindeutig, jedoch wurde durch dieses Experiment eine neue Klasse von Materialien für die Verwendung als spinpolarisierende Kontakte gefunden. Semimagnetische Halbleiter wie $(Cd, Mn)Te$ oder $(Zn, Mn)Se$ zeichnen sich durch eine vollständige Polarisation der optischen Übergänge in geringen externen Magnetfeldern ($B \leq 0.5$ T) aus, was durch die extrem starke Polarisation der Ladungsträger (Elektronen und Löcher) hervorgerufen wird (siehe Kapitel 3.6 und Abbildung 3.4). Somit sind semimagnetische Halbleiter ideale spinpolarisierende Kontakte für nicht magnetische Halbleiter.

Abbildung 6.1 zeigt die Bandlücke von einigen ausgewählten Halbleitermaterialien in Abhängigkeit von der Gitterkonstante a_0 . Der Einbau von Mangan ist in verschiedene binäre Systeme möglich. Am bekanntesten und seit langer Zeit erforscht ist die ternäre Verbindung $(Cd, Mn)Te$ [Fur88], bzw. auch $(Zn, Mn)Se$ (siehe Kapitel 3). Für geringe

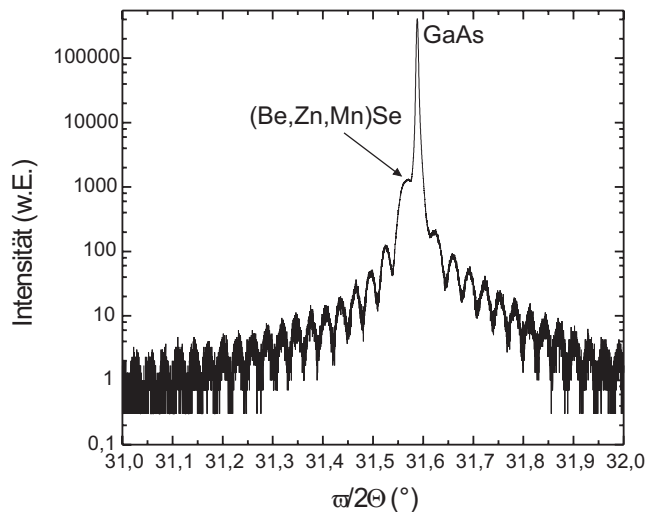


Abbildung 6.2: $\omega/2\theta$ Aufnahme einer 180 nm dicken $Be_{0.05}Zn_{0.89}Mn_{0.06}Se$ -Schicht, gewachsen auf einer 400 nm dicken *GaAs* Pufferschicht. Die Gitterfehlpassung beträgt nur $6.4 \cdot 10^{-4}$ und die Schichtdickenoszillationen weisen auf eine sehr glatte Grenzfläche zwischen *GaAs* und $(Be, Zn, Mn)Se$ hin.

Mangankonzentrationen kann $(Cd, Mn)Te$ verspannt auf *CdTe* Epitaxieschichten bzw. *CdTe* Substraten in hoher Qualität gewachsen werden und auch die p-Typ bzw. n-Typ Dotierung von auf *CdTe* basierenden Halbleiterstrukturen ist möglich. Technisch ist also das Herstellen einer *CdTe* p-i-n Leuchtdiode als optischer Detektor der Spinpolarisation mit einer $(Cd, Mn)Te$ Kontaktschicht möglich. Es ist auch möglich $(Zn, Cd)Se/ZnSe$ oder $ZnSe/(Zn, Be)Se$ Leuchtdioden herzustellen und mit $(Zn, Mn)Se$ Deckschichten zu versehen. Es bietet sich jedoch an, die auf *ZnSe* basierenden DMS-Halbleiter direkt auf das nahezu gitterangepasste *GaAs* aufzuwachsen. Neben seiner extremen technologischen Relevanz, bietet sich *GaAs* auch wegen der in diesem Material etwas geringeren Spin-Bahn Kopplung als Detektor an (siehe Tabelle 2.1), wodurch im Allgemeinen die Spinrelaxation vermindert wird. Aufgrund der geringen Gitterfehlpassung von nur 0.25% zwischen *GaAs* und *ZnSe* ist es möglich qualitativ hochwertige, voll verspannte *ZnSe* Schichten, bis zu einer Schichtdicke von etwa 100 nm bis 150 nm auf *GaAs* zu wachsen. Da sich jedoch durch den Manganeinbau in *ZnSe* die Gitterfehlpassung vergrößert, wird sich die kritische Schichtdicke deutlich verringern. Durch den gezielten Einbau von Beryllium in $(Zn, Mn)Se$ ist es jedoch möglich die Gitterkonstante von $(Be, Zn, Mn)Se$ exakt auf die *GaAs* Gitterkonstante einzustellen und so unverspannte semimagnetische Schichten direkt auf *GaAs* abzuscheiden. Der Vorteil von gitterangepassten Schichten ist zum einen, dass eine mögliche Spinstreuung an einer nicht perfekten Grenzfläche die Spintransfer Effizienz reduziert¹ und zum anderen sehr dicke semimagnetische Schichten auf *GaAs* gewachsen werden können. Die Beimischung einer geringen Menge von Beryllium führt zu einer starken Erhöhung der Bandlücke des Halbleiters, jedoch sind keine Veränderungen der semimagnetischen Eigenschaften gegenüber $(Zn, Mn)Se$ bekannt [Kön99].

¹Park [Par00] hat später nachgewiesen, dass die Grenzflächenqualität bzw. die Gitterfehlpassung einen Effekt auf den Transfer von Spinpolarisation über die Grenzfläche hat.

In Abbildung 6.2 ist eine $\omega/2\Theta$ Aufnahme einer $Be_{0.05}Zn_{0.89}Mn_{0.06}Se$ -Schicht dargestellt. Die DMS-Schicht wurde auf $GaAs$ Substrat, gefolgt von einer 400 nm dicken $GaAs$ Pufferschicht aufgewachsen. In der $\omega/2\Theta$ Aufnahme ist deutlich das scharfe $GaAs$ Substratsignal zu erkennen. Das Signal der $Be_{0.05}Zn_{0.89}Mn_{0.06}Se$ -Schicht ist sehr viel schwächer als das Substratsignal, aber nur sehr schwach gegenüber der Gitterkonstante von $GaAs$ verschoben. Die Gitterfehlpassung beträgt in diesem Fall $6.4 \cdot 10^{-4}$. Die gut aufgelösten Schichtdickenoszillationen deuten auf eine hervorragende Grenzflächenqualität zwischen $GaAs$ und $Be_{0.05}Zn_{0.89}Mn_{0.06}Se$ hin. Dieses Röntgendiffraktogramm zeigt, dass sehr gut gitterangepasste manganhaltige II-VI Schichten, in hoher Qualität und mit hervorragenden Grenzflächeneigenschaften, auf III-V $GaAs$ Schichten hergestellt werden können. Aus diesem Grund ist die Kombination von $(Be, Zn, Mn)Se$ als spinpolarisierende Schicht, mit einer $GaAs/(Al, Ga)As$ Heterostruktur als optischen Detektor für die injizierte Polarisation, gegenüber einer Struktur auf $CdTe$ Basis vorzuziehen.

Es gibt noch weitere mögliche Kombinationen von semimagnetischen Materialien mit III-V Halbleitern, wie z.B. $(Be, Mn)Te/GaAs$ oder das vor kurzem erstmals hergestellte $(Cd, Mn)Se/InAs$ [Gra02] und auch $(Ga, Mn)As/GaAs$ [Ohn99]. Für den prinzipiellen Nachweis der elektrischen Spininjektion hat sich jedoch die Kombination von $(Be, Zn, Mn)Se$ auf $GaAs$ als überaus effizient erwiesen [Fie99].

6.1.1 Aufbau der $GaAs$ LED

Eine $GaAs$ Leuchtdiode für die Detektion der elektrischen Spininjektion muss nicht zwingend auf einen optimalen Wirkungsgrad (d.h. maximale Quantenausbeute) optimiert werden, sondern muss die Polarisation der Elektronen eindeutig, d.h. ohne mögliche Seiteneffekte nachweisen. In Abbildung 6.3 sind drei verschiedene Konzepte für den Aufbau der $GaAs$ Detektions-LED dargestellt. Der Leitungs- (LB) und Valenzbandverlauf (VB) einer Standard p-i-n $GaAs$ LED ist in Abbildung 6.3a skizziert. Die Injektion der Elektronen erfolgt über die stark n-dotierte II-VI Kontaktschicht und die Löcher werden über das stark p-dotierte Substrat in die p-dotierte $GaAs$ -Schicht injiziert. Elektronen und Löcher rekombinieren in der intrinsischen $GaAs$ -Schicht unter Emission von zirkular polarisiertem Licht. Es ist jedoch auch möglich, dass die Elektronen über den intrinsischen Bereich in die p- $GaAs$ -Schicht bzw. das Substrat driften und dort rekombinieren. Die Ovale in Abbildung 6.3 kennzeichnen mögliche Rekombinationsbereiche in der LED. Da die Bandlücke in der gesamten $GaAs$ -LED gleich ist, kann spektral nicht zwischen der Elektrolumineszenz aus dem intrinsischen Bereich und dem Substrat unterschieden werden. Es ist zu erwarten, dass die Elektronen je nach der Tiefe, in der sie rekombinieren, eine geringere Spinpolarisation haben, wodurch auch die zirkulare Polarisation der gesamten EL sinkt.

Zusätzlich gibt es in einer LED nach Abbildung 6.3a die Möglichkeit durch optisches

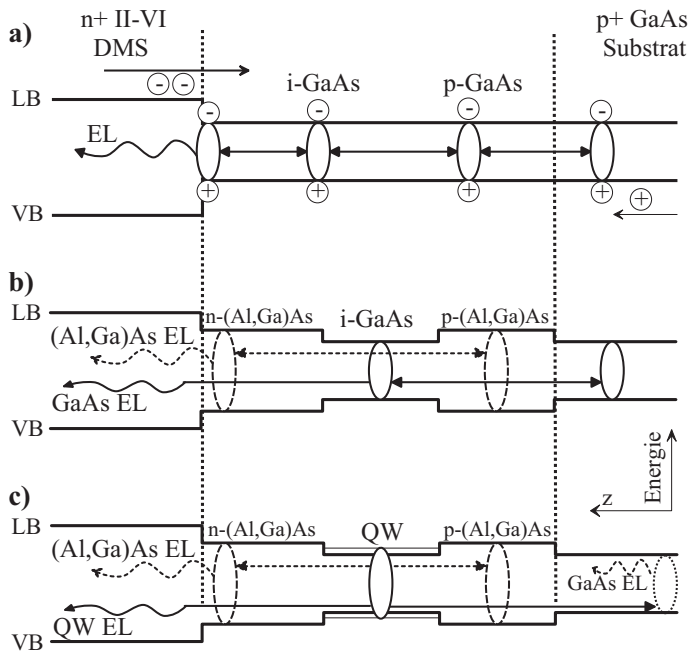


Abbildung 6.3: Valenzband (VB) und Leitungsbandverlauf (LB) für verschiedene p-i-n *GaAs* LED Konzepte. Über den II-VI n+ Kontakt werden die Elektronen und über das p+ *GaAs* Substrat die Löcher injiziert. Die Ovale repräsentieren Rekombinationsbereiche für Elektronen und Löcher. Die Pfeile zwischen den Ovalen kennzeichnen optisches Pumpen zwischen den verschiedenen Bereichen der LED. a) Reine *GaAs* LED, b) *GaAs* LED mit höherenergetischen (Al, Ga)As Zuleitungsschichten und c) *GaAs* Quantentrog. Für die Detektion der elektrischen Spininjektion ist Fall a) völlig ungeeignet und Fall c) am besten geeignet.

Pumpen, d.h. die Rekombinationstrahlung erzeugt an einem anderen Ort der LED wieder Elektron-Loch Paare, auch Ladungsträgerpaare an der Grenzfläche von II-VI Material zu *GaAs* zu erzeugen. Elektronen und Löcher, die an der Grenzfläche zu der semimagnetischen Schicht rekombinieren, haben einen deutlichen Überlapp der Wellenfunktionen mit dem manganhaltigen System und werden durch diesen Überlapp stark polarisiert werden. Dieser Mechanismus entspricht aber nicht der elektrischen Spininjektion, sondern ist auf die direkte s/p-d Wechselwirkung zurückzuführen und kann die zirkulare Polarisation der *GaAs* EL extrem verfälschen. In Abbildung 6.3a bis c ist das optische Pumpen zwischen den einzelnen Bereichen einer LED mit geraden Linien (Pfeilen) gekennzeichnet, während geschwungene Pfeile die Elektrolumineszenz aus einem bestimmten Bereich der LED repräsentieren. Durch das Einführen von Zuleitungsschichten, mit größerer Bandlücke, zu der *GaAs* Rekombinationsschicht ist es möglich das optische Pumpen drastisch zu reduzieren. Dazu werden, wie in Abbildung 6.3b gezeigt, eine n-dotierte und eine p-dotierte (Al, Ga)As Schicht in die LED eingebaut. Im Elektrolumineszenzspektrum einer solchen LED kann dann, aufgrund der energetischen Differenz der Bandlücken, zwischen dem Barrierenmaterial und dem *GaAs* Detektor bzw. dem *GaAs* Substrat unterschieden werden. Zusätzlich können die Schichtdicken und die Aluminiumkonzentration in der LED so gewählt werden, dass im intrinsischen Bereich der LED eine effektive Quantisierung für die Elektronen und Löcher entsteht (Quantentrog). In diesem Fall wird auch das Elektrolumineszenzsignal des Quantentrogs energetisch von dem Substratsignal getrennt sein,

so dass eine exakte Zuordnung des Rekombinationsortes in der LED über die energetische Position der Elektrolumineszenz möglich wird (siehe Abbildung 6.3c). Zusätzlich ist die Detektion von spinpolarisierten Elektronen mit einem Quantentrog (Abbildung 6.3c), aufgrund der optischen Auswahlregeln (siehe Kapitel 4.1), wesentlich effizienter als mit einer Schichtstruktur (siehe Abbildung 6.3a und b). Aus den oben genannten Gründen ist es daher nicht möglich mit reinen *GaAs*-Schicht LEDs die elektrische Spininjektion sicher nachzuweisen. In dieser Arbeit wurden daher nur *GaAs* Detektoren mit (*Al*, *Ga*)*As* Zuleitungsschichten bzw. Quantentrögen verwendet.

6.1.2 Eigenschaften des spinpolarisierenden Kontakts

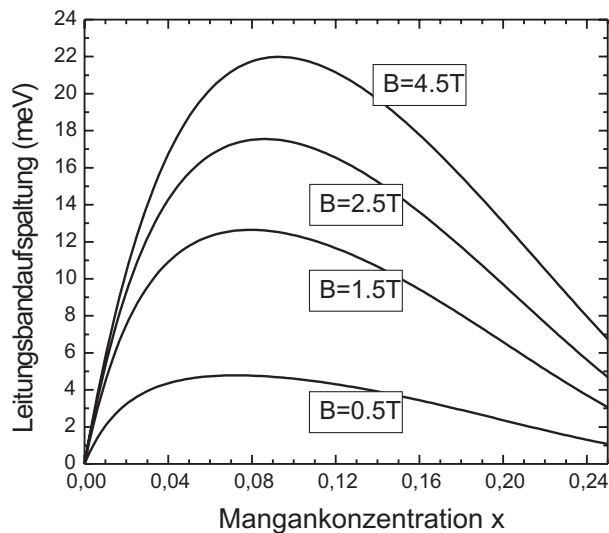


Abbildung 6.4: Totale Zeeman-Aufspaltung der Leitungsbandkante für $Zn_{1-x}Mn_xSe$ Schichten in Abhängigkeit der Legierungskonzentration x für verschiedene Magnetfelder B bei $T = 1.6$ K. Die Zeeman-Aufspaltung nimmt ein Maximum in einem Bereich von 8% bis 10% ein.

Für die Wahl der Mangankonzentration des II-VI semimagnetischen Kontakts sind zwei Faktoren von entscheidender Bedeutung. Zum einen muss die Leitungsbandkanten-aufspaltung in einem äußeren magnetischen Feld möglichst groß sein, um so eine maximale Polarisation der Elektronen zu ermöglichen. Und zum anderen sollte die Materialzusammensetzung so gewählt sein, dass eine Streuung der Ladungsträger an der II-VI/III-V Grenzfläche minimiert wird und gleichzeitig der Bandkantenverlauf im Leitungsband möglichst flach ist.

Abbildung 6.4 zeigt die totale Aufspaltung der Leitungsbandkanten für $Zn_{1-x}Mn_xSe$ Schichten in Abhängigkeit von der Konzentration der Manganionen x . Die Berechnung erfolgte für eine Temperatur von 1.6 K und für verschiedene externe Magnetfelder B . Während die Zeeman-Aufspaltung für geringe Mangankonzentrationen bis etwa 2% linear mit x ansteigt, wird für Konzentrationen ab 8% bzw. 10% ein Maximum erreicht. Für noch höhere Konzentration sinkt die Zeeman-Aufspaltung wieder, da in diesem

Bereich die antiferromagnetische Kopplung der Manganspins dominiert und den effektiven Spin entlang des externen Magnetfeldes drastisch reduziert. Für eine $(Zn, Mn)Se$ Schicht mit 9% Mangan wird jedoch eine maximale Zeeman-Aufspaltung bei $B = 4.5T$ und $T = 1.6 K$ von 22 meV erreicht. Im Vergleich dazu ist die thermische Energie der Leitungsbandelektronen verschwindend gering, so dass eine vollständige Polarisierung der Elektronen erreicht wird (siehe Kapitel 3.6).

Der Leitungsbandoffset zwischen *ZnSe* und *GaAs* ist abhängig von den Wachstumsbedingungen [Pel96]. Für die in dieser Arbeit verwendeten Wachstumsbedingungen stellt sich eine Leitungsbanddiskontinuität von etwa 100 meV ein [Cha02]. Der größte Teil des energetischen Unterschieds zwischen den Bandlücken befindet sich im Valenzband. Es wird erwartet, dass ein hochenergetischer Einschuss von spinpolarisierten Elektronen in das *GaAs*-System zu einer großen Spinrelaxation führt. Das Beimischen von Beryllium zu *ZnSe* führt zu einer extrem starken Vergrößerung der Bandlücke (siehe Tabelle 2.2 und Abbildung 6.1) und somit zu einem höherenergetischen Einschuss der Elektronen in die *GaAs* LED. Aus diesem Grund muss die Berylliumkonzentration so gering wie möglich eingestellt werden, um den Flachbandverlauf zwischen *GaAs* und $(Be, Zn, Mn)Se$ zu erhalten. So wird z.B. für eine Mangankonzentration von 10% eine Berylliumkonzentration von etwa 9% benötigt, um gitterangepasst zu *GaAs* wachsen zu können. Dies führt aber zu einer Erhöhung der Leitungsbandkante von $(Be, Zn, Mn)Se$ gegenüber *ZnSe* um etwa 170 meV. Dieser Wert kann nur entscheidend durch die Verringerung der Berylliumkonzentration verringert werden. Für eine Mangankonzentration von 5% ist nur noch eine Berylliumkonzentration von etwa 5% nötig für gitterangepasstes Wachstum und der Leitungsbandoffset zu *ZnSe* verringert sich um fast 90 meV auf 82 meV. Die Leitungsbandaufspaltung für 5% Mangan ist mit 18 meV bei $B = 4.5 T$ jedoch immer noch ausreichend für eine vollständige Spinpolarisation. Eine weitere Verringerung der Mangan- bzw. Berylliumkonzentration führt jedoch zu einer sehr starken Verringerung der Zeeman-Aufspaltung und wurde für diese Arbeit nicht in Betracht gezogen.

6.1.3 Probeneigenschaften

In Abbildung 6.5 ist der Leitungs- (LB) und Valenzbandverlauf (VB) einer Spin-LED schematisch dargestellt. Abbildung 6.5a zeigt den Bandkantenverlauf für den II-VI spinpolarisierenden Kontakt. Wie in Kapitel 6.1.2 erläutert, wird ein zu *GaAs* gitterangepasster $Be_{0.05}Zn_{0.9}Mn_{0.05}Se$ DMS Kontakt mit der Schichtdicke d_{DMS} verwendet. Für die Herstellung von guten elektrischen Kontakten zu dem semimagnetischen Material wird eine hoch dotierte *ZnSe* ($n_D \sim 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) Deckschicht verwendet, wobei die Dotierung der II-VI Halbleiterschichten mit Iod erfolgt. Die Schichtdicke der nicht magnetischen (NMS) $Be_{0.03}Zn_{0.97}Se$ Schicht d_{NMS} wurde so gewählt, dass die Schichtdicken von DMS und NMS zusammen immer 300 nm betragen, ebenso wurde die Höhe der Do-

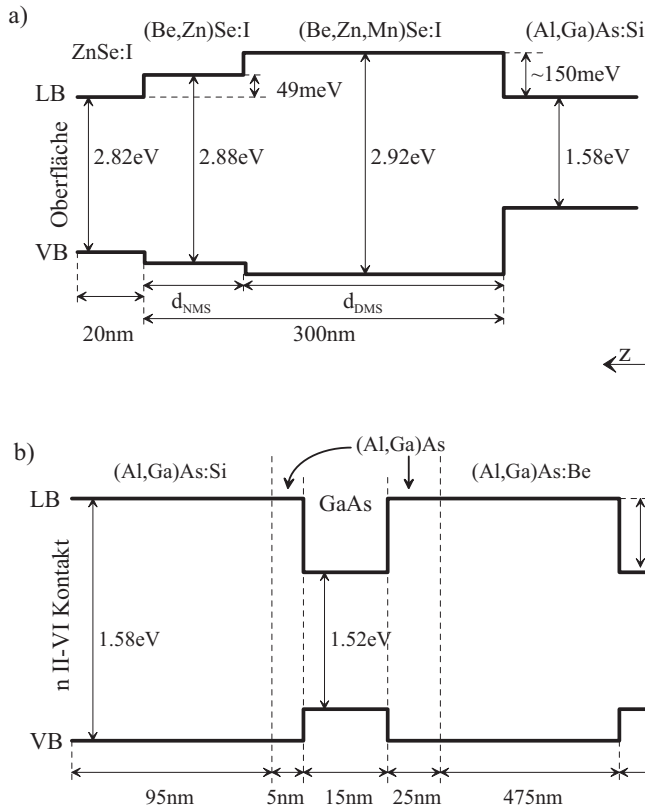


Abbildung 6.5: Leitungs- (LB) und Valenzbandverlauf für a) den II-VI Bereich und b) den III-V Bereich der Spin-LED. Angegeben sind die Bandlücken und die Banddiskontinuitäten der verschiedenen Materialien, sowie die verwendeten Schichtdicken. Bei Variation der Schichtdicke d_{DMS} wurde die Schichtdicke d_{NMS} so gewählt, dass $d_{NMS} + d_{DMS} = 300$ nm konstant bleibt. Die Materialzusammensetzung im II-VI Bereich ist $Be_{0.03}Zn_{0.97}Se$, bzw. $Be_{0.05}Zn_{0.9}Mn_{0.05}Se$ und im III-V Bereich wurde $Al_{0.05}Ga_{0.95}As$ verwendet.

tierung in der NMS und der DMS Schicht gleich eingestellt. Somit ist es möglich, in gewissen Grenzen, Spin-LEDs mit verschiedenen dicken DMS Schichten, aber äquivalenten elektrischen Eigenschaften wie z.B. der Geometrie des Stromflusses oder dem Gesamtwiderstand der II-VI Schicht zu erhalten. In Abbildung 6.5a sind ebenfalls die fundamentalen Bandlücken der entsprechenden Materialien und die Leitungsbanddiskontinuitäten eingetragen. Für den Valenzbandoffset im $ZnSe/(Zn,Be)Se$ System wurden 20% angenommen (nach [Kön99]). Abbildung 6.5b zeigt den Bandverlauf der III-V LED. Der undotierte $GaAs$ Quantentrog hat eine Breite von 15 nm und die Barrieren bestehen aus n- bzw. p-dotiertem $Al_{0.05}Ga_{0.95}As$. Die Höhe der Dotierung in der n-Schicht beträgt circa $n_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und in der p-Schicht $n_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Die Dotierung im n-Bereich wurde so gewählt, dass die Spinrelaxationszeit in der $(Al, Ga)As$ Barriere maximal ist (siehe [Kik99]).

In Abbildung 6.6 ist schematisch die Schichtabfolge einer Spin-LED dargestellt. Es werden LEDs mit einer Mesagröße von $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ und einem Aluminiumoberflächenkontakt von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ verwendet. Das p^+ dotierte Substrat dient als Rückseitenkontakt. Die Elektrolumineszenz wird in Oberflächenemission detektiert und das externe Magnetfeld wird in Wachstumsrichtung angelegt (Faraday Geometrie).

In Tabelle 6.1 sind die wichtigsten Parameter der in dieser Arbeit untersuchten Spin-LEDs zusammengefasst. Es wurden verschiedene Spin-LEDs hergestellt, die in den

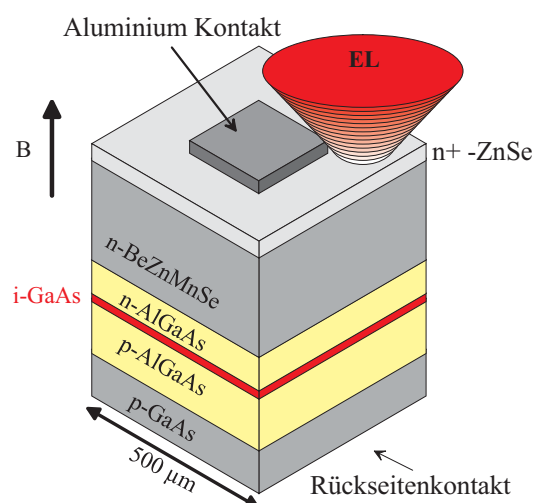


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung der Schichtabfolge einer Spin-LED. Die Struktur hat eine Mesagröße von $500 \mu m \times 500 \mu m$ und wird über einen $100 \mu m \times 100 \mu m$ großen Aluminiumkontakt auf der Oberfläche kontaktiert. Der Rückseitenkontakt wird durch das hoch p+ dotierte $GaAs$ Substrat hergestellt. Das externe Magnetfeld B wird in Wachstumsrichtung angelegt und die Elektrolumineszenz in Oberflächenemission detektiert.

Parametern der Schichtdicke d_{DMS} und der Größe der Dotierung in der DMS Schicht n_D variieren. Die Spin-LEDs mit einer Mangankonzentration von $x_{Mn} = 0$ dienen als Referenzproben. Es wurden zwei verschiedene Detektionssysteme verwendet. Zum einen ein $GaAs$ Quantentrog (QW) mit einer $Al_{0.05}Ga_{0.95}As$ Barriere und zum anderen eine $GaAs$ Detektionsschicht mit einer $Al_{0.02}Ga_{0.98}As$ Barriere.

	d_{DMS} [nm]	x_{Mn}	n_D [cm^{-3}]	Detektor
<i>SLED1</i>	300	4.4%	2×10^{18}	QW
<i>SLED2</i>	300	4.4%	8×10^{18}	QW
<i>SLED3</i>	0	0	2×10^{18}	QW
<i>SLED4</i>	100	4.4%	2×10^{18}	QW
<i>SLED5</i>	50	4.4%	2×10^{18}	QW
<i>SLED6</i>	10	4.4%	2×10^{18}	QW
<i>SLED7</i>	300	5%	1×10^{19}	Schicht
<i>SLED8</i>	0	0	1×10^{19}	Schicht
<i>SLED9</i>	3	5%	1×10^{19}	Schicht

Tabelle 6.1: Schichtdicken d_{DMS} , Legierungskonzentrationen x_{Mn} und Donatorkonzentrationen n_D der $(Be, Zn, Mn)Se$ Kontaktschichten. Der $GaAs$ Detektor ist entweder ein $GaAs/(Al, Ga)As$ Quantentrog (QW) oder eine $GaAs/(Al, Ga)As$ Detektionsschicht.

6.2 Messung der elektrischen Spininjektion

Abbildung 6.7 zeigt die Elektrolumineszenzspektren der Spin-LEDs SLED1 und SLED2, aufgenommen bei einem Strom von $I = 1$ mA und einer Probertemperatur von 1.6 K. Das eingeschobene Bild zeigt die an der SLED1 aufgenommene Strom-Spannungskennlinie. Damit diese LED mit einem Strom von einem Milliampere betrieben werden kann muss eine externe Spannung von 1.83V angelegt werden.

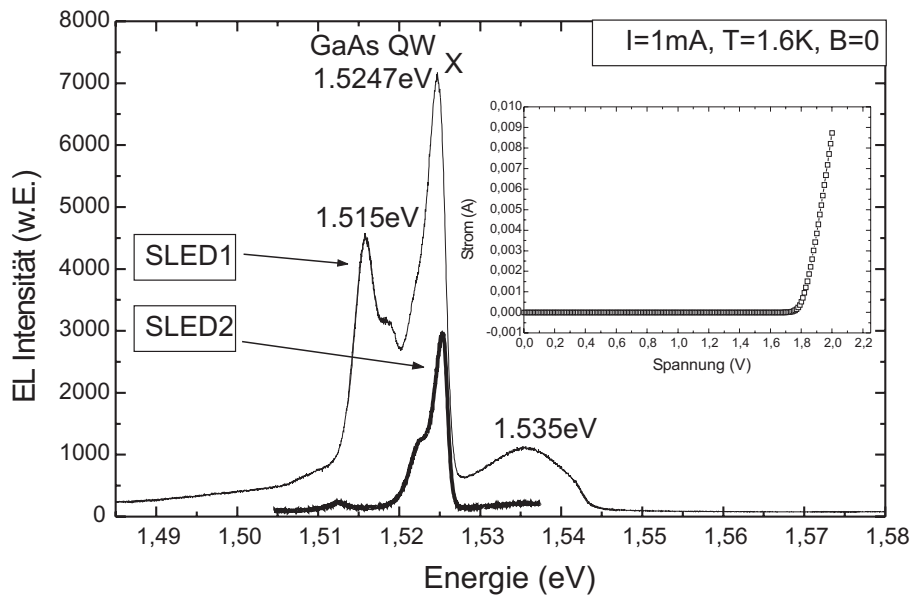


Abbildung 6.7: Elektrolumineszenzspektren der Proben SLED1 und SLED2 aufgenommen bei $T = 1.6$ K und einem Strom von $I = 1$ mA. Das eingeschobene Bild zeigt die an der SLED1 gemessene I-V Kennlinie. Die erwartete Energie des Schwerlochexzitons (X) für den in diesen Proben verwendeten Quantentrog liegt bei 1.526 eV.

Das EL Signal von SLED1 wird dominiert von der Rekombinationslinie bei 1.5247 eV, die dem Schwerlochübergang (X) im $GaAs/(Al,Ga)As$ Quantentrog zugeordnet ist. Eine Berechnung der Übergangsenergien in einem solchen Quantentrog ergibt für Schwerlochexzitonen eine Energie von 1.526 eV. Demzufolge sind die gemessenen Energien in guter Übereinstimmung mit den aus den nominellen Parametern für diesen Quantentrog berechneten. In den Schwerlochsignalen von SLED1 und SLED2 aus dem Quantentrog ist eine niederenergetische Schulter zu erkennen, die etwa 3 meV unterhalb der X Rekombination liegt und einem gebundenen Zustand im Quantentrog entspricht. Obwohl SLED1 und SLED2 nominell die gleichen $GaAs$ Detektoren enthalten und auch die gleichen exzitonen Signale aus dem Quantentrog emittieren, zeigt die SLED1 eine zusätzliche starke Emission bei 1.515 eV mit einer höherenergetischen Schulter. Dieses Signal stammt möglicherweise aus der $GaAs$ Pufferschicht bzw. dem $GaAs$ Substrat und

spielt für die Analyse der Polarisation des Quantentrogsignals keine Rolle. Warum das Signal nur in SLED1 und nicht in SLED2 zu sehen ist konnte bisher nicht geklärt werden. Das höherenergetische Signal bei 1.53 eV ist in beiden Proben vorhanden, jedoch in der SLED1 deutlich stärker ausgeprägt als in der SLED2. Durch Anregungsspektroskopie an der SLED2 wurde festgestellt, dass dieses Signal nicht aus den Quantentrog sondern aus dem p-dotierten Bereich des Spin-LED emittiert wird. Es wird nicht erwartet, dass dieses Signal die Detektion der Spinpolarisation beeinflusst. Ein Elektrolumineszenzsignal, das energetisch den Bandlücken der $(Al, Ga)As$ Schichten entspricht, konnte in den untersuchten Spin-LEDs nicht gefunden werden. Ebenso konnte keine Elektrolumineszenz aus den II-VI Schichten bei Energien im Bereich von 2.8 eV bis 3 eV detektiert werden. Die gesamte Elektrolumineszenz der untersuchten Spin-LEDs stammt aus dem III-V Bereich und die Quantentrogglumineszenz konnte eindeutig zugeordnet werden, so dass eine eindeutige Detektion der Spinpolarisation möglich ist.

6.2.1 Bestimmung der zirkularen Polarisation

Zur Messung der elektrischen Spininjektion wird die zirkulare Polarisation des Elektrolumineszenzsignals aus dem $GaAs$ Quantentrog bei einem externen Magnetfeld B bestimmt. Abbildung 6.8b zeigt die EL Spektren der SLED2, aufgenommen unter rechts- ($\sigma+$) bzw.

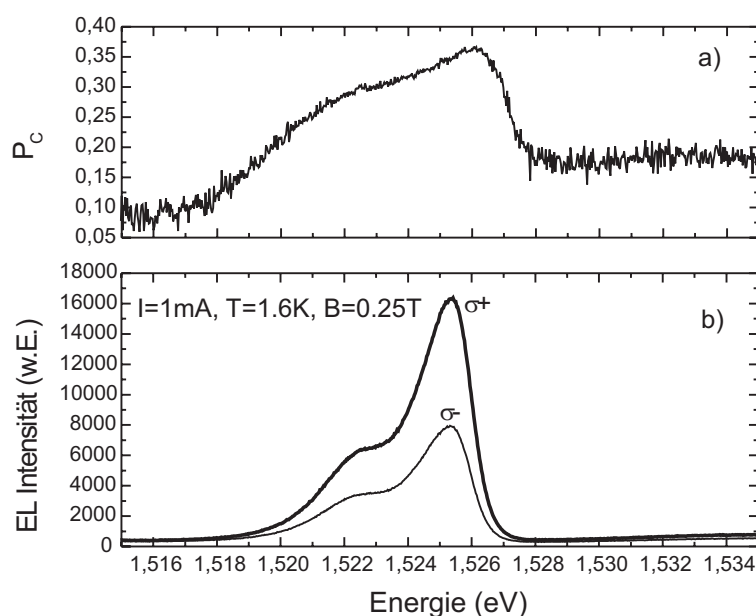


Abbildung 6.8: b) EL Spektren der SLED2 bei einem externen Magnetfeld von $B = 0.25$ T, detektiert mit rechts- ($\sigma+$) bzw. links ($\sigma-$) zirkularer Polarisation. Das Signal zeigt bereits eine ausgeprägte Polarisation. a) Spektrale Darstellung des zirkularen Polarisationsgrades P_C bestimmt aus den EL Signalen.

links- ($\sigma-$) zirkular polarisierter Detektion. Das externe Magnetfeld in Wachstumsrichtung beträgt 0.25T, die Probentemperatur 1.6 K und die LED wird mit einem Strom von 1 mA betrieben. Der zirkulare Polarisationsgrad P_C ist nach Gleichung 3.20 über die

Intensitäten bei $\sigma+$ bzw. $\sigma-$ Detektion definiert. In Abbildung 6.8a ist der zirkulare Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Energie $P_C(E)$ aufgetragen. Der Polarisationsgrad wurde aus den Spektren in Abb. 6.8b bei jeder Energie E berechnet. Das Polarisationsignal zeigt eine eindeutige Energieabhängigkeit, wobei $P_C(E)$ sehr stark innerhalb der Exzitonlinie ansteigt und ein Maximum bei 1.526 eV in der hochenergetischen Flanke des Exzitons einnimmt $P_C(1.526 \text{ eV}) = 0.36$. Bereits im Maximum der Exzitonlinie ist der Polarisationsgrad wieder geringer $P_C(1.5253 \text{ eV}) = 0.34$ und sinkt weiter auf etwa $P_C(1.5244 \text{ eV}) = 0.29$ in der gebundenen Exzitonlinie. Die Energieabhängigkeit des zirkularen Polarisationsgrades ist durch die stärkere Lokalisation der Ladungsträger bei tieferen Energien zu erklären. Je niederenergetischer die Emission in der Exzitonlinie ist, desto mehr Streuprozesse zur Energierelaxation finden statt und desto länger findet die Elektron-Loch Wechselwirkung statt, was nach Kapitel 4.3 eine stärkere Spinrelaxation zur Folge hat. Diese Art der energieabhängigen Bestimmung von P_C ist bei dem EL Signal aus Abb. 6.8b möglich, da aufgrund des geringen Magnetfeldes noch keine Zeeman-Aufspaltung in den Spektren zu sehen ist und auch keine Veränderung der Linienbreite bzw. der Linienform zwischen $\sigma+$ und $\sigma-$ Signal zu erkennen ist. Im Allgemeinen ist diese Art der Auswertung der energieabhängigen zirkularen Polarisation nicht möglich, so dass eine, in den meisten Fällen anwendbare, Methode zur Bestimmung der zirkularen Polarisation verwendet wurde. Dazu wird der Polarisationsgrad bei den jeweiligen Energien bestimmt, an denen die Intensität des Schwerlohexzitonsignals ein Maximum einnimmt. So wird für das Signal aus Abbildung 6.8b der Polarisationsgrad bei der Energie der maximalen Intensität für $\sigma+$ und $\sigma-$ Detektion zu $P_C = 0.34$.

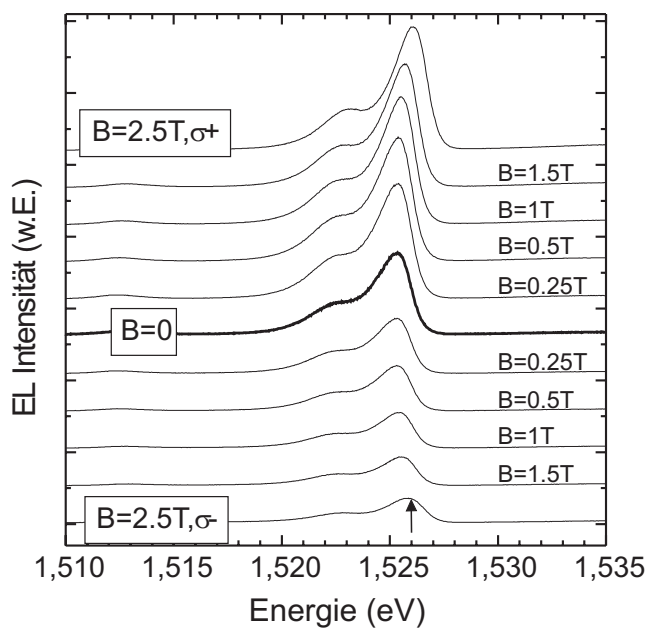


Abbildung 6.9: Elektrolumineszenzspektren der SLED2 bei $T = 1.6 \text{ K}$ und einem Strom von $I = 1 \text{ mA}$. Ausgehend von dem Spektrum bei $B=0$ sind nach oben die Spektren in $\sigma+$ und nach unten in $\sigma-$ Detektion bis $B = 2.5 \text{ T}$ aufgetragen. Der Pfeil im $\sigma-$ Spektrum bei $B = 2.5 \text{ T}$ markiert die Energie des Maximums des $\sigma+$ Spektrums bei $B = 2.5 \text{ T}$.

In Abbildung 6.9 sind Elektrolumineszenzspektren der Probe SLED2 für unterschiedliche Magnetfelder von $B = 0$ bis $B = 2.5$ T in $\sigma+$ und $\sigma-$ polarisierter Detektion dargestellt. Während das Signal in $\sigma+$ Detektion mit steigendem Magnetfeld an Intensität gewinnt, sinkt die Intensität in $\sigma-$ Detektion sehr stark. Es ist somit direkt aus diesen Spektren die sich mit steigendem Magnetfeld entwickelnde große zirkulare Polarisation zu erkennen. Bei genauerer Betrachtung der Spektren ist die diamagnetische Verschiebung (zu höheren Energien) der Exzitonsignale in beiden Polarisierungen zu sehen ($B = 2.5$ T) und die beginnende Zeeman-Aufspaltung, die jedoch bei $B = 2.5$ T erst 0.2 meV beträgt. Die Position des Maximums des $\sigma+$ Signals bei $B = 2.5$ T ist mit einem Pfeil im $\sigma-$ Signal bei $B = 2.5$ T markiert. Aus dem Verhalten des Elektrolumineszenzsignals der Probe SLED2 bei 2.5 T lassen sich eindeutig Aussagen über die Spinpolarisation von Ladungsträgern machen die beweisen, dass die hier gefundene zirkulare Polarisation nur durch einen Transfer von spinpolarisierten Ladungsträgern aus der semimagnetischen in die *GaAs* Schicht möglich ist: Die Zeeman-Aufspaltung bei 2.5 T ist so gering, dass man noch keine signifikante zirkulare Polarisation des Signals erwarten kann. Gleichzeitig zeigt die geringe Zeeman-Aufspaltung des *GaAs* Quantentrog Signals, dass keine direkte Wechselwirkung im Sinne eines s/p-d Austausches zwischen den Ladungsträgern im *GaAs* Detektor und in der manganhaltigen II-VI Schicht stattfindet, denn ein solcher Austausch würde zu wesentlich größeren Zeeman-Aufspaltungen führen als sie hier beobachtet werden. Zusammengefasst verhält sich das *GaAs* Elektrolumineszenzsignal im externen Magnetfeld im Sinne der Zeeman-Aufspaltung bzw. der diamagnetischen Verschiebung so wie es für einen *GaAs* QW erwartet wird. Nur die zirkulare Polarisation des Signals ist extrem überhöht.

6.2.2 Nachweis der elektrischen Spininjektion

Nach der in Kapitel 6.2.1 vorgestellten Methode zur Bestimmung der zirkularen Polarisation des Elektrolumineszenzsignals wurde der P_C in Abhängigkeit von dem externen Magnetfeld B für die Proben SLED1,2,3,7 und SLED8 bestimmt. Abbildung 6.10 fasst die an diesen Proben gewonnenen Ergebnisse zusammen. Die Proben SLED1,2 und SLED7 besitzen jeweils einen 300 nm dicken manganhaltigen II-VI Kontakt, wobei SLED1 und SLED2 mit einem *GaAs* Quantentrog- und SLED7 mit einem *GaAs* Schichtdetektor ausgestattet sind. Das Signal der zirkularen Polarisation steigt für diese drei LEDs sehr stark mit dem steigendem externen Magnetfeld an und erreicht schon bei $B = 0.5$ T Werte im Bereich von 50% für die Proben SLED1 und SLED2. Dieser lineare Anstieg wird bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes flacher und die Signale gehen bei Magnetfeldern im Bereich von 2 T bis 3 T in Sättigung über (SLED7), bzw. nehmen eine Art Maximum ein (SLED1 und SLED2). Für höhere Magnetfelder sinkt der P_C von SLED1 und SLED2 linear mit dem steigendem Magnetfeld von z.B. $P_C(3 \text{ T}) = 0.68$ auf $P_C(6.5 \text{ T}) = 0.59$ um

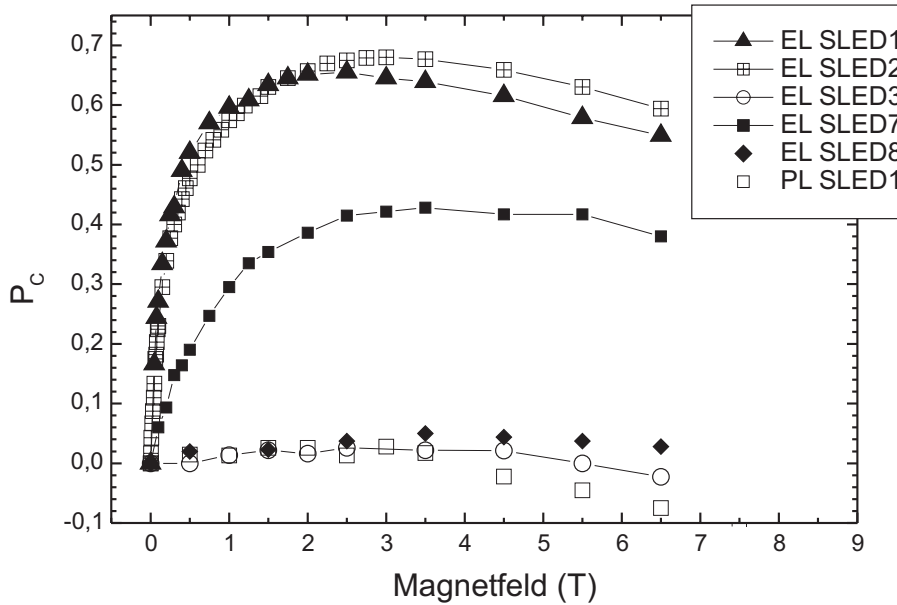


Abbildung 6.10: Zirkularer Polarisationsgrad P_C in Abhängigkeit von dem externen Magnetfeld B . Die Polarisations-signale stammen aus der Elektrolumineszenz der Leuchtdioden SLED1,2,3,7 und SLED8. Die offenen Vierecke repräsentieren den P_C der durch PL an der Probe SLED1 gemessen wurde. Die manganhaltigen Proben SLED1,2 und SLED7 zeigen eine extrem große zirkulare Polarisation der Elektrolumineszenz, die durch die elektrische Injektion von spinpolarierten Elektronen erzeugt wird. Als Referenzsignal dienen die Proben SLED3 und SLED8 (nicht magnetische Kontakte) sowie die PL an SLED1, die die intrinsische Polarisation widerspiegeln.

nahezu 10%. Für SLED7 dagegen bleibt der Polarisationsgrad nahezu konstant, bzw. sinkt geringfügig bis 6.5 T. Das Signal der SLED2 erreicht ein geringfügig höheres Maximum als SLED1 und verläuft bei steigendem Magnetfeld parallel zu dem Signal von SLED1.

Das hier gezeigte Verhalten des Polarisations-signals der manganhaltigen Spin-LEDs SLED1,2 und SLED7 ist nicht mit der intrinsischen zirkulären Polarisation eines $GaAs$ Quantentrogos oder einer $GaAs$ Schicht zu erklären. Exzitonische g -Faktoren in $GaAs/(Al, Ga)As$ Quantentrögen liegen im Bereich von -1 bis 0.5 [Sne92]. Im Fall der hier verwendeten Quantentröge kann man mit einer intrinsischen Zeeman-Aufspaltung von 0.06 meV/T rechnen. Demzufolge wird die intrinsische Zeeman-Aufspaltung erst bei Magnetfeldern von 3 T bis 4 T deutlich größer werden als die thermische Energie der Ladungsträger, wodurch eine Polarisation der Exzitonen bzw. eine zirkuläre Polarisation der Elektrolumineszenz erwartet wird. Da vor allem in $GaAs/(Al, Ga)As$ Systemen der Loch g -Faktor extrem von den gewählten Quantentrogparametern (Aluminiumkonzentration und Trogbreite) abhängt [Sne92] wurden hier Referenzmessungen an Leuchtdioden ohne semimagnetischen II-VI Kontakt durchgeführt, um so den exakten Verlauf der intrinsischen zirkulären Polarisation für den hier verwendeten Quantentrog und den Ver-

suchsbedingungen wie Temperatur, externes Magnetfeld und Stromdichte zu gewinnen. Die Polarisations-signale der Proben SLED3 und SLED8, die einen nicht magnetischen II-VI Kontakt besitzen und unter den gleichen Messbedingungen wie SLED1,2 und SLED7 betrieben wurden, sind ebenfalls in Abbildung 6.10 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes dargestellt. SLED3 ist mit dem gleichen *GaAs* Quantentrogdetektor wie SLED1 und SLED2 ausgestattet, während SLED8 mit einem *GaAs* Schichtdetektor die Referenz zu der SLED7 bildet (siehe auch Kapitel 6.1.3 und Tabelle 6.1).

Die Polarisations-signale der beiden Referenzleuchtdioden SLED3 und SLED8 sind über den gesamten Messbereich sehr gering im Vergleich zu den manganhaltigen Spin-LEDs. Das Signal von SLED3 erreicht ein Maximum von etwa 2.6% bei einem Magnetfeld von 2.5 T, sinkt für steigende Magnetfelder wieder und erreicht einen Wert von -2.3% bei 6.5 T. Das Verhalten des Signals von SLED8 ist dem von SLED3 sehr ähnlich, wobei es einen geringfügig höheres Maximum bei 3.5 T einnimmt und das Signal für höhere Magnetfelder ebenfalls sinkt, aber keine negativen Werte annimmt. Diese geringfügigen Unterschiede im Polarisations-signal lassen sich durch die unterschiedliche Materialzusammensetzung des Detektors (QW bzw. Schicht) und den daraus resultierenden unterschiedlichen Exziton g-Faktoren in den beiden Systemen erklären. Das Ändern der Polarisation von einem positiven zu einem negativen Wert mit steigendem externen Magnetfeld wird durch das Drehen des g-Faktors im externen Magnetfeld bewirkt (siehe z.B. [Sne92]). Aufgrund der extrem geringen Polarisation der Referenzsignale kann eindeutig gefolgert werden, dass die starke Polarisation der manganhaltigen LEDs keinen intrinsischen Ursprung in der *GaAs*/*(Al, Ga)As* Schicht hat, sondern eben durch die manganhaltige II-VI Kontaktschicht bewirkt wird. Diese Schlussfolgerung kann direkt aus den gemessenen Signalen nach Abbildung 6.10 gezogen werden, da keine weitere Interpretation bzw. Anpassung der Signale notwendig ist. In Kapitel 6.2.1 wurde gezeigt, dass die Elektrolumineszenzsignale aus den Spin-LEDs eindeutig aus dem *GaAs*/*(Al, Ga)As* Quantentrog bzw. der Detektionsschicht stammen und nicht von der Grenzfläche zwischen II-VI und III-V Material, so dass eine direkte Austauschwechselwirkung mit den Manganionen ausgeschlossen werden kann.

Die bisherigen Messungen zeigen, dass die starke zirkulare Polarisation durch die manganhaltige Schicht in der LED bewirkt wird und dass keine direkte Wechselwirkung der Ladungsträger in der *GaAs* Schicht mit der manganhaltigen II-VI Schicht existiert. Da das von der LED emittierte Licht in Faraday-Konfiguration den manganhaltigen Kontakt passiert (siehe Abbildung 6.6), ist es möglich, dass die Polarisation des Lichts durch die riesigen magnetooptischen Eigenschaften der manganhaltigen Schicht beeinflusst wird. Typischerweise tritt dieser so genannte zirkulare Dichroismus bei Lichtenergien auf, die in der Nähe der Energie der fundamentalen Bandlücke des optisch aktiven Materials liegen (siehe auch die Diskussion in Kapitel 7.1). Da in dem hier untersuchten System die

Energiedifferenz zwischen der Bandlücke des II-VI Materials und der Energie der *GaAs* Elektrolumineszenz bei etwa 1.5 eV liegt, sind keine relevanten magnetooptischen Effekte im Sinne des zirkularen Dichroismus und somit keine Verfälschung der ursprünglich aus dem Quantentrog emittierten zirkularen Polarisation zu erwarten. Um jedoch jeglichen zirkularen Dichroismus in der II-VI Schicht auszuschließen, wurde an den Spin-LEDs mit manganhaltigem II-VI Kontakt Photolumineszenzmessungen mit linear polarisierter Laseranregung bei einer Wellenlänge von 512 nm durchgeführt. Nach den Auswahlregeln für optische Übergänge (siehe Kapitel 4.1) werden in diesem Fall nur unpolarisierte Ladungsträger in der *GaAs* LED erzeugt, so dass die Rekombination nur die intrinsische Polarisation des *GaAs* Detektors zeigen kann. Da das Photolumineszenzsignal aus dem *GaAs* Detektor ebenfalls die manganhaltige II-VI passiert, wird im Falle einer starken Wechselwirkung mit dem Mangansystem eine ungewöhnlich starke zirkulare Polarisation des Signals erwartet. Die experimentellen Ergebnisse der Photolumineszenzuntersuchungen an den Spin-LEDs SLED1,2 und SLED7 im externen Magnetfeld zeigen jedoch keinen Einfluss der manganhaltigen Schicht auf die intrinsische Polarisation aus der *GaAs* LED. In Abbildung 6.10 ist der zirkulare Polarisationsgrad der Photolumineszenz der SLED1 in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld dargestellt. Das Signal entspricht von der Größe und vom Verhalten im Magnetfeld den Signalen, die aus den Referenzleuchtdioden SLED3 und SLED8 gewonnen wurden. Es ist kein Einfluss der manganhaltigen Kontaktschicht auf die zirkulare Polarisation des aus der Leuchtdiode emittierten Lichts festzustellen. Somit ist nachgewiesen, dass der Ursprung der ungewöhnlich großen zirkularen Polarisation aus den manganhaltigen Spin-LEDs nur durch den Transfer der spinpolarisierten Elektronen aus dem II-VI System in das III-V System erfolgen kann.

Zusätzlich kann der Nachweis der elektrischen Spininjektion durch die Betrachtung der zwei unterschiedlichen *GaAs* Detektoren (Quantentrog- und Schichtdetektor) erfolgen. Nach den Gleichungen 4.8 und 4.9 aus Kapitel 4.1 kann die Polarisation der Elektronen in der Rekombinationsschicht aus der gemessenen zirkularen Polarisation direkt angegeben werden. So ist für die Spin-LED mit einer *GaAs* Schicht als Detektor (SLED7) die Polarisation der Elektronen P_e gegeben durch $P_e = 2 \cdot P_C$ und für Spin-LEDs mit Quantentrogdetektor (SLED1 und SLED2) ergibt sich $P_e = P_C$. Aus diesem Grund sollte die zirkulare Polarisation einer Spin-LED mit Quantentrogdetektor (SLED1 und SLED2) gerade doppelt so groß sein wie die einer Spin-LED mit Schichtdetektor (SLED7), sofern die restlichen Parameter der Leuchtdioden identisch sind. Die hier untersuchten Spin-LEDs zeigen qualitativ das erwartete Verhalten für unterschiedlichen Detektionssysteme. So ist das Polarisationsignal der SLED1 und SLED2 deutlich größer als das Signal der SLED7, erreicht jedoch nur bei geringen Magnetfeldern den erwarteten Faktor zwei und nimmt im Sättigungsbereich einen Faktor von 1.6 ein. Dieses Ergebnis ist jedoch leicht durch unterschiedliche Elektronen Spinrelaxationszeiten in den unterschiedlichen Detektoren zu

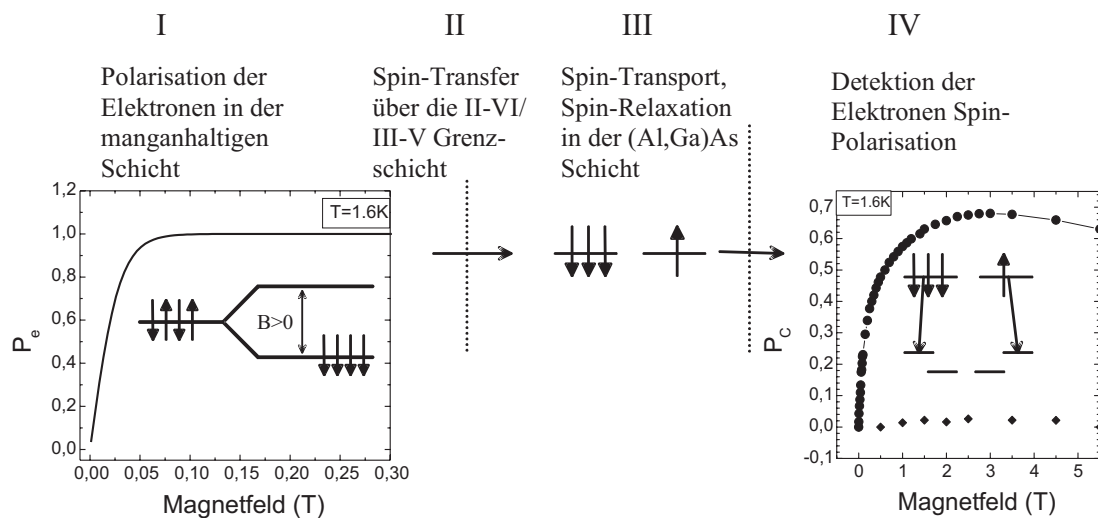


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung der Funktionsweise einer Spin-LED. (I) Die riesige Zeeman-Aufspaltung in semimagnetischen Halbleitern führt zur vollständigen Polarisation der Elektronen ($T = 1.6 \text{ K}$, $B \geq 0.1 \text{ T}$). (II) Die Elektronen werden über die II-VI/III-V Grenzfläche injiziert. Eine Reduktion der Spinpolarisation wird bewirkt durch Spinstreuung bzw. durch die Bandverbiegung an der Grenzfläche. (III) Die Spinpolarisation wird über eine $n - (\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ Strecke transportiert und bei der Rekombination (IV) im p-i-n Bereich der LED wird zirkular polarisiertes Licht emittiert. In (III) und (IV) sind die Elektronen der intrinsischen Spinrelaxation unterworfen.

erklären. Für den Nachweis der elektrischen Spininjektion ist in diesem Fall nur von Bedeutung, dass die Änderung eines Parameters in der nicht magnetischen GaAs Leuchtdiode eine starke Änderung des Polarisationssignals nach den Gleichungen 4.8 und 4.9 zur Folge hat. Da die magnetischen Parameter der II-VI Schicht der LEDs jedoch nahezu unverändert sind (Schichtdicke d_{DMS} und Mangankonzentration x_{Mn}) ist eine Veränderung der aus dem Quantentrog emittierten zirkularen Polarisation durch die manganhaltige II-VI Schicht ausgeschlossen.

6.2.3 Schema der elektrischen Spininjektion

Die prinzipielle Funktionsweise einer Spin-LED kann durch vier Bereiche bzw. verschiedene Effekte qualitativ verstanden werden. In Abbildung 6.11 sind schematisch diese vier Bereiche aufgeführt. Die in einem semimagnetischen Halbleiter erzeugte Polarisation der Ladungsträger geht für $T = 1.6 \text{ K}$ und $x_{\text{Mn}} = 0.05$ ab Magnetfeldern von 0.1 T in Sättigung (Abb. 6.11I). Die in Bereich IV gemessene zirkulare Polarisation erreicht jedoch weder die maximale Größe, noch folgt sie dem aus Bereich I vorgegebenen funktionalen Zusammenhang der Polarisation. Aus diesem Grund werden in den folgenden Kapiteln die einzelnen hier aufgeführten Bereiche der Spin-LED weiter untersucht, um das Verständnis

und die Funktionsweise der elektrischen Spininjektion in *GaAs* LEDs zu vertiefen.

- *Bereich I, Erzeugung der Spinpolarisation:* Die riesige Zeeman-Aufspaltung ΔE in semimagnetischen Halbleitern führt schon bei sehr kleinen externen Magnetfeldern zu einer nahezu vollständigen Polarisation der Ladungsträger P_e (siehe auch Abbildung 3.4). In den Spin-LEDs wurden extrem hoch dotierte ($n_D \geq 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) n-Typ (*Be, Zn, Mn*)*Se* Schichten als spinpolarisierende Materialien verwendet. Durch diese entartete Dotierung wird das Ausfrieren der Ladungsträger bei tiefen Temperaturen verhindert. Es bilden sich jedoch Defektbänder aus, die evtl. einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften von DMS-Halbleitern bzw. die Polarisation der Ladungsträger haben. Photolumineszenzuntersuchungen an diesen hoch dotierten Spininjektionsschichten werden in Kapitel 6.4 vorgestellt.
- *Bereich II, Spintransfer:* Die in Bereich I erzeugten spinpolarisierten Elektronen werden durch das externe elektrische Feld in den nicht magnetischen *GaAs* Halbleiter injiziert. Dabei kann die Spinpolarisation zum einen durch die Streuung der Elektronen an der nicht perfekten Grenzfläche (Elliott-Yafet Mechanismus, [Par00]) und zum anderen durch die Bandverbiegung die sich am Übergang zwischen II-VI und III-V Material einstellt (siehe [Sch02] und siehe Kapitel 6.5) reduziert werden.
- *Bereich III und IV, Spintransport und Detektion:* Durch die intrinsische Spinrelaxation in der nicht magnetischen III-V Schicht wird die Polarisation der Elektronen weiter reduziert werden, während die Elektronen unter Emission von akustischen und optischen Phononen in den Detektions- Quantentrog bzw. Schicht relaxieren. Berücksichtigt man eine magnetfeldabhängige intrinsische Spinrelaxation in der *GaAs* Detektionsschicht, so kann aus dem zirkularen Polarisationsgrad aus Abbildung 6.10 auf die ursprünglich injizierte Polarisation in die *GaAs* Schicht geschlossen werden. Die Bestimmung der Elektronen Spinrelaxation in dem *GaAs*-Detektor wird in Kapitel 6.3 durchgeführt.

6.2.4 Schichtdickenabhängigkeit der elektrischen Spininjektion

Neben den in Kapitel 6.2.2 durchgeführten Experimenten zu der Verifikation der elektrischen Spininjektion, kann auch durch die Veränderung am manganhaltigen Bereich der Spin-LED ein weiterer Nachweis der elektrischen Spininjektion erbracht werden. Dazu werden in diesem Kapitel Spin-LEDs mit unterschiedlicher Schichtdicke d_{DMS} untersucht (siehe Tabelle 6.1). Es wird erwartet, dass unterhalb einer bestimmten kritischen Schichtdicke die Elektronen nicht mehr vollständig durch den DMS polarisiert werden können.

Die Erzeugung einer Population von polarisierten Elektronen in einem semimagnetischen Halbleiter kann durch die Aufenthaltsdauer der Ladungsträger in dem semimagne-

tischen Material und der Ladungsträger Spinrelaxationszeit beschrieben werden. Im Falle des elektrischen Transports von Elektronen durch die semimagnetische Schicht kann die Aufenthaltsdauer der Elektronen aus der Driftgeschwindigkeit v_D und der Schichtdicke d_{DMS} abgeschätzt werden. Die Driftgeschwindigkeit ist im Rahmen des Drude Modells gegeben durch

$$v_D = \mu \frac{U_{DMS}}{d_{DMS}}, \quad (6.1)$$

mit der Beweglichkeit μ der Elektronen in der manganhaltigen Schicht und dem Spannungsabfall U_{DMS} an der Schicht mit der Schichtdicke d_{DMS} . Die Aufenthaltsdauer der Ladungsträger in der semimagnetischen Schicht bzw. die Transitzeit t ergibt sich aus Gleichung 6.1 zu:

$$t = \frac{d_{DMS}^2}{\mu U_{DMS}}. \quad (6.2)$$

Da jedoch der Spannungsabfall an der DMS Schicht nicht bekannt ist, kann hier die Transitzeit t über die Stromdichte $j = n_e q v_D$ angegeben werden. Es ergibt sich für t eine einfache Beziehung

$$t = \frac{A d_{DMS} n_e q}{I}, \quad (6.3)$$

die nur die Elektronendichte n_e als Parameter enthält. Mit Hilfe der Transitzeit t , der Spinrelaxationszeit τ_S und einem exponentiellen Ansteigen der Spinpolarisation in der DMS Schicht mit zunehmender Verweildauer in der DMS Schicht, ergibt sich für die Elektronenpolarisation P :

$$P(t) = P_{max} (1 - e^{-\frac{t}{\tau_S}}). \quad (6.4)$$

P_{max} ist die maximal erreichbare Polarisation für Elektronen, die erreicht wird wenn die Exponentialfunktion null wird. Aus Gleichung 6.4 ist ersichtlich, dass die von der Transitzeit abhängige Spinpolarisation für schnelle Transitzeiten im Vergleich zu der Spinrelaxationszeit nicht die maximale Polarisation einnehmen kann. Da sich die Transitzeit z.B. mit der Verkleinerung der Schichtdicke verkleinert, wird ab bestimmten kritischen Schichtdicken d_{DMS}^{krit} eine geringere Polarisation als P_{max} erwartet. Es stellt sich jedoch heraus, dass die Anwendung des Drude Modells für die Bestimmung der Transitzeit nach Gleichung 6.3 im Vergleich zum Experiment deutlich zu geringe kritische Schichtdicken liefert. So ergeben sich für die kritische Schichtdicke in den hier verwendeten Spin-LEDs bei einem Strom von 1 mA und einer Ladungsträgerkonzentration im Bereich von $n_e \sim 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ Werte weit unter einem Nanometer. Dies ist im extremen Gegensatz zu den im Folgenden dargestellten experimentellen Ergebnissen.

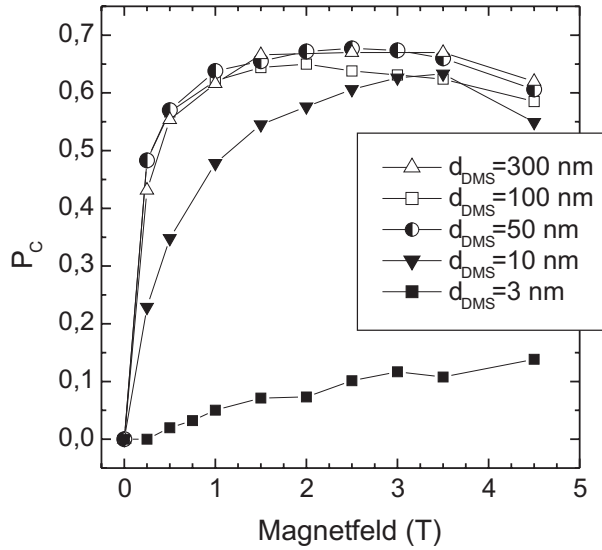


Abbildung 6.12: Zirkularer Polarisationsgrad P_C für Spin-LEDs mit unterschiedlichen Schichtdicken d_{DMS} der manganhaltigen Schicht. Die Proben mit $d_{DMS} = 300$ nm, 100 nm, 50 nm, 10 nm haben einen *GaAs* Quantentrogdetektor (SLED1,4,5,6) und die Probe mit $d_{DMS} = 3$ nm besitzt einen *GaAs* Schichtdetektor (SLED9). Abhängig vom externen Magnetfeld zeigen die Spin-LEDs mit den Schichtdicken von 10 nm und 3 nm einen geringeren Polarisationsgrad.

In Abbildung 6.12 ist der zirkulare Polarisationsgrad P_C für die Spin-LEDs (SLED1,4,5,6 und SLED9) mit unterschiedlich dicken manganhaltigen Schichten dargestellt. Im Rahmen der experimentellen Genauigkeit ist für die drei Proben mit den Schichtdicken $d_{DMS} = 300$, 100, 50 nm kein Unterschied in der gemessenen Polarisation über das gesamte externe Magnetfeld B festzustellen. D.h. Schichtdicken im Bereich von 50 nm sind ausreichend um unter den experimentellen Bedingungen der Spin-LED ein maximal polarisiertes Elektronensystem zu erzeugen. Erst die Spin-LED mit einer Schichtdicke von 10 nm zeigt ein deutlich geringeres Signal, das im Vergleich zu den Proben mit den dickeren Schichten abhängig vom externen magnetischen Feld skaliert. So erreicht das Signal der 10 nm Schicht bei $B = 0.25$ T circa die Hälfte der dickeren Schichten, nähert sich aber mit steigendem Magnetfeld immer weiter dem Signal der dickeren Schichten an und erreicht bei etwa 3 T nahezu die Werte der anderen Schichten. Die Spin-LED mit einer Schichtdicke von 3 nm besitzt einen *GaAs* Schichtdetektor und kann deswegen nicht quantitativ mit den anderen vier Proben verglichen werden, die einen Quantentrogdetektor besitzen. Zum einen kann nicht einfach die Signalthöhe der 3 nm Spin-LED durch den Faktor Zwei (siehe Kapitel 4.1) angeglichen werden und zum anderen bleibt dadurch eine eventuelle Magnetfeldabhängigkeit unberücksichtigt. Im qualitativen Sinne erreicht die Probe mit der 3 nm dicken Schicht nicht mehr die Hälfte der Signalstärke der Spin-LEDs mit den Schichtdicken 50 nm und größer. Aus diesem Grund kann gefolgert werden, dass Schichtdicken im Bereich von 3 nm schon weit unterhalb der kritischen Schichtdicke d_{DMS}^{krit} liegen.

In der Gleichung 6.4 wurden keine magnetfeldabhängigen Parameter berücksichtigt. Es ist jedoch aus dem Polarisationsignal der Probe mit $d_{DMS} = 10$ nm ersichtlich, dass die Schichtdickenabhängigkeit nicht linear mit dem Magnetfeld skaliert. Dieser Effekt kann

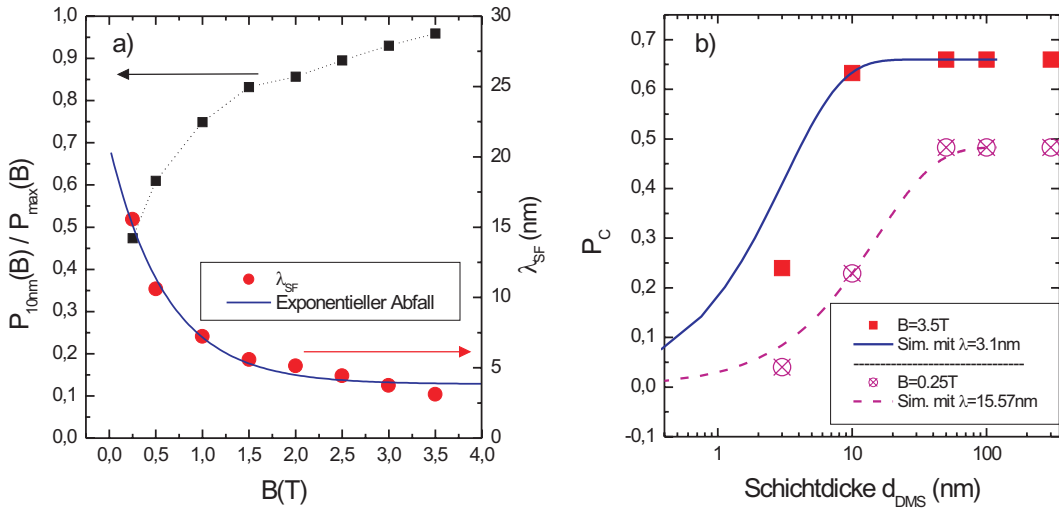


Abbildung 6.13: a) Bestimmung der Spin-Flip Länge λ_{SF} in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Linke Skala: Das Verhältnis von P_{10nm} zu P_{max} und die daraus berechnete Spin-Flip Länge (rechte Skala). b) Simulation der Schichtdickenabhängigkeit mit den aus a) gewonnenen Spin-Flip Längen für $B = 0.25$ T und $B = 3.5$ T.

durch das Einführen einer magnetfeldabhängigen Spin-Flip-Zeit in der manganhaltigen Schicht berücksichtigt werden. Hierbei wird davon ausgegangen, dass die Spin-Flip-Zeit mit steigendem Magnetfeld kürzer wird und evtl. mit der Magnetisierung des Mangansystems im externen Magnetfeld skaliert. Die Berechnung der Transitzeit nach Gleichung 6.3 liefert keine brauchbaren Ergebnisse und kann daher hier für die weitere Analyse der Messdaten nicht verwendet werden. Es ist jedoch möglich direkt aus den Messdaten die Spin-Flip-Länge λ_{SF} anzugeben. λ_{SF} ist über die Einstein-Relation mit τ_s verbunden und gibt an, nach welcher Strecke im Mittel ein Spin-Flip stattfindet. λ_{SF} ist abhängig von den Messbedingungen wie z.B. der Stromdichte oder der Ladungsträgerdichte. Durch Ersetzen der Zeiten in Gleichung 6.4 mit den entsprechenden Längen ergibt sich eine Beziehung für die Spinpolarisation in Abhängigkeit von der Schichtdicke

$$P(d_{DMS}) = P_{max} \left(1 - e^{-\frac{d_{DMS}}{\lambda_{SF}}} \right). \quad (6.5)$$

Mit Hilfe von Gleichung 6.5 kann die Spin-Flip-Länge aus den Messdaten der 10 nm Schicht und den Schichten mit $d_{DMS} \geq 50$ nm bestimmt werden. Dazu wird das Verhältnis von P_{10nm} zu P_{max} abhängig vom externen Magnetfeld bestimmt und daraus die λ_{SF} berechnet. In Abbildung 6.13a ist das Verhältnis von P_{10nm} zu P_{max} (linke Skala) und die daraus berechnete Spin-Flip-Länge in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes aufgetragen. Die Spin-Flip-Länge kann hervorragend durch einen exponentiellen Abfall simuliert werden (durchgezogene Linie in Abbildung 6.13a). Daraus ergibt sich die Spin-Flip-Länge für $B = 0$ zu circa 20 nm und bei $B = 3$ T zu circa 3.5 nm. In Abbildung 6.13b sind die

Polarisationssignale der Proben bei $B = 3.5$ T und $B = 0.25$ T in Abhängigkeit von der Schichtdicke der manganhaltigen Schicht aufgetragen. Die gestrichelte und die durchgezogene Kurve zeigen die Simulation der Schichtdickenabhängigkeit mit den berechneten Spin-Flip-Längen. Die Daten der 3 nm Schicht wurden für die Auswertung nicht berücksichtigt, da eine magnetfeldabhängige Skalierung von Schichtdetektor auf Quantentrogdetektor nicht möglich ist.

Wie erwartet, zeigen Spin-LEDs mit sehr dünnen Schichtdicken d_{DMS} eine geringere Polarisation als Spin-LEDs mit $d_{DMS} \geq 50$ nm. Dies zeigt, dass der Ursprung der Spinpolarisation in den Spin-LEDs in der manganhaltigen Schicht liegt und durch die elektrische Spannung in die *GaAs* LED transferiert wird.

6.3 Spinrelaxation im *GaAs*/*(Al, Ga)As* Detektor

Die Ergebnisse aus Kapitel 6.2.2 zeigen, dass die elektrische Spininjektion in nicht magnetische Halbleiter in einem kontinuierlichen Experiment möglich ist. Es bleibt demzufolge ein großer Teil der ursprünglichen Polarisation der Elektronen, die über die II-VI/III-V Grenzfläche injiziert werden, erhalten, obwohl die Elektronen durch 100 nm *(Al, Ga)As* driften, in den Detektionsquantentrog relaxieren, Exzitonen bilden und rekombinieren. Dies ist nur möglich für eine Elektronen Spinrelaxationszeit, die mindestens im Bereich der Exzitonenrekombinationszeit oder darüber liegt (siehe auch Kapitel 4.2 und Abbildung 4.3). Nach Gleichung 4.11 kann aus der experimentell bestimmten zirkularen Polarisation die ursprüngliche Polarisation der injizierten Elektronen P_{inj} bestimmt werden. Im Falle eines Quantentrogdetektors kann Gleichung 4.11 folgendermaßen geschrieben werden:

$$P_C = P_e = \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau} \cdot P_{inj} + \frac{\tau}{\tau_s + \tau} \cdot \tanh\left(\frac{g\mu_B B}{2k_B T}\right). \quad (6.6)$$

Hierbei entspricht die zirkulare Polarisation der Elektrolumineszenz P_C der Polarisation der Elektronen in dem Detektionsquantentrog P_e und die optisch generierte Polarisation

Dotierung	P_C (Anregung 100 meV über der Barriere)	$\tau_s/(\tau_s + \tau)$
n - i - n	0.38	0.76
n - i - p	0.37	0.74
p - i - p	0.2	0.4
i - i - i	0.17	0.34
i- <i>GaAs</i> (Referenz)	0	0

Tabelle 6.2: Zirkularer Polarisationsgrad P_C der Lumineszenz für unterschiedlich dotierte *GaAs* Quantentröge bzw. Schichten bei zirkular polarisierter Anregung über der Barriere.

P_{gen} aus Gleichung 4.11 entspricht der elektrisch injizierten Polarisation der Elektronen P_{inj} . Ist τ_s bzw. $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ bekannt, so kann aus der gemessenen zirkularen Polarisation P_C einer Spin-LED auf die ursprüngliche Größe und Magnetfeldabhängigkeit der Polarisation der injizierten Elektronen geschlossen werden, bzw. der eventuell magnetfeldabhängige Einfluss des Detektors auf die Spinpolarisation berücksichtigt werden.

6.3.1 Bestimmung der Spinrelaxation

Mit Hilfe der Methode der optischen Orientierung, d.h. der optischen Erzeugung von spinpolarisierten Ladungsträgern in einem Halbleiter und der Detektion der zirkularen Polarisation der Photolumineszenz, ist es möglich den Faktor $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ aus Gleichung 6.6 zu bestimmen (siehe auch Kapitel 4.1 und 4.2).

Es wird erwartet, dass die Spinrelaxationszeit in verschiedenen dotierten $GaAs$ Schichten extrem unterschiedlich ist (siehe z.B. [Son02]). Bei der elektrischen Spininjektion befinden sich die Elektronen nur in der n-dotierten $(Al, Ga)As$ Schicht und in der undotierten $GaAs$ Rekombinationsschicht. Bei einem optischen Experiment zur Bestimmung der Spinrelaxationszeit werden jedoch sowohl auf der n- als auch auf der p-Seite der LED Ladungsträger erzeugt, so dass evtl. die Bestimmung von $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ an einer LED Struktur nicht die richtigen Ergebnisse für den elektrischen Transport auf der n-Seite der LED gibt. Aus diesem Grund wurden vier unterschiedlich dotierte $GaAs$ Quantentrogstrukturen und eine $GaAs$ Schichtstruktur mit Hilfe der optischen Orientierung untersucht. Die Quantentrogproben haben denselben Schichtaufbau wie die $GaAs$ LEDs nach Abbildung 6.5b. Eine Zusammenstellung der Proben mit den Dotierungsprofilen befindet sich in Tabelle 6.2. Eine n-i-p dotierte Probe besteht aus einer n-dotierten Deckschicht (Barriere), einer undotierten $GaAs$ -Schicht und einer p-dotierten Barriere. Es wurde eine Aluminiumkonzentration von etwa 10% in der Barriere verwendet und eine Quantentrogbreite von etwa 20 nm. Die Höhe der Dotierung für die n- und die p-Schichten wurde so gewählt wie in den Spin-LEDs. Der undotierte Quantentrog (i-i-i) und die undotierte $GaAs$ Schicht dienen als Referenz, da hier sehr geringe Messwerte für $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ erwartet werden und so der experimentelle Aufbau auf Fehler (stark polarisiertes Hintergrundsignal aufgrund der polarisierten Anregung) überprüft werden kann.

Abbildung 6.14 zeigt die Photolumineszenzspektren des n-i-n dotierten $GaAs$ Quantentrogs bei zirkular polarisierter Anregung mit der Energie des Barrierenexzitons, einer Temperatur von 1.6 K und ohne externes Magnetfeld. Der Polarisationsgrad P_C wird aus den jeweils zwei zueinander gehörenden Spektren mit $\sigma+$ Anregung und $\sigma+$ Detektion ($\sigma+, \sigma+$) und $\sigma+$ Anregung und $\sigma-$ Detektion ($\sigma+, \sigma-$) gewonnen bzw. mit ($\sigma-, \sigma-$) und ($\sigma-, \sigma+$). Es ergeben sich somit zwei Werte für P_C , die aufgrund der Symmetrie von Gleichung 6.6 für $B = 0$ identisch sein sollten. Geringe Unterschiede in der Qualität der

beiden verwendeten zirkularen Polarisatoren führen jedoch zu geringfügig unterschiedlichen Polarisierungen. In diesem speziellen Fall ($B = 0$) kann der Mittelwert aus den beiden Polarisierungen für die Bestimmung von $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ verwendet werden. Bei der resonanten Erzeugung von Barrieren-Schwerlohexzitonen in dieser n-i-n Struktur wird ein Polarisationsgrad von 1 generiert und eine Polarisation der Rekombinationsstrahlung von 0.485 registriert. $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ ergibt sich somit in diesem Fall direkt zu 0.485. Bei der elektrischen Spininjektion ist jedoch die direkte Erzeugung von Schwerloch-Barrierenexzitonen sehr unwahrscheinlich. Der elektrischen Spininjektion kommt daher eine optische Anregung, die energetisch über dem Barrierenexziton liegt, näher, da hier die Elektronen und Löcher getrennt werden und erst bei der Relaxation in den Quantentrog Exzitonen bilden, bzw. miteinander wechselwirken. In Tabelle 6.2 sind die an den unterschiedlich dotierten Proben gemessenen Polarisationsgrade P_C und der daraus resultierende Faktor $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ zusammengefasst ($B = 0, T = 1.6$ K). Die Anregungsenergie wurde jeweils zu 1.77 eV, also 100 meV über der $(Al, Ga)As$ Barriere der Quantentröge gewählt. Aus Tabelle 6.2 wird ersichtlich, dass in der n-i-n Struktur die Spinrelaxationszeit am längsten ist und in der undotierten Referenzschicht keine Spinpolarisation erhalten bleibt. Demnach ist τ_s sehr viel kleiner als τ . Die n-i-n und die n-i-p Struktur unterscheiden sich nur sehr geringfügig, die p-i-p Struktur jedoch zeigt einen deutlich geringeren Wert für $\tau_s/(\tau_s + \tau)$. Da sich rein p- und rein n- dotierte Quantentröge in dem Faktor $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ stark unterscheiden, die gemischte Struktur n-i-p sich aber nur geringfügig von dem n-i-n Quantentrog unterscheidet, spielen sich die dominierenden optischen Effekte in der oberen dotierten Deckschicht der LEDs ab. Aus diesem Grund kann die Bestimmung von $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ direkt an n-i-p dotierten Spin-LEDs durchgeführt werden, da die dominierende Anzahl der relevanten Elektron-Loch Paare in der Deckschicht erzeugt werden. Selbst in dem undotierten

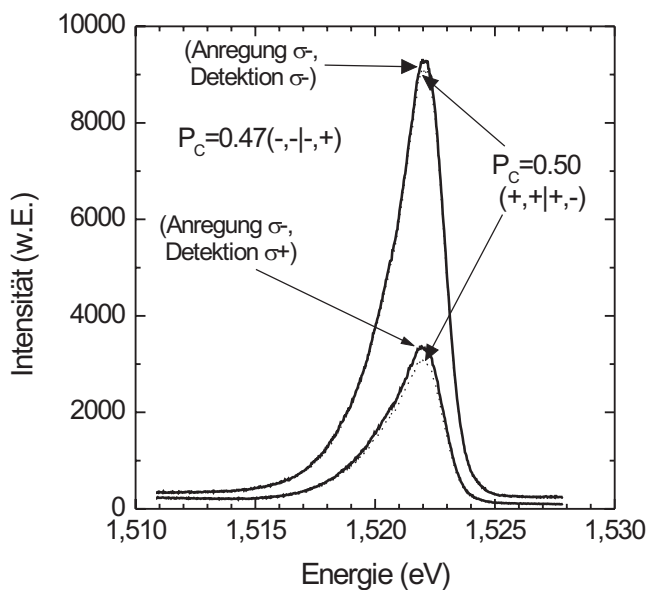


Abbildung 6.14: Photolumineszenzspektren ($B = 0, T = 1.6$ K) eines n-i-n dotierten $GaAs$ Quantentrogs bei zirkular polarisierter Anregung ($\sigma+$ oder $\sigma-$) im Barrierenexziton. Die Detektion erfolgt entweder in $\sigma+$ oder in $\sigma-$ Polarisation. Der gemittelte zirkuläre Polarisationsgrad liegt bei 0.485.

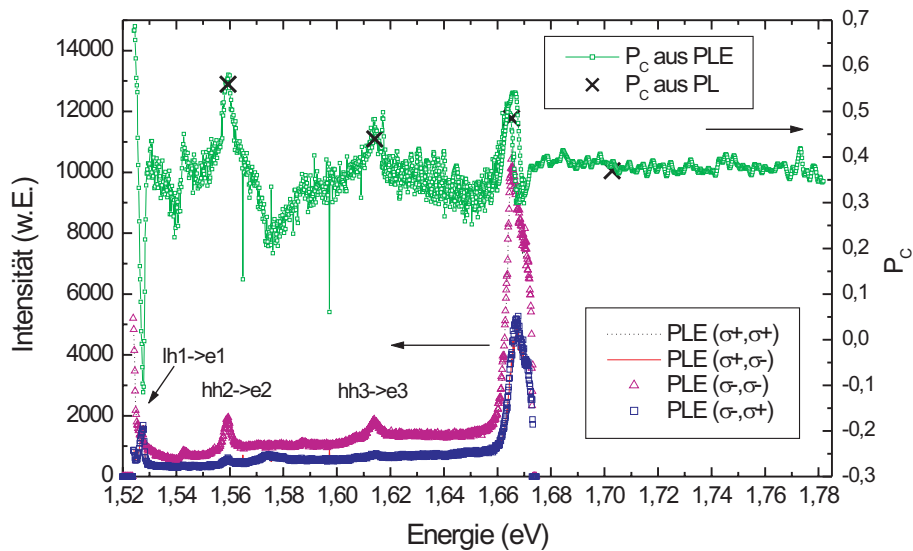


Abbildung 6.15: PLE Spektren des n-i-n dotierten Quantentrogs, aufgenommen in den vier Polarisationskonfigurationen (linke Skala). Es sind einige Schwerlochübergänge und der erste Leichtlochübergang (lh) aufgelöst. Aus den PLE Spektren wird der zirkulare Polarisationsgrad P_C bestimmt (rechte Skala). Die Polarisation der Schwerlochübergänge im Quantentrog ist größer als bei Anregung oberhalb der Barriere. In der Barriere werden jedoch nur 50% polarisierte Ladungsträger erzeugt und bei Quantentrogexzitonen zu 100% polarisierte Ladungsträger.

Quantentrog (i-i-i) bleibt eine große Spinpolarisation erhalten. Dies ist auf die räumliche Trennung der Elektronen und Löcher zurückzuführen, die erst im Quantentrog wieder miteinander wechselwirken. Durch diese Trennung wird der Bir-Aranov-Pikus Mechanismus (siehe Kapitel 4.3) zur Spinrelaxation stark unterdrückt.

Mit Hilfe der hier verwendeten durchstimmbaren Farbstoff- bzw. Titan Saphir Laser ist es auch möglich den Polarisationsgrad P_C bei zirkular polarisierter Anregung in Abhängigkeit von der anregenden Energie zu bestimmen. Hierzu werden Photolumineszenzexcitationsspektren (PLE) in den vier möglichen Polarisationskonfigurationen aufgenommen und daraus der Polarisationsgrad P_C bestimmt. In Abbildung 6.15 sind die PLE Spektren des n-i-n Quantentrogs in den verschiedenen Polarisierungen dargestellt (linke Skala). Es sind verschiedene exzitonische Schwerloch- (hh2 und hh3) und der Leichtlochübergang (lh1) im Quantentrog gekennzeichnet. Aus den Spektren wird der Polarisationsgrad P_C bestimmt (rechte Skala). Bei Anregung oberhalb der Barriere ergibt sich eine nahezu konstante Polarisation und ab einer Anregungsenergie unterhalb der Barriere skaliert die Polarisation mit der Energie der Resonanzen im Quantentrog. Der Leichtlochübergang zeigt eine negative Polarisation und bei noch niedrigeren Energien geht die Polarisation gegen 1. Bei der Anregung oberhalb der Barriere wird eine Polarisation von 0.5 erzeugt, während bei resonanter Anregung im Quantentrog eine Polarisation von 1

erzeugt wird. Demnach bleibt bei der Anregung über der Barriere eine größere Spinpolarisation erhalten, als bei resonanter Anregung im Quantentrog (hh3 oder hh2). Dies ist darauf zurückzuführen, dass die resonante Erzeugung von Exzitonen zu einer stärkeren Bir-Aranov-Pikus Spinrelaxation führt, während bei einer Erzeugung von Elektron-Loch Paaren oberhalb der Barriere keine Elektron-Loch Wechselwirkung stattfindet. Wichtig für den Vergleich mit der elektrischen Spininjektion ist hier, dass bei Anregung von bis zu 100 meV oberhalb der Barriere eine nahezu konstante Polarisation gefunden wird und demnach die aus diesen Messungen gewonnene Spinrelaxationszeit für die Spininjektion relevant ist.

6.3.2 Einfluss des Detektors auf die injizierte Polarisation

Legt man bei der Bestimmung der Spinrelaxationszeit nach Kapitel 6.3.1 ein externes Magnetfeld entlang der Wachstumsrichtung an, so wird zusätzlich der Zeeman-Term in Gleichung 6.6 relevant. Es kann somit festgestellt werden, ob durch das externe Magnetfeld ein zusätzlicher Spinrelaxationskanal geöffnet wird, der die generierte Spinpolarisation (optisch oder elektrisch) beeinflusst.

In Abbildung 6.16a ist der zirkulare Polarisationsgrad P_C der Photolumineszenz der Spin-LED SLED2 bei zirkular polarisierter Anregung oberhalb der Quantentrogbarriere in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B dargestellt. Die durch die Anregung erzeugte Polarisation von 50% ist mit Pfeilen markiert. Die Messwerte bei $B = 0$ betragen 0.307 für die positive und -0.38 für die negative Polarisation. Wie schon im vorigen Kapitel erläutert, sollten diese beiden Werte aufgrund der Symmetrie von Gleichung 6.6 für $B = 0$ identisch sein. Die dennoch beobachteten Unterschiede sind sowohl auf Signalrauschen als auch auf leichte Unterschiede in den Polarisatoren zurückzuführen. Der gemittelte Wert aus der positiven und der negativen Polarisation bei $B = 0$ beträgt 0.344. Daraus folgt für $\tau_s/(\tau_s + \tau)$ ein Wert von 0.69. Demzufolge kann man τ_s für diesen *GaAs* Quantentrog (SLED2) bei Anregung oberhalb der Barriere, in Abhängigkeit von der Ladungsträgerlebensdauer und bei $B = 0$, angeben zu

$$\tau_s = 2.23 \cdot \tau. \quad (6.7)$$

Nimmt man eine Ladungsträgerlebensdauer von etwa 200 ps an [Sch01a], so ergibt sich eine Spinrelaxationszeit im Bereich von 450 ps. Dieser Wert liegt deutlich unter den von Kikkawa [Kik99] veröffentlichten Werten (mehrere 100 ns) für ähnlich n-dotierte *GaAs* Schichten. Es muss jedoch beachtet werden, dass in den hier verwendeten LEDs die Elektronen in der intrinsischen *GaAs* Schicht Exzitonen bilden, bzw. mit den Löchern wechselwirken. Dies führt zu einer drastischen Reduktion der Spinrelaxationszeiten (siehe z.B. [Son02]).

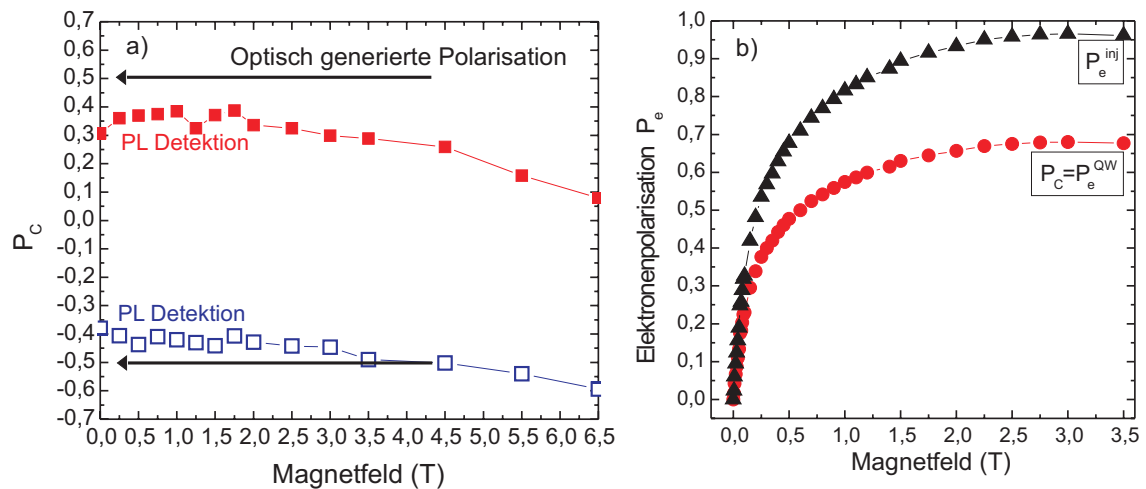


Abbildung 6.16: a) Bestimmung des zirkularen Polarisationsgrades P_C bei zirkular polarisierter Anregung an einer Spin-LED (SLED2) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B . Die optisch erzeugte Polarisation beträgt $\pm 50\%$ und der gemessene P_C liegt für beide Signale im Bereich von 30% bis 40% für geringe Magnetfelder. b) Der gemessene Polarisationsgrad P_C an der SLED2 (Kreise) und die daraus berechnete Polarisation der Elektronen unter Berücksichtigung der Spinrelaxation im Quantentrog.

Für ein externes Magnetfeld bis etwa 2.5 T zeigen die Polarisationsgrade der SLED2 (Abbildung 6.16a) nur geringe Veränderungen. So nimmt die positive Polarisation bei $B = 2.0$ T einen Wert von 0.336 und die negative Polarisation einen Wert von -0.429 an. Für größere Magnetfelder sinken beide Polarisationssignale um knapp 20% bei 6.5 T. Dies wird durch die einsetzende intrinsische Polarisation durch die Zeeman-Aufspaltung verursacht. Dadurch wird, durch Relaxation in das untere Zeeman-Niveau, die positive injizierte Polarisation verringert und die negativ injizierte Polarisation wird noch vergrößert. Berücksichtigt man nur die Messwerte bis zu einem Magnetfeld von etwa 3 T, so kann man feststellen, dass die injizierte Polarisation nur einer konstanten, magnetfeldunabhängigen Spinrelaxation unterliegt. In Gleichung 6.6 muss demzufolge bis $B \sim 3$ T der Zeeman-Term nicht berücksichtigt werden und anhand der Messergebnisse ist auch keine relevante Magnetfeldabhängigkeit der Spinrelaxationszeit zu erwarten. Die Polarisation der elektrisch injizierten Ladungsträger kann somit durch den oben bestimmten Faktor $\tau_s/(\tau_s + \tau) = 0.69$ mit $P_{inj}(B) = 1.45 \cdot P_C(B)$ angegeben werden. In Abbildung 6.16b sind die zirkulare Polarisation der SLED2 (Kreise) und die daraus berechnete Spinpolarisation der injizierten Elektronen (Dreiecke) dargestellt. Die Berechnung hat nur Gültigkeit bis etwa 3 T. Die injizierte Polarisation ist proportional zu der gemessenen zirkularen Polarisation und erreicht Werte um 0.95 bei 2 T. Diese hohen Werte der injizierten Polarisation sind auch zu erwarten, da die Polarisation der Ladungsträger in semimagnetischen Halb-

leitern schon für sehr kleine Magnetfelder nahe eins ist. Allerdings erreicht die injizierte Polarisation ihre Sättigung erst im Bereich von 2 T, wogegen die Elektronenpolarisation in undotierten semimagnetischen Halbleitern schon bei etwa 0.1 T sättigen. Eine direkte Korrelation der injizierten Polarisation mit der erwarteten Polarisation der Elektronen in einer undotierten semimagnetischen Schicht ist nicht möglich. Es gibt jedoch verschiedene mögliche Ursachen für die Diskrepanz zwischen der erwarteten und der experimentell nachgewiesenen injizierten Polarisation. Zum einen ist es möglich, dass die Größe der Ladungsträgerpolarisation in hoch dotierten semimagnetischen Schichten, so wie sie in den Spin-LEDs verwendet werden, sich von der in undotierten semimagnetischen Halbleitern unterscheidet (siehe nächstes Kapitel). Zum anderen muss der Einfluss der Bandverbiegung an der II-VI/III-V Grenzfläche auf die Effizienz des Transfers von spinpolarisierten Ladungsträgern in die *GaAs* LED berücksichtigt werden (siehe Kapitel 6.5).

In diesem Kapitel konnte experimentell der Einfluss der LED auf die injizierte Elektronenpolarisation bestimmt werden. Insbesondere wurde keine Magnetfeldabhängigkeit der Spinrelaxation bis etwa $B = 3$ T gefunden. D.h. die Magnetfeldabhängigkeit der elektrischen Spininjektion wird bis 3 T in keiner Weise von der *GaAs* LED beeinflusst. Erst für höhere Magnetfelder ($B \geq 3$ T) wird die intrinsische Spinrelaxation im Detektor relevant und ist für die beobachtete Reduktion des Polarisationssignals verantwortlich.

6.4 Magnetooptische Eigenschaften des Injektors

Die elektronischen und magnetischen Eigenschaften von manganhaltigen II-VI Verbindungen wie z.B. $(Zn, Mn)Se$ oder $(Cd, Mn)Te$ sind sehr detailliert erforscht (siehe Kapitel 3 oder [Fur88]), so dass z.B. die riesige Zeeman-Aufspaltung und daraus resultierende Effekte wie die Polarisation der Ladungsträger beschrieben werden können (siehe Kapitel 3.4 und 3.6). Ebenso wurden in jüngster Zeit intensive Studien an modulationsdotierten manganhaltigen Quantentrögen durchgeführt, da sich in diesen Strukturen die Möglichkeit eröffnet polarisierte zweidimensionale Elektronen- oder Lochsysteme zu studieren ([Smo96], [Woj79], [Lem00]). Hoch dotierte $(Zn, Mn)Se$ oder $(Cd, Mn)Te$ MBE-Schichten wurden jedoch bisher kaum untersucht. In den Veröffentlichungen von Abad [Aba95] und Balchin [Bal95] werden die Dotierbarkeit von $(Zn, Mn)Se$ Schichten und Photolumineszenzsignale für unterschiedliche Dotierungen diskutiert. Magnetooptische Untersuchungen wurden aber nicht durchgeführt. In den in dieser Arbeit untersuchten Spin-LEDs werden extrem hoch dotierte II-VI Halbleiterschichten verwendet, um sowohl gute elektrische Kontakte herstellen zu können als auch das Einfrieren der Ladungsträger an den Donatoren bei tiefen Temperaturen zu verhindern. Die semimagnetischen Schichten in den Spin-LEDs sind typischerweise in einem Bereich von 10^{18} cm^{-3} bis 10^{19} cm^{-3}

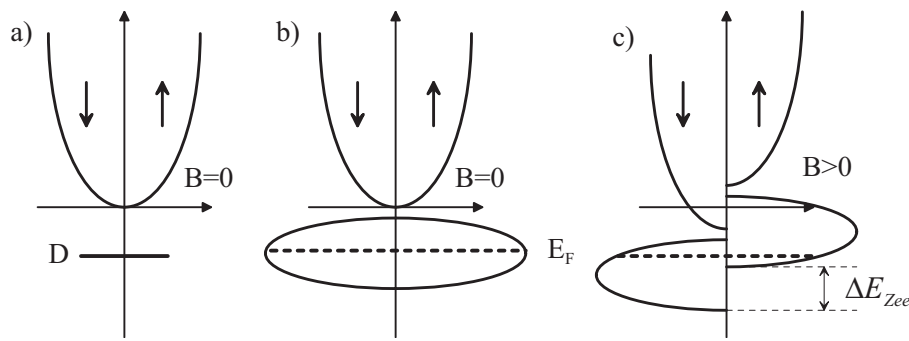


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung des Leitungsbands (parabolische Näherung) mit den beiden elektronischen Spinzuständen. a) Schwach dotierter Halbleiter mit den Donatorniveaus (D) unterhalb der Leitungsbandkante. b) Sehr hoch dotierter Halbleiter. Es bildet sich ein Defektband aus mit der Fermi Energie E_F . c) Bei einem externen Magnetfeld B spalten die beiden Spinzustände auf und es findet eine Umverteilung der Elektronen statt, die zu einer effektiven Spinpolarisation führt. Die Fermi Energie verschiebt nicht linear mit der Verschiebung der Bandkanten (ΔE_{Zee}), solange bis das Elektronensystem vollständig polarisiert ist.

dotiert (siehe Tabelle 6.1). Der Metall Isolator Übergang (Mott Übergang oder MIT²) für mit Iod dotierte $ZnSe$ Halbleiter kann aus der Mott Bedingung (siehe z.B. [Kit99]) abgeschätzt werden: Er tritt bei einer Dotierung im Bereich von $n_D \sim 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ auf. Die in Tabelle 6.1 aufgeführten Proben haben alle Dotierungen weit über dem Mott Kriterium und es konnte auch kein Ausfrieren der Ladungsträger in diesen Spin-LEDs festgestellt werden. Der Mott Übergang findet statt, wenn die Bohr-Radien der Donatoratome sich überlappen. Es bildet sich eine Art Miniband (Defektband) aus, in dem sich die Elektronen bewegen können ([Rom90], [Ser83]). In Abbildung 6.17a und b ist dieser Übergang von einem geringfügig dotierten Leitungsband (a) zu einem hoch dotierten Leitungsband (b) veranschaulicht. Die Donatorniveaus (D) befinden sich unter der Leitungsbandkante und Elektronen können aus diesen Niveaus thermisch in das Leitungsband aktiviert werden (a). Im Fall (b) bildet sich ein Miniband aus, das im Bereich der ursprünglichen Donatorniveaus liegt. Je nach Höhe der Dotierung können sich sehr unterschiedliche Bandverläufe im Leitungsband ergeben und auch die Position der Fermi Energie kann in dem Defektband selbst oder aber auch im Leitungsband liegen (siehe z.B. [Ser83]). Die magnetooptischen Eigenschaften von semimagnetischen Halbleitern, die über die Mott Grenze dotiert sind, wurden bisher noch nicht untersucht.

²engl. metal insulator transition

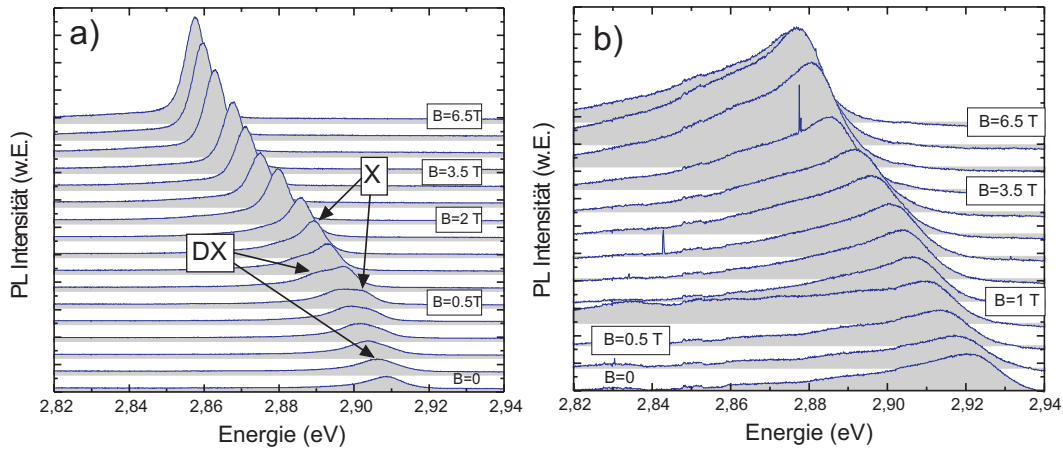


Abbildung 6.18: Photolumineszenzspektren der Spin-LEDs SLED1 ($n_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (a) und SLED2 ($n_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) (b) bei $T = 1.6 \text{ K}$ und bei verschiedenen externen Magnetfeldern. SLED1 zeigt schmalbandige exzitoniche Rekombinationen (X und DX) und SLED2 zeigt extrem breitbandige Elektron Loch Rekombinationen.

6.4.1 Zeeman-Aufspaltung in hoch dotierten $(Be, Zn, Mn)Se$ -Schichten

In Abbildung 6.18a und b sind die Photolumineszenzspektren der Spin-LEDs SLED1 und SLED2 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B dargestellt. Die Anregung erfolgte mit der 363 nm-Linie des Ar-Ionen Lasers direkt auf den strukturierten LED Arrays bei einer Proben temperatur von 1.6 K. Die Probe SLED1 (siehe Abbildung 6.18a) zeigt für $B = 0$ eine Emissionslinie bei 2.9086 eV mit einer Linienbreite von 11 meV. Es handelt sich hierbei um die Rekombination eines an einen Donator gebundenen Exzitons (DX). Für steigende Magnetfelder wird diese Linie von dem höherenergetischen Exziton (X) überlagert, das ab etwa $B = 1.5 \text{ T}$ das Spektrum dominiert und für höhere Magnetfelder stark an Intensität gewinnt, während das DX unterdrückt wird. Die Unterdrückung des Donator gebundenen Exzitons in externen Magnetfeldern ist ähnlich zu der Unterdrückung von Trionen und wurde intensiv in den letzten Jahren untersucht ([Hei86], [Kön99]). Zu der Bildung von Trionen sind zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin notwendig. Durch ein externes Magnetfeld werden jedoch die Elektronen polarisiert, so dass nur noch Elektronen mit einer Spinrichtung dominieren. Die Bildung von Trionen ist also in einem nahezu vollständig polarisiertem Elektronensystem sehr unwahrscheinlich. Da die Energie des Exzitons in SLED1 bei kleinen Magnetfeldern nicht bestimmt werden kann, wurden zusätzlich Reflexionsmessungen durchgeführt. Die Energieposition des X aus Reflexion und PL in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B ist in Abbildung 6.19a dargestellt. Die Magnetfeldabhängigkeit der Energieverschiebung kann mit Hilfe der modifizierten

Brillouin-Funktion (siehe Kapitel 3.2) und den effektiven Parametern für $(Zn, Mn)Se$ (siehe Abbildung 3.1) beschrieben werden. Die Linie durch die Zeeman-Aufspaltung entspricht der besten Brillouin Anpassung mit einer Mangankonzentration von $x_{Mn} = 0.044$ und einer Proben temperatur von $T_{Mn} = 2.8$ K. Die nominelle Mangankonzentration von 0.05 für diese Probe ist in guter Übereinstimmung mit dem hier experimentell bestimmten Wert. Dieses Ergebnis zeigt, dass sehr hoch n-dotierte $(Be, Zn, Mn)Se$ Proben dieselben magnetischen Eigenschaften (Bandkantenaufspaltung) zeigen wie undotierte Schichten. Dies ist ein sehr wertvolles Ergebnis, da die riesige Zeeman-Aufspaltung ein entscheidender Parameter für die spinpolarisierenden Eigenschaften semimagnetischer Halbleiter ist. Die in Tabelle 6.1 angegebene Mangankonzentration für die SLED1 entspricht der hier experimentell bestimmten Konzentration. Die Proben SLED2,4,5 und SLED6 stammen aus derselben Wachstumsserie mit derselben nominellen Mangankonzentration wie SLED1. An SLED7 und SLED9 konnte die Mangankonzentration nicht durch die Messung der Zeeman-Aufspaltung bestimmt werden, da die extrem hoch dotierten II-VI Schichten kein PL Signal zeigten.

Im Vergleich mit SLED1 zeigen die PL Spektren von SLED2 eine dramatische Veränderung (siehe Abbildung 6.18b). Das PL Maximum ist um 12 meV zu höheren Energien verschoben und die Linienbreite beträgt circa 40 meV. Zusätzlich erstreckt sich das Signal sehr asymmetrisch zu niedrigen Energien. Diese Signalform ist typisch für sehr hohe Elektronenkonzentrationen, wodurch die Elektron Loch Wechselwirkung so stark abgeschirmt wird, dass keine Bildung von Exzitonen mehr möglich ist [Bal95]. Das PL Signal von SLED2 ist daher dominiert von Elektron (Defekt) Band zu Loch Band Rekombinationen, die sich von der Fermi Kante bei hohen Energien bis in das Defektband auf der niederenergetischen Seite erstrecken. Das Signal hat ein Maximum im hochenergetischen Bereich und zeigt eine schwache Schulter im niederenergetischen Bereich. Der Abstand der beiden Linien beträgt circa 20 meV. Im externen Magnetfeld zeigen die PL Spektren der SLED2 keine zusätzlichen Resonanzen bis $B = 6.5$ T. In modulationsdotierten Quantentrögen werden ähnliche Signalformen beobachtet, wobei die Energiedifferenz zwischen dem Maximum und der niederenergetischen Schulter der Größe der Fermi Energie zugeordnet wird [Col97]. Demzufolge kann die Fermi Energie in der manganhaltigen Schicht von SLED2 mit 20 meV abgeschätzt werden³.

Die Verschiebung des PL Maximums von SLED2 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes ist in Abbildung 6.19a dargestellt. Die Energieverschiebung ist im Vergleich zu SLED1 deutlich geringer über den gesamten Magnetfeldbereich. Führt man eine Anpassung des magnetfeldabhängigen Signals wie bei SLED1 durch, so ergibt sich eine gute

³Der größte Anteil der Ladungsträger im Defektband ist an den Störstellen lokalisiert, so dass nur ein geringer Anteil der Elektronen, in der Nähe der Fermi Energie, zu der für die Spininjektion relevanten Polarisation beiträgt. So kann schon für eine Zeeman Aufspaltung die sehr viel geringer als die hier ermittelte Fermi Energie ist, die vollständige Polarisation der Elektronen erreicht werden.

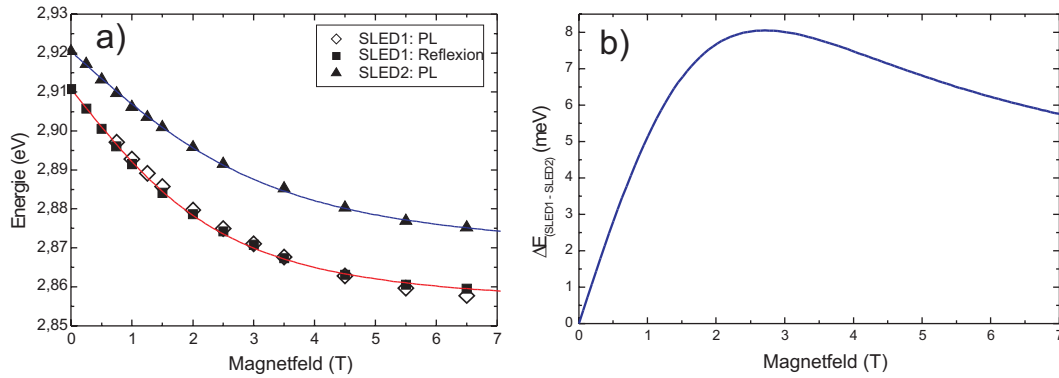


Abbildung 6.19: a) Zeeman-Aufspaltung der Spin-LEDs SLED1 und SLED2 aus Reflexion und PL bei $T = 1.6$ K. Die Linien repräsentieren Anpassungen mit der modifizierten Brillouin-Funktion. b) Energiedifferenz zwischen der Zeeman-Aufspaltung von SLED1 und SLED2.

Übereinstimmung mit den Messdaten bei einer Mangankonzentration von $x_{Mn} = 0.039$, während gleichzeitig eine Mangantemperatur von $T_{Mn} = 4.3$ K angenommen wird. Die Abweichung der Anpassungsparameter zwischen SLED1 und SLED2 kann nicht durch Variationen im MBE Wachstum bedingt sein, da die beiden Proben SLED1 und SLED2 nacheinander am selben Tag hergestellt wurden. Vor allem die zusätzlich notwendige Erhöhung der Mangantemperatur von 2.8 K bei SLED1 auf 4.3 K bei SLED2 um den Signalverlauf über das gesamte Magnetfeld richtig anzupassen ist nicht zu erklären, da bei beiden Proben dieselbe Anregungsleistung verwendet wurde und zusätzlich überprüft wurde, dass eine Überhitzung (siehe [Kel02]) des Mangansystems nicht vorliegt. In Abbildung 6.19b ist die Energiedifferenz zwischen den Zeeman-Aufspaltungen der Proben SLED1 und SLED2 dargestellt. Diese Differenz steigt mit steigendem Magnetfeld bis auf 8 meV bei 2.5 T an und verringert sich mit weiter steigendem Magnetfeld wieder geringfügig. Die Abweichung zwischen den Zeeman-Aufspaltungen der beiden Spin-LEDs mit nominell gleicher Mangankonzentration kann nur in der unterschiedlichen Art der Rekombination der beiden Proben begründet liegen. In der SLED1 findet aufgrund der hohen Dotierung die Bildung des Defektbandes schon statt, jedoch ist auch die Bildung von Exzitonen noch möglich. Exzitonische Rekombinationen finden jedoch aufgrund der Wellenvektorerhaltung bei optischen Übergängen bei $k = 0$ statt, so dass die exzitonische Linie nur schwach durch das Elektronengas im Leitungsband beeinflusst wird. Demzufolge wird in einem externen Magnetfeld, durch den Übergang des Exzitons bei $k = 0$, die Aufspaltung der Bandkanten gemessen und somit ist die Aufspaltung äquivalent zu der Bandkantaufspaltung in undotierten Proben. Bei weiterer Erhöhung der Dotierung von SLED1 zu SLED2 hin wird die Exzitonbildung durch die Elektronen abgeschirmt. Zusätzlich werden auch Rekombinationen bei $k \neq 0$ möglich, die Wellenvektorerhaltung wird aufgehoben ([Col97],

[Yu96]) und das PL Signal reicht von der Fermi Energie bis in das Defektband. Das Maximum des PL Signals aus SLED2 ist gegeben durch die Zustandsdichte im Leitungsband und der Dipolübergangswahrscheinlichkeit für $k \neq 0$. Qualitativ verschiebt das PL Maximum mit der Fermi Energie und eine Veränderung der Ladungsträgerkonzentration im Leitungsband führt zu einer energetischen Verschiebung des Maximums im PL Signal. Ein externes Magnetfeld führt zu einer Aufspaltung der Bandkanten nach der modifizierten Brillouin-Funktion. Diese Situation ist schematisch in Abbildung 6.17c für einen hoch dotierten Halbleiter, in dem sich ein Defektband ausgebildet hat, dargestellt. Die Zeeman-Aufspaltung (ΔE_{Zee}) hat eine Umverteilung der Elektronen von den Spin $+1/2$ in die Spin $-1/2$ Niveaus zur Folge. Dies führt zu einer Polarisation des Elektronensystems, zum anderen ändert sich die Ladungsträgerkonzentration in dem Spin $-1/2$ Band, so dass die Fermi Energie nicht linear mit der Zeeman-Aufspaltung zu niedrigeren Energien verschiebt. Relativ zu der Zeeman-Aufspaltung der Bandkanten verschiebt die Fermi Energie zu höheren Energien, bis der Reorganisationsprozess der Elektronen abgeschlossen oder nicht mehr relevant für die Fermi Energie ist⁴. Bei weiterer Vergrößerung des externen Magnetfeldes verschiebt die Fermi Energie des vollständig polarisierten Elektronengases linear mit der Bandkantenaufspaltung. Dies erklärt qualitativ die geringere Zeeman-Aufspaltung der SLED2 im Vergleich zu SLED1. Die in Abbildung 6.19b dargestellte Differenz der Zeeman-Aufspaltungen steigt linear mit dem Magnetfeld und wird maximal im Bereich von 2 T bis 3 T. Eine detaillierte Beschreibung dieses Effektes ist jedoch nur möglich durch ein theoretisches Modell, das die Bildung des Defektbandes und der daraus folgenden Störung der Zustandsdichte in hoch dotierten (*Be, Zn, Mn*)*Se* Schichten berücksichtigt. Demzufolge kann aus der hier durchgeführten qualitativen Betrachtung der Differenz der Zeeman-Aufspaltungen (siehe Abbildung 6.19b) kein funktionaler Zusammenhang mit der Polarisation der Elektronen im Leitungsband gegeben werden.

Das wichtige Ergebnis dieses Abschnittes ist, dass die magnetischen Eigenschaften der beiden unterschiedlich dotierten Spin-LEDs gleich sind. Dies kann unter anderem auch aus der elektrischen Spininjektion geschlossen werden, die für beide Proben äquivalent ist (siehe Abbildung 6.10). Das heißt, die magnetischen Eigenschaften von hoch dotierten (über die Mott Bedingung) (*Be, Zn, Mn*)*Se* Schichten sind gegenüber undotierten Schichten unverändert. Dies konnte durch die Untersuchung an der Spin-LED SLED1 nachgewiesen werden. Ist die Dotierung in der II-VI Schicht so hoch, dass keine Exzitonbildung mehr stattfinden kann so wird die optisch bestimmbare Zeeman-Aufspaltung sinken (SLED2), die Bandkantenaufspaltung bleibt jedoch unverändert gegenüber undotierten Schichten.

⁴Das Elektronensystem ist nahezu vollständig polarisiert.

6.4.2 Stromabhängigkeit der Polarisation in Spin-LEDs

In Abbildung 6.20 ist die zirkuläre Polarisation P_C der Spin-LED SLED1 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B für unterschiedliche Stromstärken von $I = 50 \mu\text{A}$ bis $I = 15 \text{ mA}$ dargestellt. Das eingefügte Bild zeigt die relative Änderung des Polarisationsgrades bezogen auf $I = 50 \mu\text{A}$ für verschiedene Magnetfelder B . Die Polarisation zeigt eine vom externen Magnetfeld abhängige Reduktion für steigende Stromstärken. Vor allem für kleine Magnetfelder $B \leq 2.5 \text{ T}$ wird eine extrem starke Reduktion der Spinpolarisation auf bis zu 42% der Polarisation bei $I = 50 \mu\text{A}$ festgestellt. Im Gegensatz dazu sinkt die Polarisation bei $B = 4.5 \text{ T}$ nur geringfügig und erreicht bei $I = 15 \text{ mA}$ noch knapp 85% der Polarisation bei $I = 50 \mu\text{A}$. Verschiedene Möglichkeiten können für dieses stromabhängige Verhalten diskutiert werden:

- *Erwärmung der LED:* Um die Spin-LED mit einer Stromstärke von 15 mA zu betreiben ist eine externe Spannung von 2.13 V notwendig. Die gesamte an der LED abfallende elektrische Leistung beträgt demnach 32 mW, eine Leistung bei der bereits eine Erwärmung der Probe gegenüber der Heliumbadtemperatur möglich ist. Eine Erwärmung der Probe hat eine geringere Zeeman-Aufspaltung in der manganhaltigen Schicht und eine höhere Elektronentemperatur zur Folge. Qualitativ führt dies zu einer Verringerung der Polarisation.
- *Erwärmung des Elektronensystems:* Aufgrund der Spannungserhöhung wird die Energie der Elektronen sowohl in der manganhaltigen Schicht als auch in der Detektionsschicht der LED vergrößert. Dies hat eine Verringerung der in der manganhaltigen Schicht generierten Polarisation zur Folge und ebenfalls eine größere

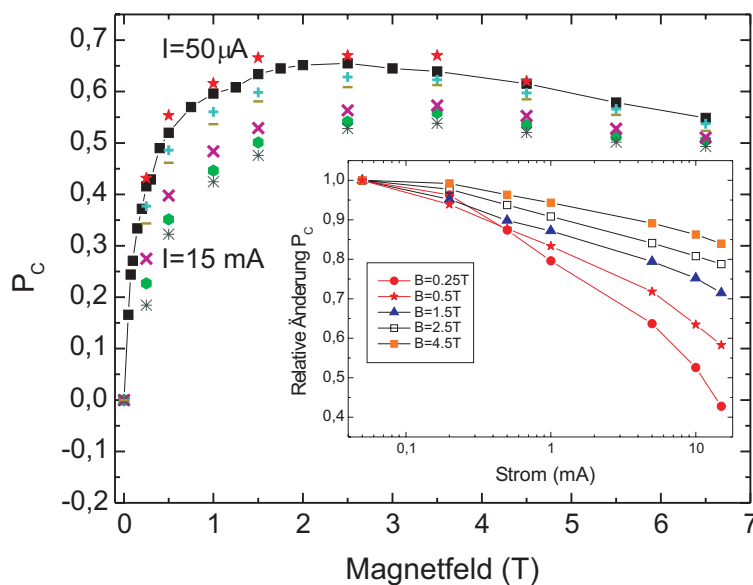


Abbildung 6.20: Zirkularer Polarisationsgrad der Spin-LED SLED1 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für unterschiedliche Stromstärken von $I = 50 \mu\text{A}$ bis $I = 15 \text{ mA}$ bei einer Proben­temperatur von 1.6 K. Das eingefügte Bild zeigt die relative Änderung der Polarisation in Abhängigkeit von I für verschiedene Magnetfelder B .

Depolarisation im Detektor.

- *Erwärmung des Mangansystems:* Es ist möglich, dass eine Energiezufuhr zu dem Mangansystem durch die Elektronen zu einer isolierten Überhöhung der Temperatur des Mangansystems führt ([Kön00], [Kel02]). Insbesondere tritt dieser Effekt schon bei Energien auf, für die noch keine Erwärmung der Probe stattfindet. Ebenso wie unter dem ersten und dem zweiten Punkt führt eine Überhöhung der Mangantemperatur zu einer Reduktion der Polarisation.
- *Nichtlinearität der Spininjektion:* Spannungsabhängige Untersuchungen des Magnetwiderstandes an Transportstrukturen zeigen eine komplette Unterdrückung der elektrischen Spininjektion für steigende Spannungen bzw. Ströme [Sch02]. Da jedoch die Mindeststromdichte für die Experimente an den Spin-LEDs die Stromdichte in den Transportexperimenten um mehrere Größenordnungen übersteigt, ist eine direkte Übertragung der Ergebnisse der Transportexperimente auf die Spin-LED nicht möglich. Eine weitere Diskussion dieses Effekts erfolgt in Kapitel 6.5.

Die riesige Zeeman-Aufspaltung in den semimagnetischen Schichten der Spin-LEDs zeigt eine ausgeprägte Temperaturabhängigkeit (siehe Kapitel 3.2). Durch die Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung in der manganhaltigen Schicht bei gleichzeitigem Stromfluss durch die LED ist es möglich festzustellen, ob temperaturabhängige Effekte eine dominierende Rolle für die Stromabhängigkeit der Polarisation spielen.

6.4.3 Stromabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung in Spin-LEDs

Die Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung der manganhaltigen Schicht erfolgte analog zu der Darstellung in Kapitel 6.4.1 durch PL an einer strukturierten und kontaktierten LED mit einer Mesagröße von $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ und einer Kontaktgröße von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ (siehe Kapitel 5.3). Somit wird das PL Signal von einer solchen LED hauptsächlich aus den Bereichen außerhalb der Kontaktfläche stammen. An diesen LEDs konnte jedoch durch PL im externen Magnetfeld keine Veränderung der Zeeman-Aufspaltung durch einen Stromfluss von bis zu 20 mA durch die LED festgestellt werden und demzufolge keine Temperaturerhöhung des Mangansystems. Erst durch die Verwendung eines $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ großen semitransparenten Titankontakts auf der LED (siehe Kapitel 5.3) war es möglich den Einfluss des Stroms auf die Zeeman-Aufspaltung experimentell nachzuweisen. Die SLED1 mit einem $500\ \mu\text{m}$ großen Kontakt wird im Folgenden mit SLED1 ($500\ \mu\text{m}$) bezeichnet. In Abbildung 6.21a und b sind die Photolumineszenzspektren der SLED1 ($500\ \mu\text{m}$) bei unterschiedlichen Magnetfeldern und für die Ströme $I = 0\ \text{mA}$ und

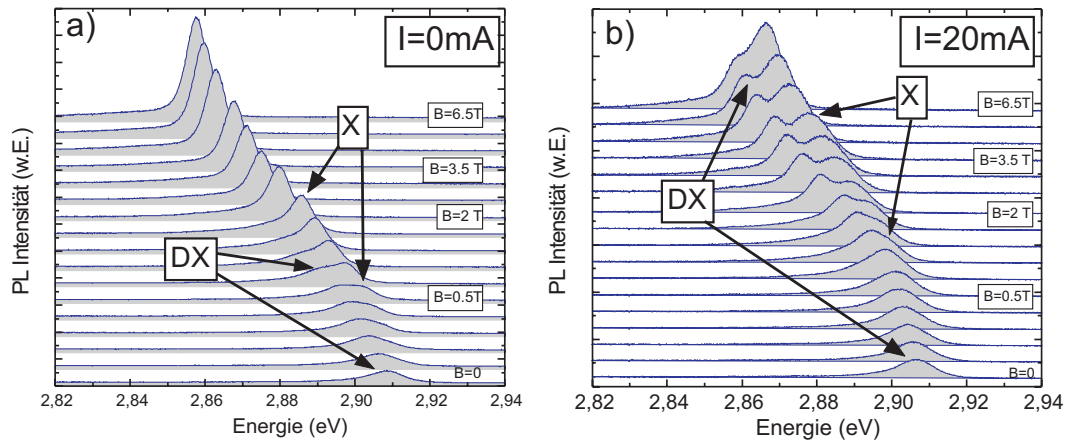


Abbildung 6.21: Photolumineszenzspektren der Spin-LED SLED1 ($500 \mu\text{m}$) bei verschiedenen Magnetfeldern B für einen Stromfluss von a) $I = 0 \text{ mA}$ und b) $I = 20 \text{ mA}$ durch die manganhaltige Schicht der LED.

$I = 20 \text{ mA}$ dargestellt. Die Messung in Abbildung 6.21a ist äquivalent zu der in Abbildung 6.18a. Gegenüber der Messung bei $I = 0 \text{ mA}$ zeigt das PL Signal bei $I = 20 \text{ mA}$ einige Veränderungen. Für $B = 0 \text{ T}$ verschiebt das Maximum der PL um ca. 2 meV zu niedrigeren Energien. Dies kann sowohl durch die temperaturabhängige Veränderung der Bandlücke als auch durch die Veränderung des elektronischen Systems hervorgerufen werden. Im externen Magnetfeld wird, wie in dem Fall bei $I = 0$, das defektgebundene Exziton unterdrückt und das freie Exziton gewinnt an Intensität. Dieser Prozess benötigt jedoch bei $I = 20 \text{ mA}$ viel höhere Magnetfeldstärken als in dem Fall ohne Strom. Selbst bei $B = 6.5 \text{ T}$ ist das defektgebundene Exziton noch nicht vollständig unterdrückt. Zusätzlich ist die Zeeman-Aufspaltung des freien Exzitons für den Fall von $I = 20 \text{ mA}$ bei jedem Magnetfeld geringer als für den Fall mit $I = 0$. So beträgt der Unterschied in der Zeeman-Aufspaltung bei $B = 6.5 \text{ T}$ knapp 11 meV . Die geringere Zeeman-Aufspaltung bei Stromfluss durch die LED kann entweder durch eine Erhöhung der Temperatur des Mangansystems oder durch die Erhöhung der Temperatur der gesamten Probe erklärt werden. Da dieser Effekt jedoch nur an der SLED1 ($500 \mu\text{m}$) und nicht an der Standard SLED1 gefunden wurde, ist davon auszugehen, dass der hier gefundene Erwärmungseffekt durch die isolierte Überhöhung der Mangantemperatur zustande kommt.

Abbildung 6.22 fasst die Bestimmung der Zeeman-Aufspaltung an der Spin-LED SLED1 ($500 \mu\text{m}$) für verschiedene Stromstärken zusammen. Diese LED benötigt für ausreichende Lichtemission einen Mindeststrom von 5 mA . Schon bei einem Strom von 5 mA ist eine Verringerung der Zeeman-Aufspaltung vorhanden, die mit steigendem Strom deutlich zunimmt. Die Linien in Abbildung 6.22 stellen Anpassungen mit der modifizierten

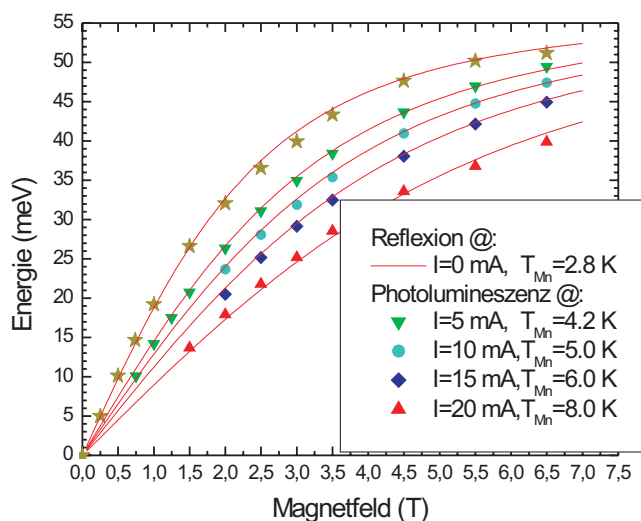


Abbildung 6.22: Zeeman-Aufspaltung des PL (Reflexion) Signals der Spin-LED SLED1 (500 μm) für verschiedene Ströme bei einer Heliumbadtemperatur von 1.6 K. Die Linien sind Anpassungen mit der modifizierten Brillouin-Funktion und der Temperatur des Mangansystems T_{Mn} als Parameter.

Brillouin-Funktion dar. Die Mangankonzentration war hierbei konstant bei $x_{Mn} = 4.4\%$ und die Mangantemperatur T_{Mn} der Anpassungsparameter. Es kann eine gute Übereinstimmung der Daten mit den in Abbildung 6.22 angegebenen Mangantemperaturen erzielt werden. Da die Zeeman-Aufspaltung in der manganhaltigen Schicht die dominierende Eigenschaft für die Erzeugung von spinpolarisierten Ladungsträgern ist, kann aufgrund der Stromabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung auch eine Stromabhängigkeit der Polarisierung der elektrisch injizierten Ladungsträger erwartet werden. Nach König [Kön00] ist die Überhöhung der Temperatur des Mangansystems gekoppelt mit der Temperatur des Elektronensystems, das zumindest die Temperatur des Mangansystems oder höher annehmen muss. Eine konkrete Aussage über die Höhe der Elektronentemperatur ist jedoch nicht möglich. Da neben der Zeeman-Aufspaltung auch die Temperatur der Ladungsträger entscheidend die in der semimagnetischen Schicht generierte Polarisierung bestimmt, sind die dominierenden Effekte für die Stromabhängigkeit der Spinpolarisation die Überhöhung der Temperatur des Mangansystems und die Erwärmung des Elektronensystems.

In Abbildung 6.23 ist der zirkulare Polarisationsgrad in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes B gemessen an der Spin-LED SLED1 (500 μm) dargestellt. Ebenso wie bei der Messung an der SLED1 zeigt sich die Stromabhängigkeit der elektrischen Spininjektion durch eine vom externen Magnetfeld abhängige Reduktion der Polarisierung für höhere Stromdichten. Der Gesamteffekt ist für die SLED1 bei einer Stromstärke von 15 mA (siehe Abbildung 6.20) größer als für die SLED1 (500 μm) bei einer Stromstärke von 20 mA. Dies liegt an der circa 25 fachen größeren Stromdichte in der SLED1, verglichen mit der SLED1 (500 μm).

Da selbst bei dem Mindeststrom für den Betrieb der SLED1 (500 μm) schon eine geringe Erwärmung des Mangansystems vorliegt, ist demzufolge auch das Elektronensystem über die Heliumbadtemperatur von 1.6 K erwärmt. Da die in der semimagnetischen

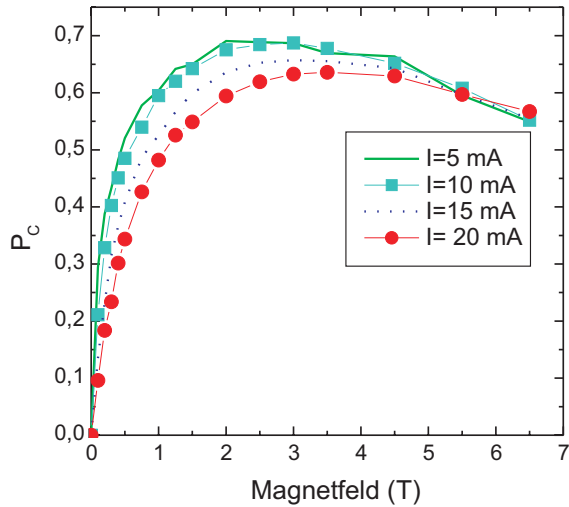


Abbildung 6.23: Zirkularer Polarisationsgrad der Spin-LED SLED1 (500 μm) in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für unterschiedliche Stromstärken bei einer Proben­temperatur von 1.6 K. Die Ver­ringerung der Polarisation mit steigender Stromstärke ist abhängig vom externen Magnetfeld.

Schicht generierte Polarisation eine Funktion der Zeeman-Aufspaltung und der Elektro­nentemperatur ist, kann eine weitere Reduktion der Stromdichte eine Vergrößerung der Spinpolarisation in der Spin-LED zur Folge haben. Im Rahmen dieser Arbeit konnten jedoch keine LEDs mit geringeren Mindestströmen untersucht werden.

6.5 Spintransfer über die $ZnSe/GaAs$ Grenzfläche

6.5.1 Drifteffekt

Wie schon in Kapitel 1 und in der Einleitung zu Kapitel 6 erläutert, wurde lange Zeit versucht die elektrische Spininjektion durch ferromagnetische Metalle nachzuweisen. Erst durch die Arbeit von G. Schmidt [Sch00] konnte gezeigt werden, dass aufgrund des extrem hohen Unterschieds in den Leitfähigkeiten von Metallen und Halbleitern, kein effizienter Transfer von spinpolarisierten Ladungsträgern in einen nicht magnetischen Halbleiter möglich ist. Die Aussagen von Schmidt basieren auf der Diffusionsgleichung für Metalle

$$\nabla^2(\mu_{+1/2} - \mu_{-1/2}) - \frac{\mu_{+1/2} - \mu_{-1/2}}{L^2} = 0, \quad (6.8)$$

die auch die Diffusion in Halbleitern beschreibt [vS87]. Hierbei ist $\mu_{\pm 1/2}$ das elektrochemische Potential für die jeweilige Spinkomponente und L ist die Spindiffusionslänge. Prinzipiell sollte der Unterschied in den Leitfähigkeiten der hier untersuchten Spin-LEDs irrelevant für die Effizienz der elektrischen Spininjektion sein, da die Leitfähigkeiten der hoch dotierten semimagnetischen Schicht und der leicht dotierten nicht magnetischen Schicht vergleichbar sind. Yu und Flatté jedoch bringen in ihrem Artikel zum Ausdruck [Yu02], dass die in dieser Arbeit gefundene, extrem hohe Effizienz der elektrischen Spininjektion (siehe Abb. 6.10) im Rahmen von Gleichung 6.8 überhaupt nicht zu erklären

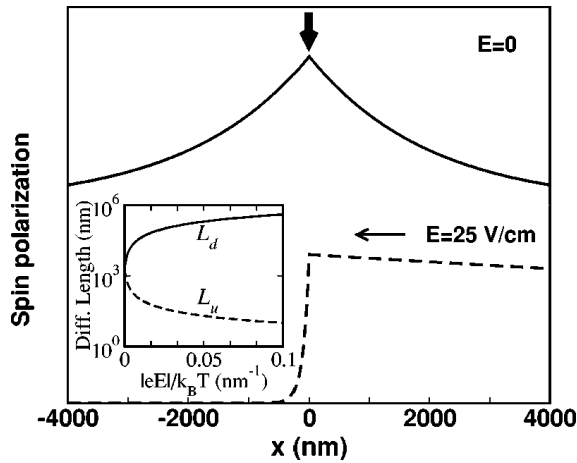


Abbildung 6.24: Darstellung der Spinpolarisation in Abhängigkeit vom Ort x (aus [Yu02]). Bei $x=0$ wurde eine Spinpolarisation erzeugt, die entweder nach der Diffusionsgleichung (durchgezogene Linie), oder nach der Drift-Diffusionsgleichung (gestrichelte Linie) abfällt. Das eingeschobene Bild zeigt die Veränderung der Spindiffusionslängen L_d und L_u in Abhängigkeit von dem elektrischen Feld E .

ist. Durch das Einbeziehen des elektrischen Feldes \mathbf{E} in die Diffusionsgleichung gelangen Yu und Flatté zu der Drift-Diffusionsgleichung für die Spinpolarisation

$$\nabla^2(n_{+1/2} - n_{-1/2}) + \frac{e \cdot \mathbf{E}}{k_B T} \cdot \nabla(n_{+1/2} - n_{-1/2}) - \frac{n_{+1/2} - n_{-1/2}}{[L^S]^2} = 0. \quad (6.9)$$

Mit der Dichte der Elektronen $n_{\pm 1/2}$ und der intrinsischen Spindiffusionslänge L^S .

In Abbildung 6.24 werden die Ergebnisse für die Spindiffusion in einem nicht magnetischen Halbleiter, abhängig von dem elektrischen Feld diskutiert (aus [Yu02]). Dargestellt ist die Diffusion einer bei $x=0$ erzeugten Spinpolarisation für den Fall ohne elektrisches Feld (durchgezogene Linie) und für den Fall mit einem elektrischen Feld (gestrichelte Linie). Es ist aus der Abbildung direkt ersichtlich, dass durch ein relativ geringes elektrisches Feld von $25 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ die Spindiffusionslänge in Richtung der Elektronenbewegung (L_d) um mehrere Größenordnungen steigt, während die Spindiffusionslänge in der entgegengesetzten Richtung (L_u) um mehrere Größenordnungen fällt. Das eingeschobene Bild zeigt die Entwicklung von L_d und L_u in Abhängigkeit von dem elektrischen Feld.

Für die in dieser Arbeit verwendete leicht n-dotierte (*Al, Ga*)*As* Schicht, zwischen dem semimagnetischen Halbleiter und dem undotierten *GaAs* Quantentrog, kann das elektrische Feld, für Ströme im Bereich von einigen hundert Mikroampere bis zu 20 mA, Werte von einigen $\text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ bis zu $100 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ erreichen. Nach Yu und Flatté befindet sich die Spin-LED in einem Hochfeld Regime. Dies hat zur Folge, dass der Übertrag der Spinpolarisation von der II-VI/III-V Grenzfläche in das III-V Material linear wird [Sch03]. Unter diesen Umständen ist es möglich die extrem hohe und robuste elektrische Spininjektion, aus semimagnetischen Halbleitern in nicht magnetische Halbleiter, im Rahmen von Gleichung 6.9 zu verstehen.

6.5.2 Bandverbiegung

Während die elektrische Spininjektion in LEDs bei sehr hohen elektrischen Feldern und Strömen sehr effizient ist, ist der riesige Magnetowiderstandseffekt (LMR⁵), der in $(Be, Zn, Mn)Se/(Be, Zn)Se$ Hybridstrukturen entdeckt wurde [Sch01b], sehr anfällig gegenüber geringfügigen Veränderungen von äußeren Parametern wie der Temperatur oder der angelegten elektrischen Spannung. So ist der LMR Effekt typischerweise für Stromdichten wie sie nötig sind um eine Spin-LED zu betreiben völlig unterdrückt [Sch02]. Da jedoch die Spin-LED und die Transport-Hybridstrukturen sehr ähnlich sind, ist dieses Verhalten nicht direkt zu verstehen, da auch der LMR Effekt durch die elektrische Spininjektion verursacht wird.

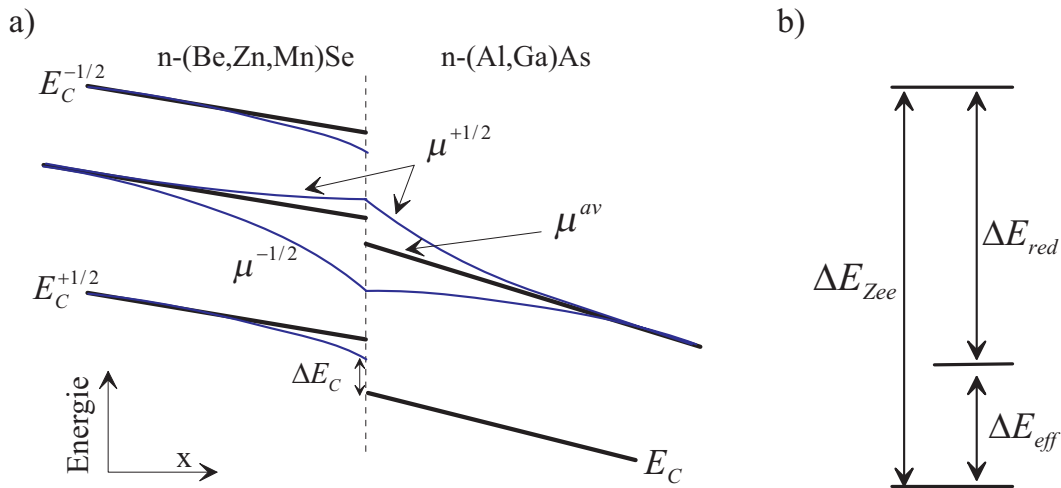


Abbildung 6.25: a) Bandverbiegung an der II-VI/III-V Grenzfläche im Falle des Transports von spinpolarisierten Ladungsträgern (nach [Sch02]). E_C bezeichnet die Leitungsbandkanten und ΔE_C den Leitungsbandoffset. Die spinabhängigen chemischen Potentiale sind mit $\mu^{\pm 1/2}$ und das mittlere chemische Potential mit μ^{av} bezeichnet. b) Schematische Darstellung der durch die Bandverbiegung resultierenden effektiven Zeeman-Aufspaltung ΔE_{eff} . Die ursprüngliche Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Zee} wird an der Grenzfläche um den Anteil ΔE_{red} reduziert.

Der LMR Effekt und dessen Unterdrückung kann durch die Bandverbiegung an der Grenzfläche von magnetischem zu nicht magnetischem (NMS) Halbleiter erklärt werden. In Abbildung 6.25a sind die um die Zeeman-Aufspaltung aufgespalteten Leitungsbandkanten $E_C^{\pm 1/2}$ und die Leitungsbandkante E_C im NMS, die um den Leitungsbandoffset ΔE_C verschoben ist, dargestellt. Das mittlere chemische Potential ist mit μ^{av} bezeichnet und die spinabhängigen chemischen Potentiale mit $\mu^{\pm 1/2}$. In dem hier diskutierten Fall befindet sich das chemische Potential im DMS weit unterhalb von $E_C^{-1/2}$, d.h. das Elektronensystem im Bulk DMS ist vollständig polarisiert. Unter der Bedingung, dass im NMS

⁵engl. large magneto resistance

ein spinpolarisierter Strom fließt, müssen im NMS die chemischen Potentiale für die beiden Spinrichtungen unterschiedlich sein, d.h. sie müssen aufspalten⁶. Da das chemische Potential im Halbleiter kontinuierlich ist, müssen in einem solchen Fall auch im semi-magnetischen Halbleiter die chemischen Potentiale an der Grenzfläche aufspalten. Dieser Effekt hat jedoch einen Sprung zwischen den mittleren chemischen Potentialen von DMS und NMS zur Folge. Dieser Sprung ist der Ursprung des LMR Effekts (siehe [Sch01b]). Zusätzlich zu dem Aufspalten der chemischen Potentiale stellt sich eine Verbiegung der Leitungsbandkanten ($E_C^{\pm 1/2}$) an der Grenzfläche zum nicht magnetischen Halbleiter ein. Diese Bandverbiegung wird durch den zusätzlichen Widerstand an der Grenzfläche, bedingt durch den spinpolarisierten Transport, hervorgerufen. Die entscheidende Auswirkung der Bandverbiegung auf die Polarisierung kommt durch die Annäherung des chemischen Potentials $\mu^{+1/2}$ an das obere Zeeman-Niveau $E_C^{-1/2}$ an der Grenzfläche im DMS zustande. Durch diesen Effekt wird die Zeeman-Aufspaltung an der Grenzfläche stark reduziert und demzufolge auch die Spinpolarisierung an der Grenzfläche. In Abbildung 6.25b sind die relevanten Zeeman-Aufspaltungen schematisch dargestellt. Die ursprüngliche Zeeman-Aufspaltung ΔE_{Zee} wird durch die Bandverbiegung um ΔE_{red} reduziert. Dies hat zur Folge, dass die Polarisierung durch die effektive Zeeman-Aufspaltung ΔE_{eff} bestimmt wird. Mit Hilfe der Bandverbiegung an der Grenzfläche ist es möglich, den in den Hybridstrukturen gefundenen LMR Effekt und dessen Unterdrückung für höhere Spannungen zu modellieren [Sch02].

Es wird erwartet, dass die Bandverbiegung an der Grenzfläche auch in den Spin-LEDs Auswirkungen auf die injizierte Spinpolarisierung hat. Der starke spannungsabhängige Effekt kann jedoch bei den LEDs nicht beobachtet werden, da diese in einem anderen Drift Regime arbeiten als die Hybrid Strukturen (siehe Kapitel 6.5.1). Es wird jedoch erwartet, dass die Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spininjektion in Spin-LEDs durch den Effekt der Bandverbiegung nachweislich beeinflusst wird.

6.5.3 Temperaturabhängigkeit der elektrischen Spininjektion

In Abbildung 6.26a ist der Polarisationsgrad der Spin-LED SLED2 in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes für verschiedene Temperaturen des Heliumbads dargestellt. Die SLED2 wurde für die Temperaturen von 1.6 K bis 30 K mit einem Strom von 500 μA betrieben und für die Messung bei 48 K mit 800 μA , da mit steigender Temperatur die EL Intensität geringer wurde. Für steigende Temperaturen wird die zirkuläre Polarisierung deutlich geringer und die funktionale Magnetfeldabhängigkeit verändert sich drastisch bis hin zu einer linearen Abhängigkeit bei $T=48$ K. Auffällig ist, dass die typische sinkende Polarisierung bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen für hohe Tem-

⁶Dieses Verhalten ist komplementär zum DMS, in dem die Bandkanten aufspalten und beide Spin-komponenten dasselbe chemische Potential besitzen.

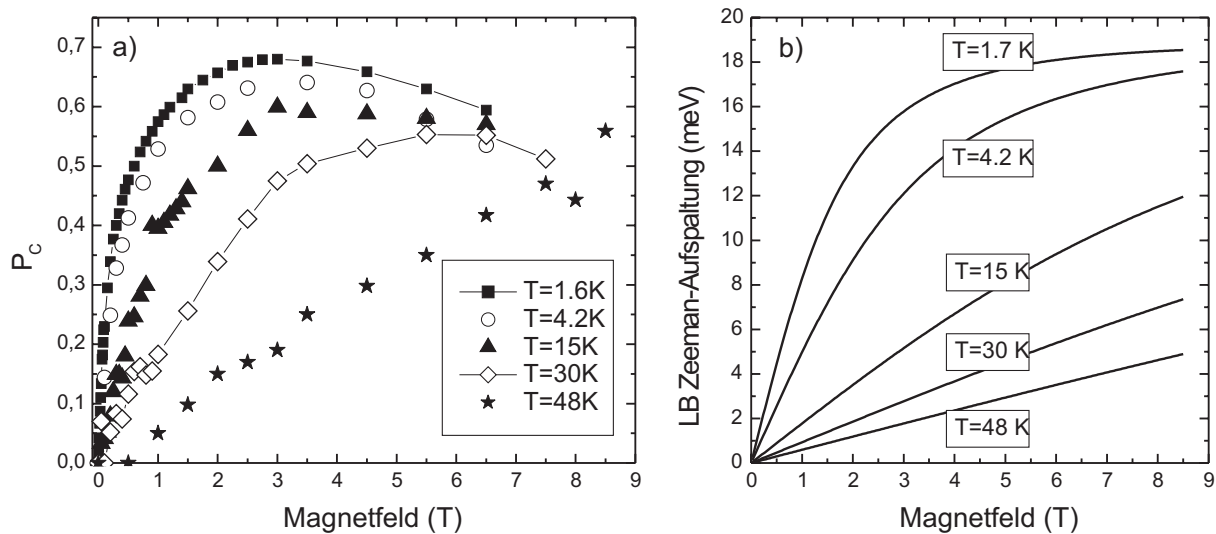


Abbildung 6.26: a) Polarisationsgrad P_C in Abhängigkeit von dem externen Magnetfeld (SLED2), für verschiedene Heliumbadtemperaturen von 1.6 K bis 48 K. b) Berechnung der Zeeman-Aufspaltung des Leitungsbandes der manganhaltigen Schicht von SLED2 für verschiedene Temperaturen.

peraturen unterdrückt wird. Bei einem Magnetfeld von etwa 6 T bis 8 T kreuzen sich die Polarisierungen von tiefen (1.6 K) und hohen (48 K) Temperaturen. Dies liegt an der Unterdrückung der Thermalisierung der polarisierten Elektronen durch die intrinsische Zeeman-Aufspaltung im *GaAs* bei hohen Temperaturen.

Da durch die Photolumineszenzmessungen an den II-VI Schichten der Spin-LEDs die Mangankonzentration sehr genau bestimmt werden konnte, ist es möglich die Leitungsbandaufspaltung im semimagnetischen Halbleiter der Spin-LED zu berechnen. In Abbildung 6.26b ist die Leitungsbandaufspaltung für verschiedene Temperaturen, berechnet mit der modifizierten Brillouin-Funktion, dargestellt. Um den Einfluss der Temperaturerhöhung der Ladungsträger auf die Polarisation getrennt von der temperaturabhängigen Zeeman-Aufspaltung analysieren zu können ist es notwendig die Polarisation in Abhängigkeit von der Zeeman-Aufspaltung im DMS darzustellen. Dies ist möglich, indem man einem Polarisationsgrad (aus Abbildung 6.26a) bei einer bestimmten Temperatur und einem bestimmten Magnetfeld die entsprechende Zeeman-Aufspaltung nach Abbildung 6.26b zuordnet. Das Ergebnis dieser Umskalierung ist in Abbildung 6.27a für Leitungsbandaufspaltungen bis 6 meV dargestellt. Man beachte, dass für diese Darstellung bei $T=48$ K Messpunkte bis $B=8.5$ T nötig waren, um eine Aufspaltung von 5 meV zu erreichen, während bei $T=1.6$ K nur Daten bis 0.5 T verwendet wurden. Die weiter oben beschriebenen intrinsischen Effekte bei tiefen Temperaturen und hohen Magnetfeldern auf den Polarisationsgrad sind also in dieser Darstellung irrelevant. Die senkrechten Linien in

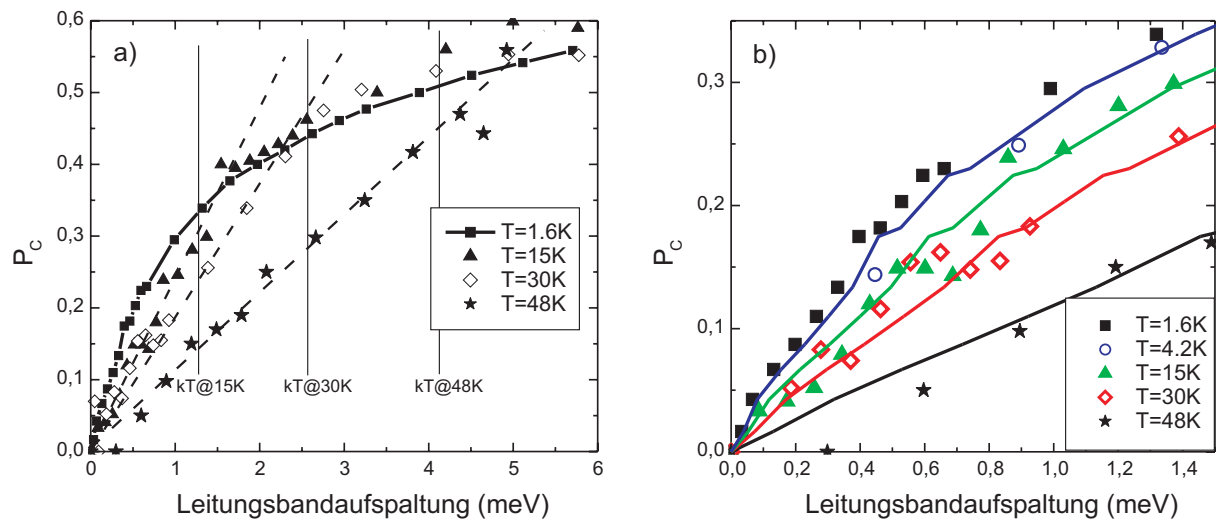


Abbildung 6.27: Darstellung des zirkularen Polarisationsgrades P_C von SLED2 in Abhängigkeit von der Zeeman-Aufspaltung im Leitungsband der manganhaltigen Schicht für verschiedene Temperaturen. a) Die gestrichelten Linien dienen zur Führung des Auges. Die senkrechten Linien markieren die thermische Energie bei den entsprechenden Temperaturen. b) Die durchgezogenen Linien repräsentieren Anpassungen für $T=4.2\text{ K}$, 15 K , 30 K und $T=48\text{ K}$.

Abbildung 6.27a markieren die thermische Energie für die angegebenen Temperaturen und die gestrichelten Linien sind zur Führung des Auges eingezeichnet. In dieser Darstellung wird deutlich, dass bei gleicher Zeeman-Aufspaltung aber unterschiedlicher thermischer Energie sich die Polarisationsgrade unterscheiden, solange die thermische Energie größer als die Zeeman-Aufspaltung ist. So liegen z.B. ab einer Zeeman-Aufspaltung von etwa 2.5 meV alle Messdaten mit $T \leq 30\text{ K}$ auf einer Linie. Dies ist das typische temperaturabhängige Verhalten der Polarisation in einem zwei Niveau System und kann auf das sich an der II-VI/III-V Grenzfläche ausbildende zwei Niveau System zurückgeführt werden (siehe Kapitel 6.5.2). Im Detail kann durch eine einfache Skalierung der Messdaten bei 1.6 K gezeigt werden, dass die Polarisation bei Temperaturerhöhung der Ladungsträger mit dem Boltzmann-Faktor skaliert. In Abbildung 6.27b ist der temperaturabhängige Polarisationsgrad für Leitungsbandaufspaltungen bis 1.5 meV dargestellt. Bewegt man sich auf horizontalen Linien (also bei konstantem Polarisationsgrad) von niedrigen zu hohen Temperaturen, so ist offensichtlich, dass eine zusätzliche Zeeman-Aufspaltung nötig ist, um die erhöhte Temperatur auszugleichen. Durch eine Skalierung der Energieachse der 1.6 K Daten um den Boltzmann-Faktor gelangt man zu den durchgezogenen Linien in Abbildung 6.27b. Die Linien entsprechen der Skalierung der 1.6 K Daten für 4.2 K , 15 K , 30 K und 48 K , die mit der Funktion

$$E(T) = E(1.6\text{ K}) + [k_B \Delta T] \cdot \operatorname{arctanh}(P_C) \quad (6.10)$$

auf die entsprechenden Temperaturen skaliert wurden. Die zusätzliche Energie berechnet sich aus der Polarisation eines Zweiniveausystems. Es kann zumindest eine gute qualitative Übereinstimmung mit den Messdaten bei höheren Temperaturen erzielt werden, wodurch qualitativ das Modell der Bandverbiegung und der reduzierten Zeeman-Aufspaltung an der Grenzfläche bestätigt wird. Für eine quantitative Betrachtung ist es jedoch zwingend notwendig, das Modell von Yu und Flatté und das Modell von Schmidt so weiter zu entwickeln, dass quantitative Aussagen möglich werden.

6.6 Zusammenfassung: Elektrische Spininjektion in *GaAs* LEDs

In diesem Kapitel konnte die elektrische Spininjektion aus hoch dotierten semimagnetischen II-VI Halbleitern in III-V LEDs nachgewiesen werden. Aufgrund der gefundenen extrem hohen zirkularen Polarisation in den Spin-LEDs, im Vergleich zu den nicht magnetischen LEDs und den Photolumineszenzmessungen konnten Seiteneffekte ausgeschlossen werden. Zusätzlich wurden Spin-LEDs mit verschiedenen Materialparametern sowohl im II-VI als auch im III-V Teil der LED untersucht und es wurde ein konsistentes Verhalten dieser Proben gefunden, so dass insgesamt die elektrische Spininjektion zweifelsfrei nachgewiesen wurde.

Durch gezielte Photolumineszenzuntersuchungen an der LED konnte die Spinrelaxationszeit in dem *GaAs* Detektor bestimmt und so die Spinrelaxation aus dem Polarisationssignal entfernt werden. Es zeigt sich, dass bei Magnetfeldern im Bereich von 3 T die injizierten Elektronen nahezu vollständig polarisiert sind.

Sehr hoch dotierte semimagnetische II-VI Schichten wurden in diesem Kapitel erstmals durch Photolumineszenz charakterisiert. Die für die elektrische Spininjektion relevante Zeeman-Aufspaltung ist in hoch dotierten Schichten gegenüber undotierten Schichten nicht verändert. Es konnte jedoch festgestellt werden, dass ein Stromfluss durch die II-VI Schicht zu einer Reduzierung der Zeeman-Aufspaltung führt und mit einer Reduzierung der injizierten Polarisation einhergeht.

Der von Yu und Flatté prognostizierte Hochfeld Effekt in der Spin-LED und die von Schmidt gefundene Bandverbiegung bei spinpolarisiertem Transport über eine DMS/NMS Grenzfläche wurden durch temperaturabhängige Messungen an den Spin-LEDs untersucht. Zumindest qualitativ können die veröffentlichten Vorhersagen mit den Spin-LEDs bestätigt werden.

Kapitel 7

Detektion der elektrischen Spininjektion durch Seitenemission

Neben der Oberflächenemission einer Spin-LED wurde auch die Seitenemission für den Nachweis der elektrischen Spininjektion verwendet [Ohn99]. In diesem Kapitel wird dargestellt, inwieweit die in dieser Arbeit verwendeten GaAs/(Al, Ga)As LEDs für die Detektion der elektrischen Spininjektion in Seitenemission geeignet sind.

7.1 Spininjektion mit ferromagnetischen Materialien

Durch die Analyse der zirkularen Polarisation einer Spin-LED in Faraday Konfiguration ist es möglich die elektrische Spininjektion direkt nachzuweisen (siehe Kapitel 6.2.2 und [Fie99], [Jon00], [Gru01]). Diese Methode ist jedoch nicht für jedes Material in der spinpolarisierenden Schicht einer Spin-LED anwendbar. Verwendet man ferromagnetische Halbleiter wie z.B. (Ga, Mn)As oder Metalle als Deckschicht einer Spin-LED, so kann die Polarisation des emittierten Lichts durch diese optisch aktiven Materialien verfälscht werden. Bei diesem so genannten magnetischen zirkularen Dichroismus (MCD¹) wird Licht in einem optisch aktiven Material je nach Polarisation unterschiedlich stark absorbiert, bzw. wieder reemittiert [Bes99]. Die ursprüngliche Polarisation des Lichts bleibt bei einem solchen Prozess nicht erhalten. Aus diesem Grund ist die Verwendung von vielen interessanten Materialien zur elektrischen Spininjektion zusammen mit GaAs LED Detektoren in Oberflächenemission kompliziert, da der MCD berücksichtigt werden muss. In solchen Fällen müssen zusätzliche Referenzmessungen und evtl. Berechnungen durchgeführt werden, um die elektrische Spininjektion zu referenzieren. So war z.B. in den Arbeiten von Zhu [Zhu01] und Hanbicki [Han02] zur elektrischen Spininjektion mit Eisen in GaAs LEDs ein erheblicher Referenzaufwand nötig, da die gemessenen Effekte selbst in der Größenord-

¹engl. magnetic circular dichroism

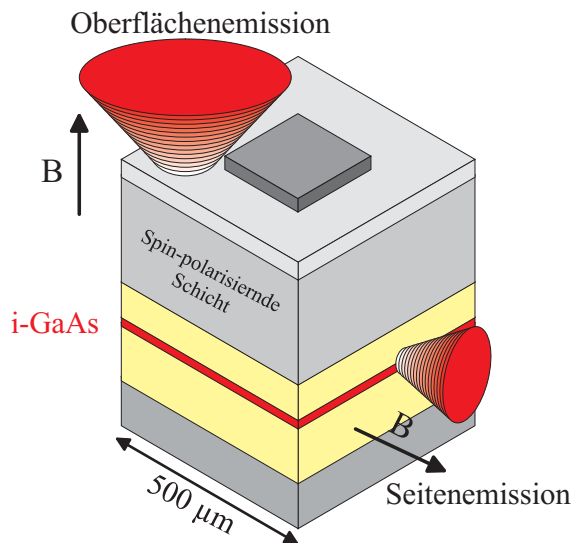


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung einer Spin-LED mit einer Mesagröße von $500 \mu\text{m}$. Für die Messung in Oberflächen- oder Seitenemission wird das äußere Magnetfeld jeweils in Beobachtungsrichtung angelegt.

nung des MCD liegen. Der MCD kann unter Umständen durch die Substratmission einer LED umgangen oder zumindest vermindert werden, wie von Young [You02] gezeigt wurde. Allerdings handelt es sich bei den LEDs aus [You02] um $(\text{Ga}, \text{In})\text{As}/\text{GaAs}$ Quantentröge auf GaAs Substrat, wodurch die niederenergetische Quantentrogemission das höherenergetische Substrat unbeeinflusst passieren kann. Für die in dieser Arbeit verwendeten LEDs besteht diese Möglichkeit nicht, da die Bandlücke des Substrats niedriger als die Energie der Quantentrogemission ist und es somit zur Absorption der Elektrolumineszenz im Substrat kommt. Das Entfernen des Substrats ist bei den hier verwendeten LEDs ebenfalls nicht möglich, da das Substrat als p-Kontakt dient.

Zusätzlich muss bei der Verwendung von ferromagnetischen Materialien als spinpolarisierende Schicht die intrinsische Richtung der Magnetisierung des Ferromagneten beachtet werden. So liegt z.B. die Magnetisierung von dünnen $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ Epitaxieschichten auf GaAs in der Wachstumsebene, ebenso wie von dünnen Eisenschichten [Han02]. Will man den ferromagnetischen Zustand der polarisierenden Schicht ausnutzen, um so eine effiziente Spinpolarisation ohne äußeres Magnetfeld zu erzeugen, so ist die Detektion der elektrischen Spininjektion in der Oberflächenemission durch zirkulare Polarisation nicht mehr möglich, da das magnetische Moment nun senkrecht zu der Beobachtungsrichtung steht. Deswegen ist es zum Nachweis der elektrischen Spininjektion durch ferromagnetische Materialien in Oberflächenemission nötig zusätzlich ein externes Magnetfeld in Wachstumsrichtung anzulegen, um das magnetische Moment des Ferromagneten in Beobachtungsrichtung zu drehen². Diese Methode wurde in den Arbeiten von Zhu [Zhu01] und Hanbicki [Han02] verwendet, wodurch allerdings der ferromagnetische Charakter der

²Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der elektrischen Spininjektion durch ferromagnetische Metalle wurde von Motsnyi [Mot02] gezeigt. Durch ein schwaches und um 45° zur Oberfläche geneigtes Magnetfeld, konnte Motsnyi, unter Ausnutzung des Hanle Effekts, die elektrische Spininjektion nachweisen.

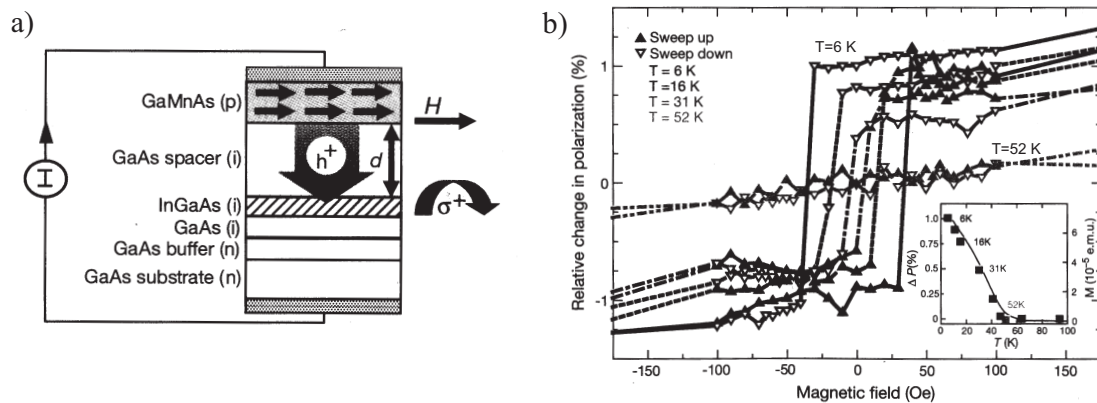


Abbildung 7.2: a) Darstellung der $(Ga, Mn)As$ Spin-LED Struktur (aus [Ohn99]). b) Änderung der optischen Polarisation in Abhängigkeit vom externen magnetischen Feld. Eingefügtes Bild: Relative Änderung der Polarisation in Abhängigkeit von der Temperatur. Diese spiegelt die von der Temperatur abhängige Magnetisierung von $(Ga, Mn)As$ wider (aus [Ohn99]).

polarisierenden Schicht hinfällig wird. Jedoch konnte durch diese Methode die elektrische Spininjektion mit Eisenkontakten in auf $GaAs$ basierende Leuchtdioden bis hin zu Raumtemperatur nachgewiesen werden.

In Abbildung 7.1 ist eine strukturierte Spin-LED mit einer Mesgröße von $500 \mu m$ dargestellt (siehe auch Kapitel 6.1.3). Es ist aus Abb. 7.1 direkt ersichtlich, dass neben der Oberflächenemission, auch die Seitenemission einer strukturierten LED untersucht werden kann. Im Gegensatz zur Oberflächenemission ist in der Seitenemission zum einen das Problem des MCD nicht existent, da das von der LED emittierte Licht nicht das optisch aktive Material passiert. Zum anderen fällt unter Umständen das magnetische Moment von dünnen magnetischen Schichten mit der Beobachtungsrichtung zusammen, so dass in dieser Konfiguration die elektrische Spininjektion, verursacht durch den reinen Ferromagnetismus, beobachtet werden kann. In dem ersten veröffentlichten experimentellen Nachweis der elektrischen Spininjektion von Löchern durch $(Ga, Mn)As$ in $GaAs/(Ga, In)As$ Quantentröge von Ohno [Ohn99] wurde die zirkuläre Polarisation der Seitenemission der LED analysiert. In Abbildung 7.2a ist der Aufbau dieser Spin-LED mit der spinpolarisierenden Schicht $(Ga, Mn)As$ dargestellt (aus [Ohn99]). Auch hier wurde, wie bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben, ein Quantentrog $(Ga, In)As/GaAs$ als Detektor verwendet, der durch eine $GaAs$ Trennschicht von der ferromagnetischen Schicht separiert ist. Die optische Detektion der Spininjektion erfolgte in Seitenemission. Zusätzlich konnte ein externes Magnetfeld in Beobachtungsrichtung angelegt werden. In Abbildung 7.2b sind die an dieser Struktur gewonnenen Messdaten dargestellt (aus [Ohn99]). Die absolut gemessenen zirkulären Polarisationen an den $(Ga, Mn)As$ Spin-LEDs lagen im Bereich von

7%, die relativen Änderungen bei Umkehr der äußeren Magnetfeldrichtung im Bereich von $\pm 1\%$ (siehe Abb. 7.2b). Das eingefügte Bild in Abbildung 7.2b zeigt die relative Änderung der Polarisation in Abhängigkeit von der Proben temperatur, die ab etwa 50 K null wird und auch für höhere Temperaturen null bleibt. Dies ist der Nachweis, dass die elektrische Spininjektion der Temperaturabhängigkeit des magnetischen Moments der $(Ga, Mn)As$ Schicht folgt.

In Anbetracht des erfolgreichen Nachweises der elektrischen Spininjektion durch die Seitenemission und der oben genannten Vorteile im Bezug auf den MCD und die Richtung des magnetischen Moments von dünnen magnetischen Schichten, sollte auch in dieser Arbeit die Seitenemission der LED für die Detektion der elektrischen Spininjektion verwendet werden. Als spinpolarisierende Materialien kamen hierfür entweder $(Ga, Mn)As$, ferromagnetische Metalle oder Heusler Verbindungen in Frage. Allerdings wurden die Ergebnisse aus [Ohn99] teilweise in Frage gestellt, da die Auswahlregeln für optische Übergänge in auf $GaAs$ basierenden Quantentrögen für die Emission von Licht in Richtung der Quantentrogenebene nicht eindeutig ausgearbeitet sind (siehe nächstes Kapitel). Dieser Umstand wurde schon von M. Oestreich [Oes99a] als einer der Gründe für die sehr geringe optische Polarisation der $(Ga, Mn)As$ Spin-Led erwähnt. Im Gegensatz zur Oberflächenemission ist durch das Fehlen konkreter Auswahlregeln in der Seitenemission keine quantitative Zuordnung zwischen zirkularem Polarisationsgrad und Elektronen- oder Loch-Spinpolarisation möglich. Diese Diskussion stellte den Nachweis der elektrischen Spininjektion durch Seitenemission generell in Frage. Die Unklarheit über die Aussagekraft der Seitenemission für die elektrische Spininjektion konnte auch durch die Veröffentlichung von Young [You02] nicht aufgelöst werden. Young stellte eine bemerkenswerte Abhängigkeit einer Proben serie von der Messkonfiguration fest. Er berichtete, dass bei Variation der Trennschicht zwischen der $(Ga, Mn)As$ Schicht und dem Detektor die in Seitenemission gemessene Polarisation unabhängig von der Trennschichtdicke bei 0.5% lag, während die Substratmission eine exponentielle Abhängigkeit von der Trennschichtdicke ergab. Dieser enorme Unterschied in den Effekten konnte bis jetzt nicht geklärt werden. Da sich eine Lösung des Problems der Seitenemission nicht abzeichnete, war es in dieser Arbeit nötig, die Detektionseffizienz der Seitenemission der LED für spinpolarisierte Ladungsträger zu überprüfen und gegebenenfalls zu optimieren. Erst in einem weiteren Schritt kann dann die Spininjektion mit neuartigen ferromagnetischen Materialien in Kombination mit der Seitenemission erfolgen.

7.2 Auswahlregeln in der Seitenemission

Die Auswahlregeln für optische Übergänge in $GaAs$ Schichten wurden schon in Kapitel 4.1 diskutiert und sind isotrop in jede Raumrichtung. Für die Lichtemission aus Quanten-

trägen wird diese Isotropie jedoch durch die ausgezeichnete Richtung der Quantisierung aufgehoben. Für die Oberflächenemission aus Quantentrögen sind die Auswahlregeln gut bekannt (siehe Kapitel 4.1), die Seitenemission ist jedoch für die optische Spektroskopie nicht relevant und die Auswahlregeln sind in der Literatur nicht eindeutig ausgearbeitet [Wei91].

Von Dyakonov und Perel [Dya84] wird die Polarisation optischer Übergänge in verspannten Halbleiterschichten diskutiert. Dieser Fall ist den optischen Übergängen in Quantentrögen sehr ähnlich und wird hier zur Abschätzung der zu erwartenden Polarisation in Seitenemission verwendet. Die zirkulare Polarisation P_C bei der Rekombination eines polarisierten Elektronensystems mit dem mittleren Elektronenspin \mathbf{S} ist gegeben durch

$$P_C = 2 \cdot \mathbf{S} \cdot \mathbf{S}_1. \quad (7.1)$$

Der Vektor \mathbf{S}_1 hängt sowohl von der Quantisierungsachse als auch von der Beobachtungsrichtung und der Art des optischen Übergangs ab. Für den Fall, dass ein Leichtloch-Übergang der energetisch niedrigste Übergang ist, ergibt sich

$$\mathbf{S}_1 = \frac{3\xi(\xi \cdot \mathbf{n}_1) - 2\mathbf{n}_1}{5 - 3(\xi \cdot \mathbf{n}_1)^2} \quad (7.2)$$

und im Falle von Schwerloch-Übergängen wird \mathbf{S}_1 zu:

$$\mathbf{S}_1 = -\frac{\xi(\xi \cdot \mathbf{n}_1)}{1 + (\xi \cdot \mathbf{n}_1)^2}. \quad (7.3)$$

ξ ist der Einheitsvektor in Richtung der Quantisierung und \mathbf{n}_1 ist der Einheitsvektor in Beobachtungsrichtung. Aus Gleichung 7.3 wird sofort ersichtlich, dass für den Fall der Seitenemission $P_C = 0$ ist, sofern die Beobachtungsrichtung senkrecht zu der Quantisierungsrichtung ist, unabhängig von der Größe und Richtung der Spinpolarisation \mathbf{S} . Für Oberflächenemission hingegen ergibt sich $P_C = -\mathbf{S}$. Im Gegensatz dazu ergibt sich bei Leichtlochübergängen aus Gleichung 7.2 in der Seitenemission eine nicht verschwindende Komponente für \mathbf{S}_1 mit der Größe $\mathbf{S}_1 = (2/5)\mathbf{n}_1$.

Aus den Auswahlregeln für verspannte Schichten folgt, dass die Möglichkeit zur Detektion von zirkularer Polarisation in der Seitenemission abhängig von der Art der Rekombination im Quantentrog ist. Da in den hier verwendeten *GaAs* LEDs der niedrigste energetische Zustand der Schwerlochübergang ist, kann in der Seitenemission keine zirkulare Polarisation erwartet werden. Die Auswahlregeln gelten jedoch streng genommen nur ohne externes Magnet- bzw. elektrisches Feld. Es ist möglich, dass durch das elektrische Feld in der *GaAs* LED und ein starkes externes magnetisches Feld, die durch die Quantisierung erzeugte Anisotropie aufgehoben wird und eine Emission von zirkular polarisiertem Licht möglich wird.

7.3 Bestimmung der zirkularen Polarisation in Seitenemission

Zur Bestimmung der zirkularen Polarisation in der Seitenemission wurde die Spin-LED SLED1 verwendet (siehe Kapitel 6.1.3). Es wurde eine standard prozessierte Probe mit einer Mesagröße von $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ und einer Oberflächenkontaktgröße von $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ verwendet. Die Messung der zirkularen Polarisation erfolgte separat für die Oberflächenemission als Referenzsignal und danach wurde die Polarisation in der Seitenemission bestimmt. Die Messkonfigurationen waren also Faraday (äußeres Magnetfeld parallel zur Wachstumsrichtung) und quasi-Voigt (äußeres Magnetfeld parallel zur Quantentrogenebene) für die Seitenemission. Das heißt, das externe Magnetfeld ist bei Faraday und bei quasi-Voigt Konfiguration jeweils in Beobachtungsrichtung und daher muss zum Wechsel zwischen den Konfigurationen nur die Probe um jeweils 90° gedreht werden. Die Messgeometrie ist in Abbildung 7.1 dargestellt. EL Spektren der Spin-LED SLED1 sind in

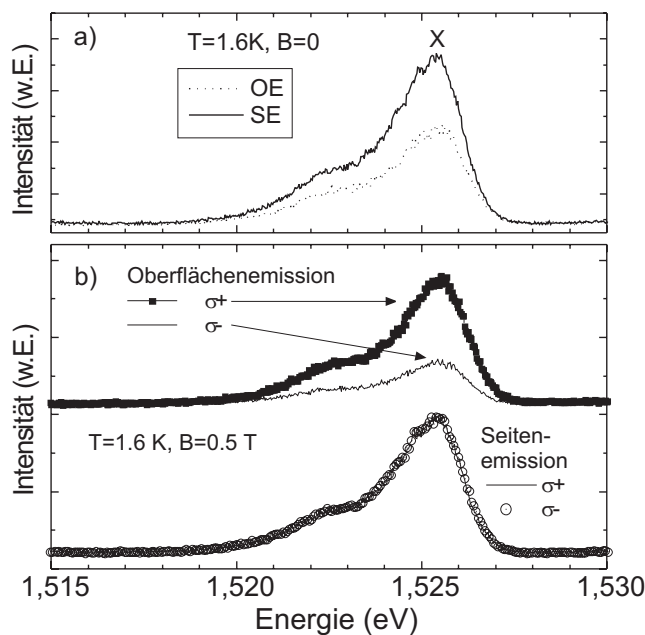


Abbildung 7.3: a) EL Spektrum der Spin-LED SLED1 in Oberflächen- (OE) und Seitenemissionsgeometrie (SE) ohne äußeres magnetisches Feld. Die Spektren sind aufeinander skaliert. b) Bei Anlegen eines externen Magnetfeldes von $B = 0.5 \text{ T}$ ist in Oberflächenemission eine starke zirkuläre Polarisation detektierbar. In der Seitenemission sind die Signale für σ^+ und σ^- Detektion äquivalent. Es liegt also keine zirkuläre Polarisation vor.

Abbildung 7.3a ohne äußeres magnetisches Feld dargestellt. Die EL Signale des *GaAs* Quantentrogs unterscheiden sich kaum zwischen Oberflächen- und Seitenemission. Auch die absoluten Intensitäten der beiden Signale sind ähnlich. Dies liegt hauptsächlich an dem nicht transparentem $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ Aluminiumkontakt der in der Oberflächenemission stark absorbiert. Die Analyse des zirkulären Polarisationsgrades P_C erfolgte für die Oberflächen- als auch für die Seitenemission wie in Kapitel 6.2.1 dargestellt. In Abbildung 7.3b sind die EL Spektren bei einem äußeren magnetischen Feld von $B = 0.5 \text{ T}$ dargestellt.

In der Oberflächenemission beträgt die zirkulare Polarisation $P_C = 0.52$, während in der Seitenemission die Spektren für σ^+ und σ^- Detektion identisch sind. Das heißt, es liegt keine zirkulare Polarisation vor. Dieses Ergebnis entspricht auch den im vorigen Abschnitt aufgeführten theoretischen Erwartungen für die Lichtemission aus Schwerlochübergängen entlang der Quantentrogenebenen. Es sollte jedoch möglich sein die Auswahlregeln durch ein starkes externes Magnetfeld entlang der Quantentrogenebene aufzuheben, so dass mit steigendem Magnetfeld die Detektion von zirkularer Polarisation möglich wird. Der zirkulare Polarisationsgrad für die Oberflächen und Seitenemission in Abhängigkeit des externen magnetischen Feldes ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Während die Daten für die Oberflächenemission äquivalent zu denen aus Kapitel 6.2.2 (siehe Abbildung 6.10) sind, ist die zirkulare Polarisation in der Seitenemission über den gesamten Bereich des externen Magnetfeldes verschwindend gering. Die Messwerte schwanken zwischen 0% und -3.3% und zeigen kein systematisches Verhalten in Abhängigkeit des externen magnetischen Feldes.

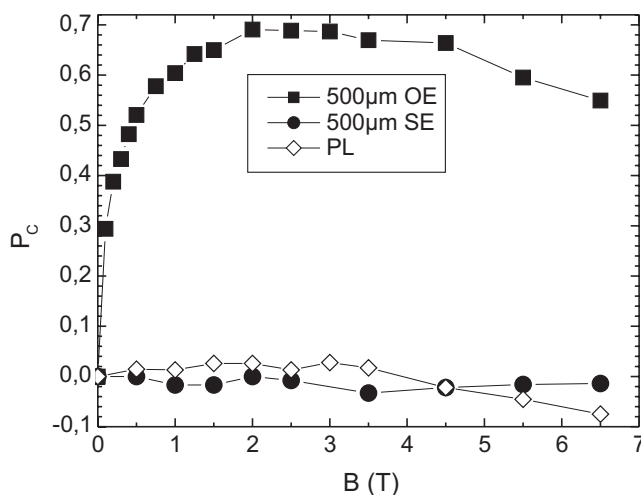


Abbildung 7.4: Der zirkulare Polarisationsgrad der Elektrolumineszenz in Abhängigkeit vom externen magnetischen Feld. Für die Seitenemission (SE) ist nur eine verschwindend geringe Polarisation zu beobachten, während in der Oberflächenemission (OE) eine starke Polarisation gemessen wird. Der Polarisationsgrad der PL dient als Referenz für die Oberflächenemission.

Aufgrund der hohen Polarisation der injizierten Elektronen in der Oberflächenemission und der isotropen Magnetisierung der semimagnetischen Schicht ist davon auszugehen, dass auch in der Seitenemissionskonfiguration die Polarisation der injizierten Elektronen sehr hoch ist. Diese Annahme wird auch unterstützt durch Magnetowiderstandsmessungen an Spininjektionsschichten [Sch01b]. Der von G. Schmidt nachgewiesene Effekt der elektrischen Spininjektion von $(Be, Zn, Mn)Se$ in $(Be, Zn)Se$ ist für Magnetfelder parallel und senkrecht zur Wachstumsrichtung äquivalent. Daraus kann gefolgert werden, dass auch die Polarisation der injizierten Elektronen in beiden Konfigurationen äquivalent ist. Dies bedeutet aber, dass die Detektion der elektrischen Spininjektion durch zirkular polarisiertes Licht in der Seitenemission mit der hier verwendeten Spin-LED nicht möglich ist. Die PL Daten in Abbildung 7.4 sind in Oberflächenanregungs- und Detektionsspektroskopie

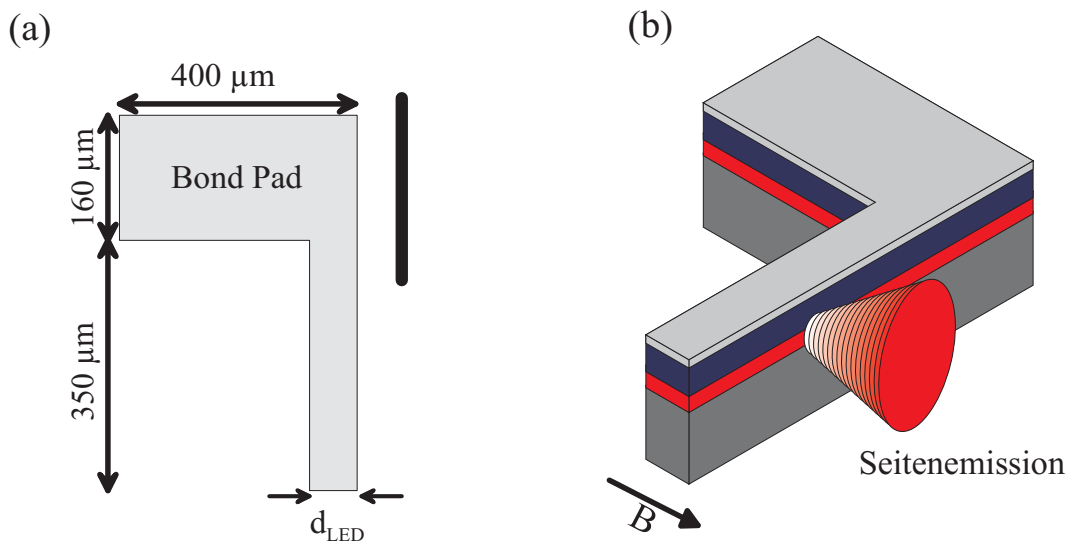


Abbildung 7.5: a) Oberflächenansicht der Mesa für schmale LED Streifen. d_{LED} beträgt $1\ \mu\text{m}$ bzw. $5\ \mu\text{m}$. Das Bond Pad dient zur Kontaktierung der LED. b) Drei dimensionale Darstellung der LED: Die eingezeichnete Messkonfiguration ist die Seitenemission.

gemessen. Sie können daher nur als Referenz für die EL Daten aus der Oberflächenemission dienen. Für die Seitenemission ist die Referenzmessung durch PL unmöglich, da eine Photoanregung mit dem Laser auf die Spaltkante einer MBE Schicht in dem hier verwendeten Magnetkryostaten nicht möglich ist. Alternativ wurde versucht, bei Anregung auf der Probenoberfläche die PL in Seitenemission zu detektieren. Allerdings konnte mit diesem Messaufbau kein ausreichend starkes PL Signal gemessen werden.

Es sind jedoch neben den Auswahlregeln noch weitere Effekte denkbar, die eine zirkulare Polarisation in der Seitenemission vermindern können. In der Seitenemission muss das vom Quantentrog senkrecht zur Wachstumsrichtung emittierte Licht mehrere hundert Mikrometer Quantentrogmaterial passieren, bevor es die Struktur verlässt. Dies ist insbesondere für die in dieser Arbeit verwendeten Mesagrößen der LED von $500\ \mu\text{m}$ der Fall. In der Oberflächenemission ist die Energie der aus dem Quantentrog emittierten Photonen deutlich geringer als die Bandlücken der III-V und II-VI Deckschichten, so dass Reabsorptions- und Reemissionseffekte keine Rolle spielen. Im Gegensatz dazu ist die Möglichkeit für resonantes Pumpen von Quantentrogexzitonen in der Seitenemission möglich. Jeder Absorptionsprozess der zur Erzeugung von Elektron-Loch Paaren im Quantentrog führt, ermöglicht eine zusätzliche Elektron Spinrelaxation. Somit kann die original emittierte zirkulare Polarisation, durch wiederholtes Absorbieren und Emittieren von Photonen, vermindert werden. Zusätzlich können Reflexionen an den Quantentrogenebenen oder der II-VI/III-V Grenzschicht die Polarisation ebenfalls vermindern bzw. verfälschen. Die Größenordnung der eben genannten Effekte ist schwierig abzuschätzen

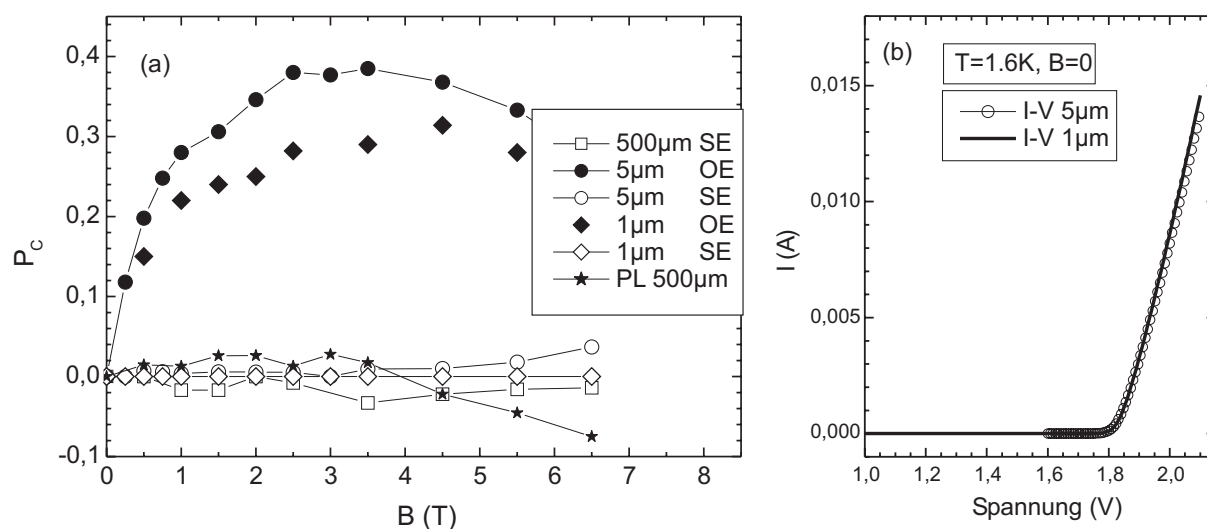


Abbildung 7.6: a) Zirkulare Polarisation für Oberflächen- (OE) und Seitenemission (SE) der LED Streifen mit $d_{LED} = 1 \mu\text{m}$ und $d_{LED} = 5 \mu\text{m}$. Der Polarisationsgrad ist für die 500 μm Struktur aus der EL für die Seitenemission dargestellt. b) I-V Kennlinien der 5 bzw 1 μm Streifen LED.

und Referenzmessungen mit PL sind in der Seitenemission nicht möglich. Experimentell können diese Nebeneffekte in der Seitenemission drastisch reduziert werden, indem die Mesa Größe der LED soweit reduziert wird, dass der größte Teil des emittierten Lichtes nur Strecken im Bereich von wenigen Mikrometern in dem Quantentrogmaterial zurücklegt. Dadurch wird jegliche zusätzliche Wechselwirkung mit dem Material stark reduziert. Es wurden deswegen LED Streifen mit einer Breite von nur 1 μm hergestellt. In Abbildung 7.5a ist die Oberflächenansicht einer solchen LED dargestellt. Abbildung 7.5b zeigt eine dreidimensionale Ansicht des LED Streifen mit der Seitenemission als Messkonfiguration. Es wurden zwei Proben, mit unterschiedlicher Breite der LED von $d_{LED} = 1 \mu\text{m}$ und $d_{LED} = 5 \mu\text{m}$, durch Elektronenstrahlolithographie und chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen hergestellt. Die LED Streifen werden der Streifenbreite d_{LED} entsprechend im Folgenden mit SLED1 (1 μm) bzw. (5 μm) bezeichnet. Die Länge der Streifen beträgt jeweils 350 μm . Zur Kontaktierung dieser LED Streifen war es nötig eine große Kontaktierungsfläche (Bond Pad) in der Nähe der LED Streifen zu platzieren. Es war leider nicht möglich in einem einfachen Prozessierungsschritt die Kontaktierungsfläche von dem darunterliegenden Halbleitermaterial elektrisch zu isolieren (z.B. durch eine Oxydschicht). Deswegen wurde die LED und die Kontaktierungsfläche in einem einzigen Prozessschritt hergestellt, so dass nicht nur der eigentliche Streifen, sondern auch die Kontaktfläche eine aktive LED bildet. Da jede Lichtemission von diesen Kontaktflächen vermieden werden sollte war es nötig die Kontaktfläche großzügig mit schwarzem Papier abzudecken. An

diesen beiden LED Streifen kann ebenfalls in Oberflächen und Seitenemission die Elektrolumineszenz untersucht werden.

In Abbildung 7.6a ist der zirkulare Polarisationsgrad in Oberflächen- und Seitenemission für die LED Streifen SLED1 ($1 \mu\text{m}$) und SLED1 ($5 \mu\text{m}$) dargestellt. Die zirkulare Polarisation P_C in der Oberflächenemission verhält sich qualitativ wie für die Spin-LED SLED1 (siehe Abbildung 7.4), erreicht aber geringere maximale Werte. Für die $5 \mu\text{m}$ Struktur werden Polarisationsgrade um 39%, für die $1 \mu\text{m}$ Struktur um 31% bei hohen Magnetfeldern erreicht. Im Gegensatz dazu ist die maximale Polarisation für die Standardprobe bei 69% (siehe Abb. 7.4). Die drastische Reduktion der Polarisation ist auf die unterschiedlichen Stromdichten zurückzuführen, die nötig sind um die unterschiedlich großen Proben so zu betreiben, dass genügend Intensität der Elektrolumineszenz zur Bestimmung der zirkularen Polarisation vorliegt. Die Standardprobe wurde mit einem Strom von $I = 5 \text{ mA}$ betrieben, während die Streifen LEDs mit einem Strom von $I = 9 \text{ mA}$ betrieben wurden. Die resultierende Stromdichte in den schmalen LED Streifen ist daher circa um den Faktor zehn größer als in der Standard LED. Der Rückgang der Polarisation in den LED Streifen ist daher auf die Stromabhängigkeit der elektrischen Spininjektion (siehe Kapitel 6.4.2 und Kapitel 6.4.3) zurückzuführen. In Abbildung 7.6b sind die I-V Kennlinien der Spin-LEDs SLED1 ($1 \mu\text{m}$) und SLED1 ($5 \mu\text{m}$), aufgenommen bei $B = 0$ und $T = 1.6 \text{ K}$ dargestellt. Trotz der fünffachen Fläche der SLED1 ($5 \mu\text{m}$) gegenüber der SLED1 ($1 \mu\text{m}$) sind die beiden Kennlinien äquivalent. Dies liegt an den großen Kontaktflächen mit denen beide Streifen LEDs versehen sind und die die Kennlinien dominieren. Eine exakte Angabe der Stromdichten in den einzelnen LED Streifen ist daher nicht möglich. Beide LEDs wurden mit dem gleichen Strom unter der gleichen äußeren angelegten Spannung betrieben. Aufgrund der Zunahme des Widerstandes des Streifens von SLED1 ($1 \mu\text{m}$) gegenüber dem Streifen von SLED1 ($5 \mu\text{m}$) ist zu erwarten, dass in den beiden Streifen der LEDs SLED1 ($1 \mu\text{m}$) und SLED1 ($5 \mu\text{m}$) die gleiche Stromdichte vorliegt. Somit sollte auch der Polarisationsgrad in der Oberflächenemission für die beiden Spin-LEDs gleich sein, was jedoch nicht der Fall ist. Der Ursprung des Unterschieds in der Polarisation für die beiden Streifen LEDs in Oberflächenemission konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Es ist jedoch möglich, dass in dem $1 \mu\text{m}$ dünnen Streifen die Polarisation durch Oberflächeneffekte reduziert wird.

Die zirkulare Polarisation P_C bestimmt in der Seitenemission für die Spin-LEDs SLED1 ($1 \mu\text{m}$) und ($5 \mu\text{m}$), ist aber gegenüber der zirkularen Polarisation der SLED1 nur geringfügig verändert (siehe Abbildung 7.6a). Zwar zeigt das Signal der SLED1 ($5 \mu\text{m}$) einen leichten Anstieg der Polarisation für Magnetfelder größer als $B = 5 \text{ T}$, allerdings bleibt das Signal für die SLED1 ($1 \mu\text{m}$) extrem gering und zeigt keine Magnetfeldabhängigkeit. Diese Ergebnisse bestätigen den verschwindenden zirkularen Polarisationsgrad in der Seitenemission für die Spin-LED SLED1 mit einer Mesagröße von

500 μm .

Obwohl in der Oberflächenemission und aus den Transportexperimenten [Sch01b] die elektrische Injektion von spinpolarisierten Elektronen in die *GaAs* LED nachgewiesen ist, lässt sich durch die Seitenemission kein Beweis bzw. Nachweis der elektrischen Spininjektion durchführen. Durch die Reduktion der Mesagröße von 500 μm auf bis zu 1 μm konnten mögliche Nebeneffekte wie optisches Pumpen oder Mehrfachreflexionen stark reduziert werden, ein Nachweis der Spininjektion war dadurch aber nicht möglich. In Abschnitt 7.2 wurde gezeigt, dass die Auswahlregeln prinzipiell die Emission von zirkular polarisiertem Licht entlang der Quantentroebenen verbieten. Dieses ist offenbar auch bei hohen äußeren magnetischen- und elektrischen Feldern der Fall und damit der Grund warum mit auf *GaAs/(Al, Ga)As* basierenden Quantentrögen keine zirkulare Polarisation in der Seitenemission zu detektieren ist.

7.4 Diskussion

Wie in Kapitel 7.1 dargestellt, war das Ziel der Untersuchung der Seitenemission der *GaAs/(Al, Ga)As* Spin-LED einen zuverlässigen Detektionsmechanismus für die elektrische Spininjektion mit ferromagnetischen Materialien wie z.B. Eisen oder *(Ga, Mn)As* zu finden, der die Probleme der Oberflächenemission mit diesen Materialien umgeht. Trotz erheblichen messtechnischen und technologischen Aufwands war es jedoch nicht möglich die elektrische Spininjektion auch in der Seitenemission mit den *GaAs/(Al, Ga)As* LEDs nachzuweisen [Fie03]. Im Gegensatz zu den hier gefundenen Ergebnissen stehen die Resultate von Ohno [Ohn99] und Young [You02], die in ihren Veröffentlichungen die elektrische Loch-Spininjektion durch die Seitenemission nachgewiesen haben. Es wurde in dieser Arbeit experimentell überprüft, dass die Emission von zirkular polarisiertem Licht von *GaAs/(Al, Ga)As* Quantentrögen senkrecht zur Wachstumsrichtung aufgrund der Auswahlregeln nicht erlaubt ist und deswegen auch nicht zur Bestimmung der Elektronen Spinpolarisation herangezogen werden kann. Im Gegensatz zu dem hier verwendeten System wird in den Veröffentlichungen von Ohno und Young ein *(Ga, In)As/GaAs* Quantentrog als Detektor für die elektrische Spininjektion verwendet. Aufgrund der großen Gitterfehlpassung von *GaAs* und *InAs* sind die von Ohno und Young verwendeten Quantentröge stark verspannt, so dass möglicherweise das Leichtlochexziton den niedereenergetischen Grundzustand in diesen Quantentrögen bildet³. In einem solchen Fall wird das Schwerlochexziton zu höheren Energien hin verschoben und ist bei tiefen Temperaturen thermisch nicht besetzt. Für diesen Fall müssen die Auswahlregeln für das Leicht-

³Aufgrund der kompressiven Verspannung wird der Leichtlochzustand zu niedrigeren Energien verschoben [Dya84]. Gleichzeitig führt die Quantisierung im Quantentrog zu einer Verschiebung des Leichtlochzustands zu höheren Energien. Ob nun das Leichtlochexziton oder das Schwerlochexziton den Grundzustand bildet, hängt von der Wahl der Quantentrogparameter ab.

lochexziton angewendet werden (siehe Kapitel 7.2 und Gleichung 7.2), die sehr wohl die Emission von zirkular polarisiertem Licht parallel zu der Quantentrogenebene erlauben. In den Arbeiten von Ohno und Young wird dieser Umstand jedoch nicht diskutiert und es kann auch nicht auf die Art des von Ohno und Young untersuchten optischen Übergangs geschlossen werden (Leichtloch- oder Schwerlochübergang).

Mit den in diesem Abschnitt gefundenen experimentellen Ergebnissen können die Arbeiten zur elektrischen Loch-Spininjektion, die auf der Seitenemission beruhen, weder verifiziert noch widerlegt werden. Für weiterführende Untersuchungen zur Verwendung der Seitenemission als effizientem Detektor von spinpolarisierten Elektronen ist das $(Ga, In)As/GaAs$ Quantentrogssystem wahrscheinlich besser geeignet als das $GaAs/(Al, Ga)As$ Quantentrogssystem.

Kapitel 8

Spinschalten durch Tunnelbarrieren

Neben dem reinen Nachweis der elektrischen Spininjektion durch semimagnetische MBE-Schichten ist die Manipulation der injizierten Spinpolarisation von besonderem Interesse für zukünftige Bauelemente. Es ist zwar möglich die Polarisation einer Spin-LED durch das externe magnetische Feld zu steuern, oder durch die Veränderung der Stromdichte, ein gezieltes Schalten der injizierten Polarisation ist jedoch mit semimagnetischen Schichten nicht möglich. Von ganz besonderem Interesse ist das so genannte Spinfilter Konzept, mit dem selektiv durch einen äußeren Parameter die Größe der Spinpolarisation in einem Bauelement eingestellt werden kann. Die Realisation von spinsensitiven Bauelementen ist vor allem durch Tunnelbarrieren möglich. Die notwendigen theoretischen Grundlagen und Konzepte für die Verwendung von Resonanten Tunnelnennern zur Spinmanipulation werden in Kapitel 8.1 erläutert. In Kapitel 8.2 werden die experimentellen Ergebnisse an den in dieser Arbeit untersuchten Resonanten Tunnelstrukturen vorgestellt.

8.1 Grundlagen

Aufgrund der starken spinabhängigen Bandkantenaufspaltung für Valenz- und Leitungsband sind semimagnetische II-VI und III-V Halbleiter besonders für die experimentelle Umsetzung von Spinfilter Tunnelstrukturen geeignet. So wurde z.B. von J.C. Egues [Egu98] eine einfache $ZnSe/(Zn, Mn)Se$ Heterostruktur als Spinfilter vorgeschlagen. In Abbildung 8.1 ist die Funktionsweise einer solchen Filterstruktur dargestellt. Abbildung 8.1b zeigt den Bandkantenverlauf des Leitungsbands einer $ZnSe/Zn_{0.95}Mn_{0.05}Se$ Heterostruktur ohne äußeres Magnetfeld. Für eine Mangankonzentration von etwa 5% stellt sich aufgrund der Abhängigkeit der Energielücke von der Mangankonzentration (siehe Kapitel 2.2 und Tabelle 2.2) ein Flachbandverlauf im Leitungsband ein. Das Anlegen eines externen Magnetfeldes führt zu einer großen Leitungsbandaufspaltung von etwa 19 meV

bei $B = 4.5$ T (siehe Abbildung 6.4). In Abbildung 8.1c ist der Bandkantenverlauf im Leitungsband bei einem externen magnetischen Feld dargestellt. Während sich für die eine Spinkomponente ein 8 meV tiefer $ZnSe/(Zn, Mn)Se$ Quantentrog ausbildet, entsteht für die andere Spinkomponente eine 8 meV hohe Potentialbarriere. Derartige Spinsupergritter wurden schon experimentell auf $ZnSe/(Zn, Mn)Se$ Basis von Dai [Dai91] realisiert. In Abhängigkeit von der Dicke d der $(Zn, Mn)Se$ Schicht und der Veränderung der Potenzialhöhe ΔV für die beiden Spinkomponenten ($\pm 1/2$) bilden sich unterschiedliche Transmissionskoeffizienten $T^{+1/2}$ und $T^{-1/2}$ aus. Da $T^{-1/2} > T^{+1/2}$ wird die Spin $+1/2$ Komponente beim elektrischen Transport durch diese Struktur blockiert (gefiltert), so dass ein spinpolarisierter Strom fließt (siehe [Egu98]).

Durch diese einfache Struktur kann jedoch keine Umschaltung von Spin $-1/2$ auf Spin $+1/2$ erreicht werden. Eine Doppelbarrieren Heterostruktur zeigt gegenüber der eben

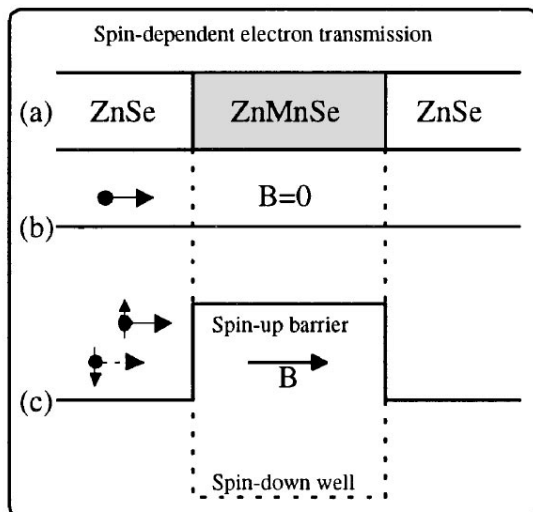


Abbildung 8.1: Darstellung einer Spinfilterstruktur (aus [Egu98]). a) Schichtaufbau der Filterstruktur. b) Bandkantenverlauf im Leitungsband ohne externes Magnetfeld. c) Bandkantenverlauf im Leitungsband mit externem Magnetfeld. Es bildet sich spinabhängig eine Potentialbarriere und ein Quantentrog aus.

beschriebenen Einfachbarriere deutliche Vorteile. So konnte z.B. auf III-V Basis, durch den Einbau von $(Ga, Mn)As$ in den Emitter von Resonanten Tunnelndioden (RTD¹), eine Spinaufspaltung der Resonanzen ohne äußeres Magnetfeld beobachtet werden [Ohn98]. Dies wurde auf den ferromagnetischen Charakter von $(Ga, Mn)As$ unterhalb der Curie Temperatur zurückgeführt. Aufgrund der gefundenen Spinaufspaltung geht Ohno davon aus, dass mit RTDs spinpolarisierte Ströme in Halbleiter injiziert werden können. Aus theoretische Betrachtungen werden für III-V RTDs mit manganhaltigen Schichten Tunnelmagnetowiderstandseffekte von bis zu 800% erwartet [Pet02]. Aufgrund der viel versprechenden Ergebnisse an III-V RTDs wurden im Rahmen dieser Arbeit manganhaltige II-VI RTDs untersucht. Im Folgenden soll das prinzipielle Konzept von RTDs erläutert werden.

¹engl. resonant tunneling diode

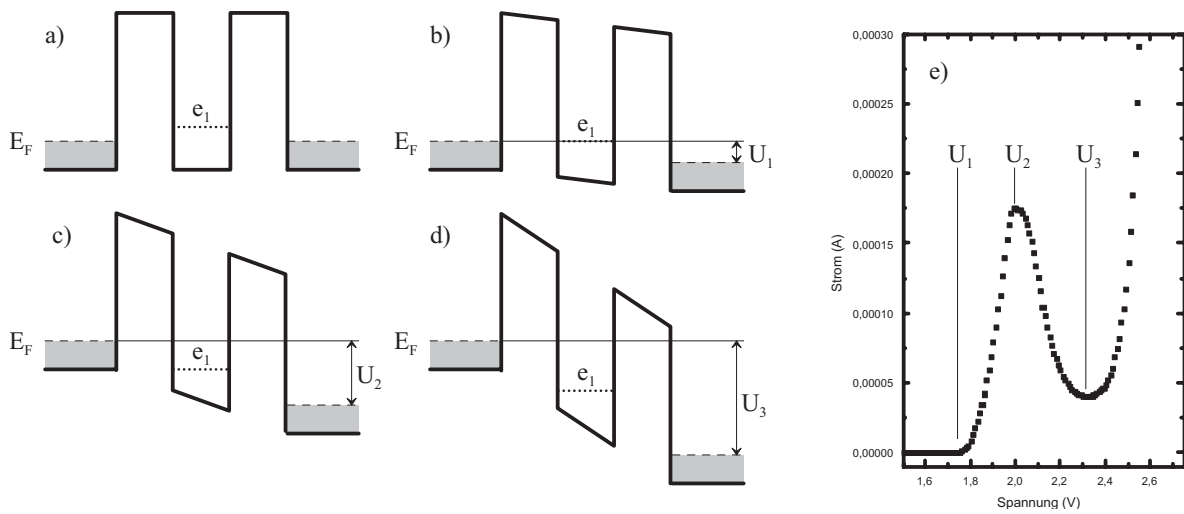


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung des Resonanten Tunnelprozesses. a)-d) Bandkanten diskontinuität einer RTD für unterschiedliche Spannungen U . e_1 ist das erste Subband im Quantentrog und E_F ist die Fermi Energie im Emitter. d) I-V Kennlinie einer RTD (erste Resonanz).

8.1.1 Resonantes Tunneln durch Doppelbarrieren Heterostrukturen

In Abbildung 8.2 ist die prinzipielle Funktionsweise einer Resonanten Tunnelodiode dargestellt. Eine RTD wird aus alternierenden Halbleiterschichten aufgebaut, so dass sich ein Leitungsbandverlauf ergibt wie er in Abbildung 8.2a skizziert ist. In dem sich ausbildenden Quantentrog existieren elektronische Subbänder. In Abbildung 8.2 ist aufgrund der Übersichtlichkeit nur das erste Subband e_1 für Elektronen dargestellt. Die Zuleitungsschichten im Emitter und Kollektor bestehen typischerweise aus dem selben Halbleitermaterial wie der Quantentrog. Abhängig von der Dotierung der Zuleitungsschichten stellt sich eine Fermi Energie E_F ein. Ohne äußere Spannung können die Ladungsträger die Barrieren nicht passieren, da es keine freien Zustände im Quantentrog unterhalb des ersten Energieniveaus gibt (siehe Abbildung 8.2). Eine äußere Spannung U , die an der RTD angelegt wird, bewirkt ein Verkippen der Struktur (siehe Abbildung 8.2b). Ist die angelegte Spannung U gerade so groß, dass das erste Energieniveau e_1 in Resonanz mit der Fermi Energie ist, so können ab der Spannung U_1 Elektronen, deren Energie mit denen des Subbandes übereinstimmt, die Barriere passieren. Auf der Kollektorseite befinden sich oberhalb der Fermi Energie ausreichend freie Zustände, so dass ein Tunneln aus dem Quantentrog in den Kollektor immer möglich ist. Das Tunneln aus dem Emitter durch den Quantentrog in den Kollektor findet statt, obwohl die kinetische Energie der Elektronen nicht ausreicht die Barrieren zu überwinden. Abbildung 8.2e zeigt die I-V Kennlinie im Bereich der ersten Resonanz einer RTD (RTD3 siehe Tabelle 8.1). Das Auftreten des negativ differentiellen

Widerstandes (NDR²) lässt sich wie folgt erklären. Nachdem bei Anlegen der Spannung U_1 ein Strom durch die RTD fließt, wird der Strom bei weiterer Spannungserhöhung bis hin zu U_2 (Abbildung 8.2c) steigen, da die Anzahl der Ladungsträger, die am Tunnelprozess teilnehmen, immer weiter steigt. Bei U_2 nimmt der Strom ein Maximum ein, da eine weitere Erhöhung der Spannung das Subband e_1 aus der Resonanz unter die Leitungsbandkante des Emitters schiebt. Der Tunnelstrom bricht also bei U_3 (siehe Abbildung 8.2d) völlig zusammen und wird theoretisch null. Bei weiterer Spannungserhöhung wird das nächste Elektronenniveau in Resonanz mit der Fermi Energie im Emitter geführt und kommt wieder zu einem Ansteigen des Tunnelstroms.

Für die Berechnungen von prinzipiellen Eigenschaften von Resonanten Tunnelioden, z.B. der Tunnelstromdichte j ist der Transmissionskoeffizient T einer RTD notwendig. Dieser ist nach Davies [Dav98] gegeben durch

$$T \approx \frac{4T_L T_R}{(T_L + T_R)^2 + 4 \sin^2(1/2\phi)} = T_{max} [1 + \frac{16}{(T_L + T_R)^2} \sin^2(1/2\phi)]^{-1} \quad (8.1)$$

mit

$$T_{max} = \frac{4T_L T_R}{(T_L + T_R)^2}. \quad (8.2)$$

T_L und T_R sind die Transmissionskoeffizienten der linken und rechten Einzelbarrieren. Der Winkel $\phi = 2k\omega + \rho_L + \rho_R$ stellt die zusätzliche Phase dar, die ein Teilchen während einer Oszillation im Quantentrog aufnimmt, zusammengesetzt aus den Anteilen aus der zweifachen Strecke $2k\omega$ und den Phasensprüngen ρ_L und ρ_R , die es bei der Reflexion an der rechten und linken Barriere erfährt. ω ist hierbei die Breite des Quantentrogs der RTD. Nach Gleichung 8.1 wird die Transmission außerhalb der Resonanz durch den Sinusterm dominiert. Setzt man hierfür den typischen Wert $1/2$ ein, so ergibt sich der Transmissionskoeffizient außerhalb der Resonanz zu $T \approx T_L T_R$. D.h. außerhalb der Resonanz kann man die Transmission einer RTD durch die Transmission zweier aufeinander folgender Einzelbarrieren beschreiben. Im Resonanzfall jedoch verschwindet der Sinusterm in Gleichung 8.1 und es kommt zu einer starken Überhöhung der Transmission. Für zwei identische Barrieren wird die Transmission sogar zu 1, was jedoch im Experiment nicht erreicht werden kann, da die äußere Spannung eine Asymmetrie der RTD bewirkt. Der Transmissionskoeffizient in der Nähe der Resonanz kann durch eine Lorenzform beschrieben werden. Hierzu entwickelt man den Sinus aus Gleichung 8.1 in der ersten Ordnung um die Resonanzenergie E_S [Dav98]:

$$T(E) \approx T_{max} [1 + (\frac{E - E_S}{1/2\Gamma_0})^2]^{-1}. \quad (8.3)$$

²engl. negative differential resistance

Γ_0 ist hierbei die Linienbreite der Transmission. Diese kann nach [Gue89] und [För93] durch eine Exponentialfunktion beschrieben werden:

$$\Gamma_0 = E_S \exp\left(-2b \frac{(2m_b(V_0 - E_S))^2}{\hbar}\right). \quad (8.4)$$

m_b ist die Elektronenmasse in den Barrieren und b die Barrierenbreite der RTD mit der Barrierenhöhe V_0 . Demzufolge ist der entscheidende Parameter einer RTD für die Breite der Resonanzen die Transparenz der Barrieren. Je transparenter die Barrieren, desto breiter werden die Resonanzen. Deswegen werden mit steigender Subbandenergie die Resonanzen breiter. Mit Hilfe von Γ_0 kann über die Unschärferelation die Tunnelzeit der Elektronen in der Resonanz angegeben werden:

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma_0}. \quad (8.5)$$

8.1.2 Manganhaltige Resonante Tunneldioden

Nachdem in Kapitel 8.1.1 die Funktionsweise von Resonanten Tunneldioden erläutert wurde soll nun aufgezeigt werden, in welcher Weise die Resonanzen in den I-V Charakteristiken von RTDs zur Steuerung eines spinpolarisierten Stromes verwendet werden können. Das hauptsächliche Augenmerk liegt hier auf einer Steuerung der Spinpolarisation durch die angelegte Spannung an der RTD.

In Abbildung 8.3 ist der Leitungsbandkantenverlauf einer RTD dargestellt. Die Zuleitungs- (z.B. $ZnSe$) und Barrierenmaterialien ($BeTe$) der RTD bestehen aus nicht magnetischen Halbleitern, während das Quantentrogmaterial aus einem semimagnetischen Halbleiter ($(Zn, Mn)Se$) besteht. Eine detaillierte Beschreibung der für die RTDs verwendeten Materialsysteme folgt im nächsten Kapitel (siehe Kap. 8.1.3). Es ist eine äußere Spannung U_{RTD} und ein externes Magnetfeld B in z -Richtung an die RTD Struktur angelegt. In Quantentrögen mit semimagnetischen Quantentrog- oder Barrierenmaterialien erfahren die Einteilchenenergieniveaus aufgrund der s/p-d Austauschwechselwirkung (siehe Kapitel 3.3) eine starke Zeeman Aufspaltung. Diese entspricht nicht exakt der Bandkantenaufspaltung des semimagnetischen Materials, da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der entsprechenden Ladungsträger im semimagnetischen Material berücksichtigt werden muss. In erster Näherung kann jedoch für das erste elektronische Subband (hier e_1) die Bandkantenaufspaltung des Quantentrogmaterials verwendet werden. In Abbildung 8.3 ist die Spinaufspaltung des ersten Subbandes e_1 um ΔE_{Zee} dargestellt. Für die nicht magnetischen Materialien kommt es bei den hier verwendeten Magnetfeldern zu keiner bzw. sehr geringen Zeeman-Aufspaltung, so dass z.B. die Elektronen im 2DEG des Emitters immer noch entartet sind. Für die in Abbildung 8.3 verwendeten Parameter U_{RTD} und B , ist gerade das elektronische Niveau mit Spin $-1/2$ in Resonanz mit der Fermi Energie

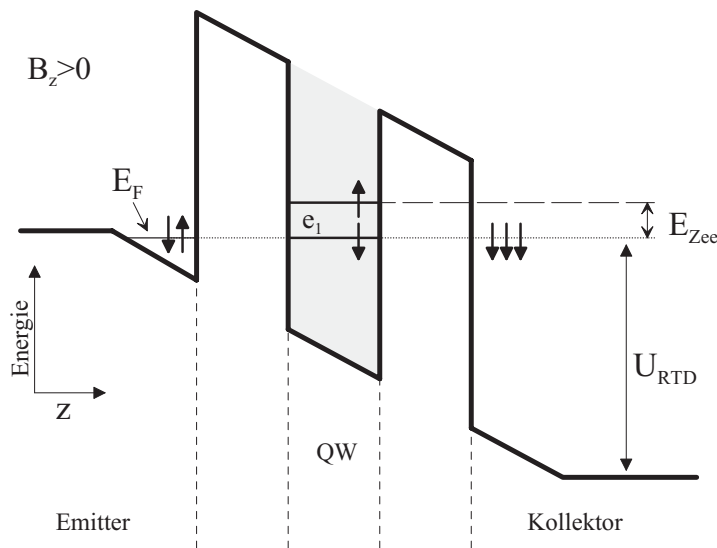


Abbildung 8.3: Schematische Darstellung der Bandkanalendiskontinuität einer RTD mit semimagnetischem Quantentrog. Die an der RTD angelegte Spannung U_{RTD} bringt das erste elektronische Energieniveau e_1 im Quantentrog in Resonanz mit der Fermi Energie E_F im Emitter. Durch das externe Magnetfeld wird e_1 um ΔE_{Zee} aufgespalten, so dass der Tunnelstrom spinpolarisiert wird.

im Emitter. In diesem Fall können nur Elektronen mit dem Spin $-1/2$ durch den Quantentrog in den Kollektor tunneln. Das Spin $+1/2$ Niveau steht noch nicht zum Tunneln zur Verfügung, da es um ΔE_{Zee} zu höheren Energien hin abgespalten ist. Demzufolge sollte unter den in Abbildung 8.3 dargestellten Bedingungen der Tunnelstrom Spin $-1/2$ dominiert sein. Eine weitere Erhöhung der Spannung an der RTD führt nun zu einem Absenken der Energieniveaus im Quantentrog, so dass auch das Spin $+1/2$ e_1 Band in den Bereich der Fermi Energie im Emitter kommt und somit ein Spin $+1/2$ Tunneln möglich wird. Unter der Bedingung, dass die Fermi Energie im Emitter klein gegenüber der Zeeman-Aufspaltung von e_1 ist, sollte es möglich sein bei bestimmten Spannungen an der RTD nur noch Spin $+1/2$ dominierte Ströme durch die RTD fließen zu lassen. In diesem Fall wäre ein Umschalten der Spinpolarisation des Tunnelstroms erfolgt.

Für ein Umschalten der Polarisation des Tunnelstroms müssen einige Bedingungen erfüllt sein: Zum einen müssen die Linienbreiten der elektronischen Resonanzen kleiner oder gleich der Zeeman-Aufspaltung sein. Für Linienbreiten im Bereich der Zeeman-Aufspaltung oder größer findet kein reines Spin $+1/2$ bzw. $-1/2$ Tunneln mehr statt, da gleichzeitig beide Spinkomponenten Tunneln können und der Tunnelstrom nur eine geringe Polarisation zeigen wird. Zum anderen muss auch die Wechselwirkung zwischen den beiden spinaufgespaltenen Subbändern sehr gering sein, so dass Spin-Flip Prozesse vom Spin $+1/2$ Subband in das Spin $-1/2$ Subband nicht vorkommen. Im Fall von dominierenden Spin-Flip Prozessen werden die in den Quantentrog tunnelnden Spin $+1/2$ Elektronen in das Spin $-1/2$ Niveau relaxieren und der Tunnelstrom wird je nach Relaxationsrate nur geringfügig polarisiert sein und ein Schalten der Polarisation wird verhindert. Jedoch sind gerade in semimagnetischen Halbleitern die Spinrelaxationszeiten für den Elektronenspin extrem schnell [Cam01], so dass dem Verhältnis zwischen der Spinrelaxationszeit und der Transmissionszeit (siehe Gleichung 8.5) eine entscheidende Bedeutung zukommt.

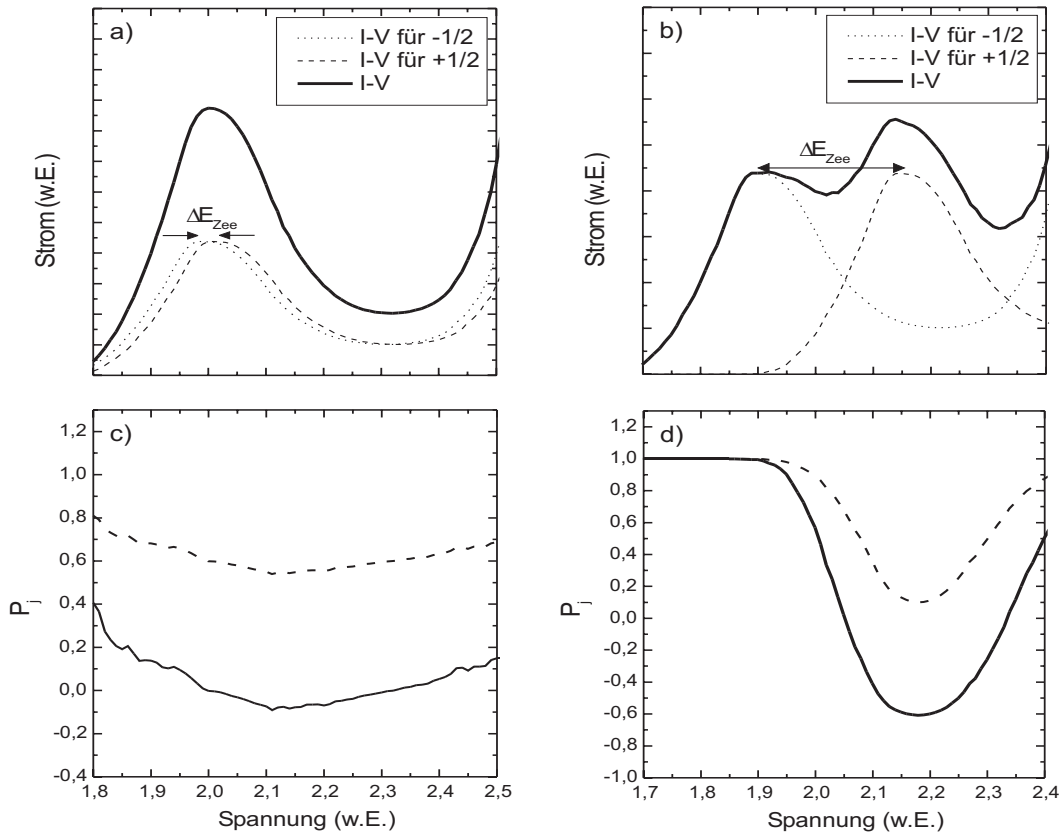


Abbildung 8.4: a) und b) I-V Kennlinien einer RTD. Die gepunkteten und gestrichelten Kennlinien repräsentieren die Spin $-1/2$ und $+1/2$ Kennlinien. Die durchgezogenen Linien ergeben sich aus der Summe der spinaufgespalteten I-V Kennlinien und entsprechen den Kennlinien in der I-V Spektroskopie. Im Fall a) ist die Zeeman-Aufspaltung sehr viel kleiner als die Linienbreite ($\Delta E_{Zee} \ll \Gamma_0$) und im Fall b) ist $\Delta E_{Zee} \approx \Gamma_0$. c) und d) Berechnung der Spinpolarisation des Stromes P_j für die Fälle a) und b) mit der Annahme keiner Wechselwirkung zwischen den beiden Spinniveaus (durchgezogene Linien) und der Annahme einer dominierenden Spinrelaxation (gestrichelte Linien).

Im Fall von spinpolarisiertem Transport durch eine RTD mit semimagnetischem Quantentrog ist zu erwarten, dass die Resonanzen in den I-V Kennlinien aufspalten. Am Lehrstuhl EPIII in Würzburg wurden speziell *ZnSe/BeTe* Resonante Tunneldioden mit semimagnetischem Quantentrog (*Zn, Mn*)*Se* im Magnetotransport untersucht (siehe [Kei99] und [Gru00]). Es konnte jedoch bisher kein Aufspalten der Resonanzen in den hier hergestellten II-VI DMS RTDs nachgewiesen werden. Die festgestellten Magnetfeldabhängigkeiten der Resonanzen wiesen keinerlei Systematik auf und selbst der erfolgreiche Einbau von Mangan in den Quantentrog der RTD Strukturen war lange Zeit fraglich. Es ist jedoch aus relativ einfachen Betrachtungen an I-V Kennlinien der verwendeten RTDs direkt ersichtlich, dass ein Aufspalten der Resonanzen nicht in jedem Fall in

den Kennlinien sichtbar ist. In Abbildung 8.4 werden zwei mögliche Fälle für das Verhältnis zwischen der Linienbreite Γ_0 der ersten Resonanz und der Zeeman-Aufspaltung $\Delta E_{Zee}^{e_1}$ des ersten elektronischen Niveaus diskutiert. Ist $\Gamma_0 \gg \Delta E_{Zee}^{e_1}$ (siehe Abbildung 8.4a), so kann durch diese RTD kein stark polarisierter Tunnelstrom realisiert werden und auch eine Spinschaltung ist nicht möglich. Abbildung 8.4a zeigt zwei spinaufgespaltete Resonanzen (gepunktete und gestrichelte Linien) und die Summe der beiden Resonanzen (durchgezogene Linie). Es wird hier davon ausgegangen, dass die Tunnelwahrscheinlichkeiten durch die beiden Niveaus jeweils identisch sind. Diese Annahme ist zum einen durch die Spinartung im Emitter gerechtfertigt und zum anderen durch die Höhe der in dieser Arbeit verwendeten Barrieren von 2.3 eV, im Vergleich zu der maximalen Zeeman-Aufspaltung von etwa 20 meV. Da in der I-V Spektroskopie nur die Summe der Ströme gemessen wird, ist das Aufspalten der Resonanzen in diesem Fall (a) nicht zu beobachten. In Abbildung 8.4c ist die Polarisation $P_j = (j^{-1/2} - j^{+1/2}) / (j^{-1/2} + j^{+1/2})$ des Stromes für die in Abbildung 8.4a diskutierte Situation aufgetragen (durchgezogene Linie). Die Polarisation beträgt am Beginn der Resonanz etwa 40%, sinkt auf etwa -10% in der abfallenden Flanke der Resonanz und steigt auf 20% in der ansteigenden Flanke zur zweiten Resonanz. Nimmt man zusätzlich Spin-Flip Prozesse vom oberen ins untere Zeeman-Niveau an³, so verschiebt sich die Polarisation des Tunnelstroms zu positiven Werten hin und gleichzeitig wird die Modulation der Polarisation des Tunnelstroms über die Resonanz hinweg geringer (gestrichelte Linie in Abbildung 8.4c). Der Tunnelstrom zeigt also eine effektive (spannungsabhängige) Polarisation, die aber nicht zu einem Aufspalten der Magnetokennlinien führt. Erst im zweiten Fall, $\Gamma_0 \approx \Delta E_{Zee}^{e_1}$ (siehe Abbildung 8.4b), ist eine echte Aufspaltung der Kennlinien zu erwarten. Es sind wie in Abbildung 8.4a zwei spinaufgespaltete Kennlinien und deren Summe dargestellt. Abbildung 8.4d zeigt die Polarisation des entsprechenden Tunnelstroms im Falle keiner Spin-Flip Prozesse vom oberen in das untere Zeeman-Niveau (durchgezogene Linie) und für den Fall von dominierender Relaxation (gestrichelte Linie). Aufgrund der großen Aufspaltung ist in diesem Fall auch eine Aufspaltung der Resonanz in der I-V Kennlinie zu erwarten. Die Polarisation steigt in der ansteigenden Flanke der Resonanz sehr schnell auf 1 und erfährt im Bereich der aufgespalteten Resonanz eine sehr starke Modulation, die zu einer negativen Polarisation von -60% führt. Für höhere Resonanzen steigt die Polarisation sehr schnell wieder in den positiven Bereich. Selbst bei Hinzunahme von Spinrelaxation bleibt die starke Modulation der Polarisation erhalten, auch wenn keine negativen Polarisationen mehr erreicht werden können.

Da in den von M. Keim untersuchten *BeTe/(Zn, Mn)Se* RTDs keine Aufspaltung

³Es wird hier exemplarisch angenommen, dass 2/3 aller Spin +1/2 Elektronen in den Spin -1/2 Zustand relaxieren. Für den Fall einer vollständigen Spinrelaxation wird auch der Strom durch die RTD, unabhängig von der Spannung, zu 100% polarisiert sein.

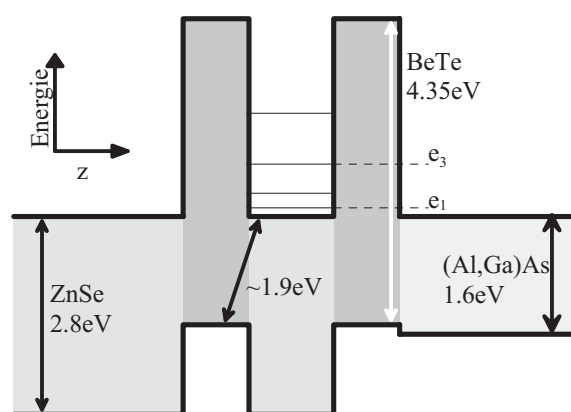


Abbildung 8.5: Darstellung des Bandkantenverlaufs einer $ZnSe/BeTe$ Doppelbarrierenstruktur (Valenz- und Leitungsband). $BeTe$ mit der direkten Bandlücke von 4.35 eV bildet das Barrierenmaterial. Es bildet sich ein Typ II Bandkantenverlauf aus. Die RTD ist auf eine $GaAs/(Al, Ga)As$ LED aufgewachsen.

der Resonanzen gefunden wurde, ist zu erwarten, dass die Linienbreiten der Resonanzen größer als die Zeeman-Aufspaltung sind. Um dennoch einen Anhaltspunkt über die Polarisation des Tunnelstroms in diesen RTDs zu erhalten, wurden $GaAs$ Spin-LEDs mit II-VI Doppelbarrieren Heterostrukturen überwacht. Aus der Polarisation der Elektrolumineszenz kann man Rückschlüsse über die spinpolarisierenden Eigenschaften von Resonanten Tunnelstrukturen gewinnen und gegebenenfalls die RTDs optimieren.

8.1.3 Probeneigenschaften

In Tabelle 8.1 sind die wichtigsten Eigenschaften der hier verwendeten RTD LED Strukturen zusammengefasst. Die II-VI RTDs sind auf $GaAs/(Ga, Al)As$ LEDs gewachsen, die äquivalent zu den in Kapitel 6.1.3 ausführlich beschriebenen $GaAs$ Detektoren sind. Der Abstand zwischen der II-VI Schicht und dem $GaAs$ Quantentrog beträgt 100 nm und das Dotierungsprofil im n- und p- Bereich entspricht dem schon besprochenem. In Tabelle 8.1 ist die Aluminiumkonzentration x_{Al} und die Quantentrogbreite d_{QW} des $GaAs$ Quantentrogs angegeben. Nach dem III-V Wachstum wird die undotierte Doppelbarrierenstruktur aufgebracht. In Tabelle 8.1 ist die Materialzusammensetzung und die entsprechenden Schichtdicken der RTD aufgeführt. Auf die Doppelbarriere wird eine undotierte

	RTD: Barriere / QW / x_{Mn}	LED: x_{Al}/d_{QW}
<i>RTD1</i>	3nm BeTe/ 6nm (Zn,Mn)Se / 10%	7% / 20nm
<i>RTD2</i>	3nm BeTe/ 6nm ZnSe	7% / 20nm
<i>RTD3</i>	3nm BeTe/ 3.5nm (Zn,Mn)Se / 6%	7% / 20nm
<i>RTD4</i>	3nm BeTe/ 3.5nm ZnSe	7% / 20nm

Tabelle 8.1: Schichtdicken und Legierungskonzentrationen der verwendeten DMS RTD Leuchtdioden. Angegeben sind die wichtigen Parameter für den II-VI RTD Bereich und den III-V $GaAs$ Bereich.

15 nm dicke $ZnSe$ Schicht aufgebracht, gefolgt von der 85 nm dicken hoch dotierten $ZnSe$ ($n_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) Zuleitungsschicht. Nähere Informationen zum Wachstum von RTD Strukturen finden sich in den Arbeiten von Keim [Kei99] und Gruber [Gru00].

Der Bandkantenverlauf einer $ZnSe/BeTe$ RTD ist in Abbildung 8.5 dargestellt. $BeTe$ bildet im $ZnSe$ Leitungsband eine 2.3 eV hohe Barriere und im Valenzband einen etwa 0.9 eV tiefen Quantentrog [Kei99]. Dieser Bandverlauf wird als Typ II Bandverlauf bezeichnet. Alle Proben aus Tabelle 8.1 wurden an der Oberfläche mit einer hoch dotierten $ZnSe$ Schicht abgeschlossen und in situ mit Aluminium bedampft. Die Strukturen wurden (wie die Spin-LEDs aus Kapitel 6) in $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ große Mesas strukturiert und mit $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ Aluminiumkontakten versehen, so dass die Elektrolumineszenz in Oberflächenemission zu bestimmen ist.

8.2 $(Zn, Mn)Se/BeTe$ Resonante Tunneldioden

In Abbildung 8.6 ist das EL Spektrum der RTD1, aufgenommen bei $B = 0$, $T = 1.6 \text{ K}$ und einem Strom von $I = 10 \text{ mA}$, dargestellt. Das Spektrum wird von dem Quantentrog-signal dominiert, das bei 1.523 eV liegt und eine Halbwertsbreite von 2.7 meV aufweist (siehe eingeschobenes Bild in Abbildung 8.6). Im Gegensatz zu den EL Spektren der Spin-

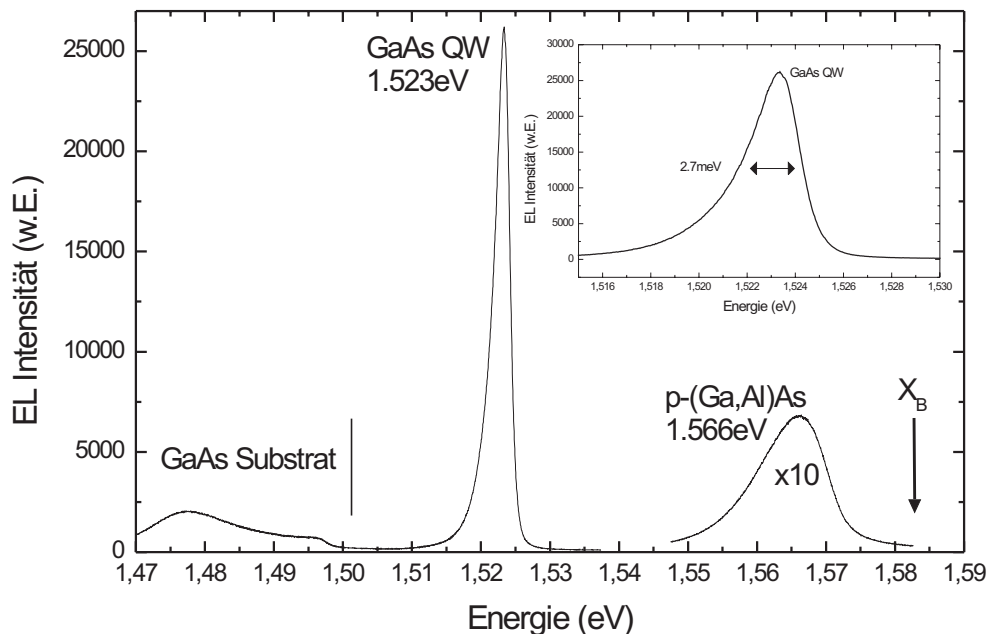


Abbildung 8.6: EL Spektrum der RTD1, aufgenommen bei $T = 1.6 \text{ K}$, $B = 0$ und einem Stromfluss von $I = 10 \text{ mA}$. Das Spektrum enthält neben der dominierenden $GaAs$ Quantentrog Emission auch EL aus dem Substrat- und dem Barrierenbereich. Eingeschobenes Bild: Vergrößerung der Quantentrog EL. Die Linienbreite beträgt nur 2.7 meV.

LED SLED2 (siehe Abbildung 6.7) sind hier die defektgebundenen Rekombinationen im Quantentrog sehr viel schwächer ausgeprägt und nur als asymmetrische Verbreiterung zu niedrigen Energien hin zu erkennen. Die energetische Position der Quantentrog EL entspricht der Aluminiumkonzentration in den Barrierschichten von etwa 6% bis 7% und der Quantentrogbreite von 20 nm. Im EL Spektrum zeigen sich auch Rekombinationen aus dem $GaAs$ Substratbereich und aus dem p-dotierten Bereich der $(Al, Ga)As$ Barrieren. Die erwartete Energie des $(Al, Ga)As$ Barrierenexzitons X_B ist in Abbildung 8.6 mit einem Pfeil gekennzeichnet. Aufgrund der geringen Linienbreiten und der hohen EL Intensität handelt es sich hierbei um einen qualitativ sehr hochwertigen $GaAs/(Al, Ga)As$ Quantentrog.

Die Qualität von Resonanten Tunnelioden wird nach dem PVR⁴ der einzelnen Resonanzen beurteilt. Nach den in Kapitel 8.1 vorgestellten theoretischen Eigenschaften von RTDs sinkt der Strom nach dem Überschreiten einer Resonanz, durchläuft ein Minimum und steigt für steigende Spannungen wieder an. Das Verhältnis zwischen dem maximalen Strom in der Resonanz und dem minimalen Strom im NDR Bereich der Resonanz bezeichnet man als PVR (siehe auch Abbildung 8.2e). Idealerweise sinkt der Strom im NDR Bereich auf null, so dass unter Umständen sehr hohe PVR Werte erreicht werden können. Streueffekte, wie z.B Streuung an Defekten oder Potenzialfluktuationen, können den PVR sehr stark reduzieren. Zusätzliche Serienwiderstände zu der RTD führen ebenfalls zu einem geringeren PVR. Dies ist insbesondere in den hier verwendeten RTDs, mit in Serie geschalteter LED, der Fall.

In Abbildung 8.7b sind I-V Kennlinien der RTD1 für unterschiedliche externe Magnetfelder dargestellt. Es sind drei Resonanzen zu erkennen, wobei nur die dritte Resonanz einen ausgeprägten NDR Bereich zeigt mit einem PVR von 1.3. Für die erste und zweite Resonanz lassen sich keine PVRs angeben. Die dritte Resonanz zeigt eine Verschiebung des Maximums zu niedrigeren Spannungen um 40 mV von $B = 0$ nach $B = 5.5$ T. Eine Aufspaltung der dritten Resonanz ist jedoch nicht zu beobachten. Da weder eine Verschiebung der zweiten Resonanz noch eine Verbreiterung dieser zu erkennen ist, kann die Verschiebung der dritten Resonanz nicht auf die Zeeman-Aufspaltung des dritten Energieniveaus im Quantentrog zurückgeführt werden.

Zur Bestimmung der Polarisation des Tunnelstroms wird der zirkulare Polarisationsgrad der Quantentrokelektrolumineszenz analysiert. In Abbildung 8.7a ist der optische Polarisationsgrad P_C in Abhängigkeit vom externen magnetischen Feld dargestellt. Der P_C wurde für verschiedene Spannungen zwischen der ersten und der dritten Resonanz in der I-V Kennlinie bestimmt. Die Abhängigkeit des zirkularen Polarisationsgrades vom externen Magnetfeld ist sehr ähnlich zu dem Polarisationsverlauf der sich für die Spin-LEDs mit manganhaltigen Kontaktschichten ergibt (siehe Kapitel 6.2.2 und Abbildung 6.10).

⁴engl. peak to valley ratio

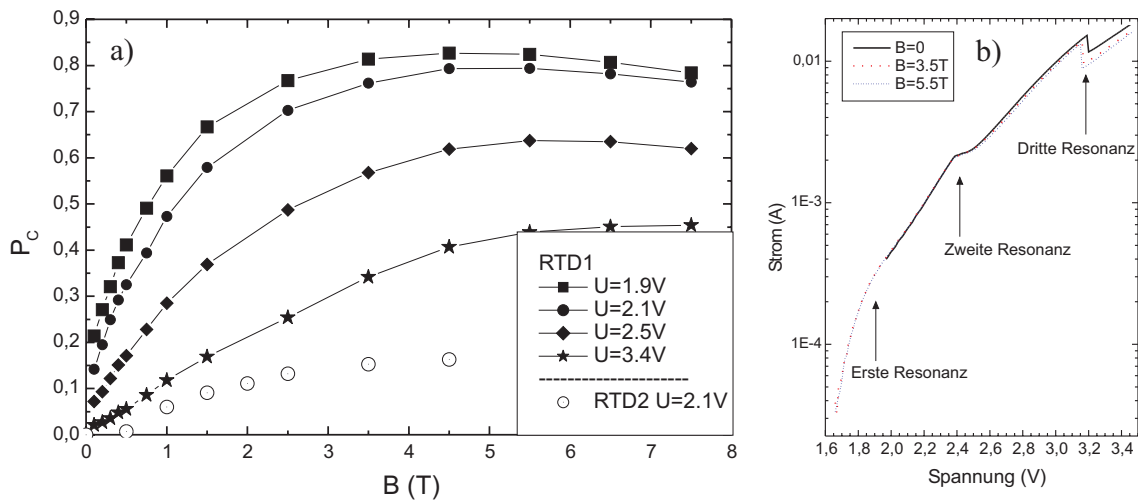


Abbildung 8.7: a) Optischer Polarisationsgrad P_C einer Resonanten Tunneldiode (RTD1), gemessen bei unterschiedlichen Spannungen U in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Daten der nicht magnetischen Referenzprobe (RTD2) sind ebenfalls dargestellt. b) I-V Kennlinien der Probe RTD1 bei unterschiedlichen Magnetfeldern. Es sind drei Resonanzen erkennbar. Nur die dritte Resonanz zeigt eine Abhängigkeit vom externen Magnetfeld.

Auffällig ist die sehr hohe maximale Polarisation von knapp 80% ($U = 1.9\text{ V}$, $B = 3.5\text{ T}$), die mit einer nur 6 nm dicken $Zn_{0,9}Mn_{0,1}Se$ Schicht innerhalb der Tunnelbarriere erreicht werden kann. Die Polarisation der Referenzprobe (RTD2) ist ebenfalls in Abbildung 8.7a dargestellt. Die Referenzpolarisation erreicht Werte bis zu 15% bei Magnetfeldern von 4.5 T. Im Vergleich dazu zeigen die Spin-LED Proben (siehe Abbildung 6.10) sehr geringe Referenzwerte von maximal 5%. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Aluminiumkonzentration und die Quantentrogbreite in den RTDs und den Spin-LEDs unterschiedlich gewählt wurde (siehe Kapitel 6.1.3 und 8.1.3), so dass sich der Loch g-Faktor stark unterscheidet (siehe [Sne92]). Dies führt zu einer größeren intrinsischen Zeeman-Aufspaltung in der RTD als in den Spin-LEDs und somit zu einer größeren intrinsischen Polarisation (siehe Gleichung 4.11). Berücksichtigt man diese hohen Referenzwerte, so werden hier mit der RTD1 Polarisationen im Bereich von 70% erreicht. Diese Werte sind äquivalent zu den Polarisationen, die von den Standard Spin-LEDs erzeugt werden.

Eine Veränderung der externen Spannung über die erste Resonanz hinweg bis hin zur dritten Resonanz ($U = 3.4\text{ V}$), hat ein stetiges Absinken der Polarisation bei jedem externen Magnetfeld zur Folge. Die Polarisation wird weder negativ, noch ist ein schaltähnlicher Vorgang zu erkennen, der auf das in Kapitel 8.1.2 angedeutete spinselektive Tunneln hindeutet. Vergleicht man die an den RTDs gefundene Reduktion der Polarisation für hohe Ströme $I = 16\text{ mA}$ bei $U = 3.4\text{ V}$ mit den Daten der Stromdichteabhängigkeit der Spin-LED (siehe Kapitel 6.4.2), so wird ersichtlich, dass die Reduktion

der Polarisation in Abhängigkeit von der Stromdichte bei den Resonanten Tunneldioden größer ist als bei den Spin-LEDs. Dieses unterschiedliche Verhalten deutet auf unterschiedliche Mechanismen der Generation von polarisierten Ladungsträgern in den RTDs und in den Spin-LEDs hin. Die Stromabhängigkeit der Spinmanipulation wird in Kapitel 8.2.3 besprochen. Eine detailliertere Analyse des spinselektiven Verhaltens einer RTD wird erst durch spannungsabhängige Messungen des Polarisationsgrades bei konstanten externen Magnetfeldern möglich und ist Gegenstand des nächsten Kapitels.

8.2.1 Spannungsabhängige Spinmanipulation

In Abbildung 8.8 ist der zirkulare Polarisationsgrad P_C in Abhängigkeit von der externen Spannung U für die Resonante Tunneldiode RTD1 dargestellt. Die spannungsabhängigen Messungen wurden für Magnetfelder bis zu $B = 7.5$ T durchgeführt und sind hier exemplarisch für $B = 0.5$ T, 1.5 T und 3.5 T dargestellt. Die Spannung wurde über den Bereich der drei Resonanzen in der Kennlinie von $U = 1.7$ V bis $U = 3.5$ V variiert. Jeder Messkurve bei konstantem Magnetfeld liegen 2000 Elektrolumineszenzspektren in σ^+/σ^- Detektion zugrunde. Dazu wurde die CCD Kamera über den I-V Analyzer getriggert und die Elektrolumineszenzspektren elektronisch ausgewertet. Die Messdaten zeigen eine starke Abhängigkeit von der externen Spannung, jedoch sind keine eindeutigen Effekte im Bereich der Resonanzen der I-V Kurve zu erkennen. Die Messkurve bei $B=0.5$ T zeigt die stärkste absolute Abhängigkeit von der Spannung wobei der Polarisationsgrad um über einen Faktor 10 reduziert wird. Für Magnetfelder ab 1.5 T steigt der Polarisationsgrad mit steigender Spannung, von 73% bei 1.7 V auf 83% bei 1.8 V, um erst bei weiterer Spannungserhöhung wieder abzufallen. Ein ähnliches Verhalten konnte auch in Spin-LED Strukturen bei sehr kleinen Spannungen und daraus resultierenden Elektrolumineszenzintensitäten beobachtet werden. Dieses Verhalten liegt daran, dass die LED Struktur bei kleinen Spannungen noch nicht voll durchgeschaltet ist, so dass im nicht-linearen Bereich der LED I-V Kennlinie sich der Quantentrog noch verkippt. Diese Veränderung der Quantentrogssymmetrie führt zu einer Veränderung des Schwerlochexziton g-Faktors und somit zu einer Veränderung der Referenzpolarisation. Dieser Effekt tritt typischerweise erst bei höheren Magnetfeldern auf, da erst hier die intrinsische Zeeman-Aufspaltung, gesteuert durch den $GaAs/(Al, Ga)As$ g-Faktor, relevant wird. Dieses Verhalten spiegelt sich auch in den Referenzmessungen an RTD2 wider. Die Referenzpolarisation bei $B = 3.5$ T zeigt eine Spannungsabhängigkeit bei niedrigen Spannungen bis etwa 2.1 V, bei höheren Spannungen ist das Referenzsignal konstant. Im übrigen Verlauf fällt bei konstantem Magnetfeld die Polarisation von RTD1 mit steigender Spannung. Prinzipiell ist ein solches Verhalten der Polarisation beim Überschreiten einer Resonanz zu erwarten, jedoch sollte beim erneuten Erreichen einer Resonanz die Polarisation wieder ansteigen (siehe auch Abbildung 8.4 und Kapitel 8.1.2). Extrem auffällig ist jedoch, dass die prozen-

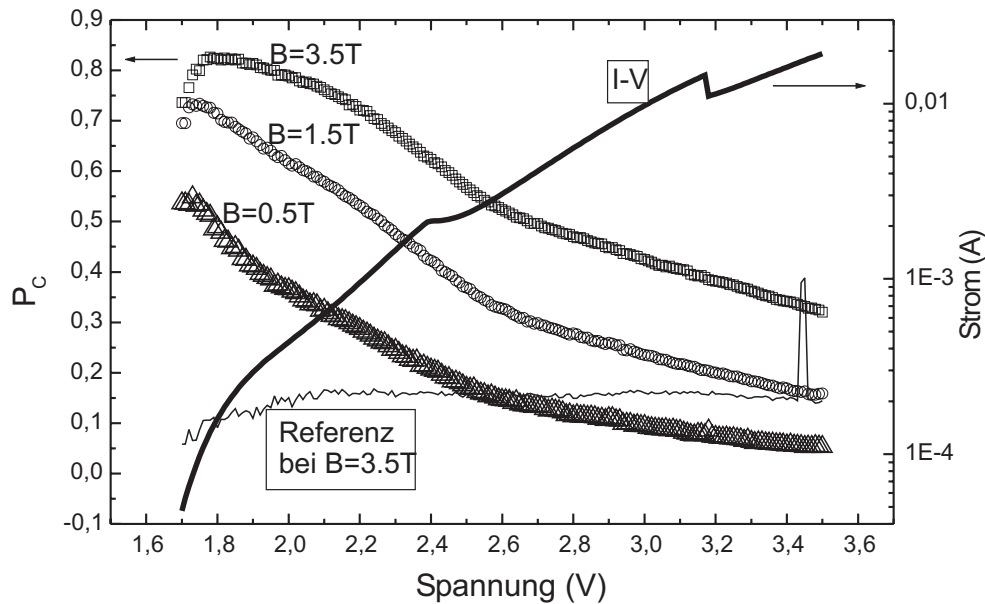


Abbildung 8.8: Zirkularer Polarisationsgrad P_C (linke Achse) einer RTD (RTD1) in Abhängigkeit von der äußeren Spannung bei unterschiedlichen Magnetfeldern ($B=0.5$ T, 1.5 T, 3.5 T). Das Referenzsignal wurde aufgenommen bei $B=3.5$ T. Die I-V Kennlinie der RTD1 für $B=0$ zeigt drei Resonanzen (rechte Achse). Erhöht man die externe Spannung, so sinkt der P_C für jedes Magnetfeld. Ein Schalten bzw. ein Ansteigen der Polarisation nach dem Durchfahren einer Resonanz wird nicht beobachtet.

tuale Änderung der Polarisation bei einem konstanten Magnetfeld B über den gesamten Spannungsverlauf am kleinsten für hohe Magnetfelder ist. Vor allem im Spannungsbereich von $U = 1.8$ V bis $U = 2.6$ V sind extreme Unterschiede in der Steigung der Polarisation deutlich, die für steigende Magnetfelder immer schwächer wird. Dieses Verhalten ist im direkten Gegensatz zu dem in Kapitel 8.1.2 dargestellten Mechanismus des selektiven Tunnelns durch spinaufgespaltete Energieniveaus im Quantentrog. Demzufolge müssten Änderungen in der Polarisation, bedingt durch spinselektives Tunneln immer stärker werden für größere Zeeman-Aufspaltungen. Je kleiner die Zeeman-Aufspaltung, desto geringer sind die zu erwartenden Änderungen in der Polarisation. Dieses zu erwartende Verhalten äußert sich nicht in den an der RTD1 durchgeführten Messungen, so dass sehr wahrscheinlich anderen Effekten eine größere Bedeutung zukommt und das spinselektive Tunneln in einer $BeTe$ RTD mit einem 6 nm breiten $Zn_{0.9}Mn_{0.1}Se$ Quantentrog und 3 nm breiten $BeTe$ -Barrieren nur eine untergeordnete Rolle spielt. Zwei mögliche Effekte können das spinselektive Tunneln in der RTD1 stark unterdrücken:

- *Linienbreite der Resonanzen:* In Kapitel 8.1.2 wurde die Abhängigkeit der Spinfilter Eigenschaften einer RTD von der Linienbreite der Resonanzen diskutiert. Eine

Untersuchung der Linienbreiten von Resonanzen von $ZnSe/BeTe$ Resonanten Tunnelioden wurde in der Dissertation von M. Keim [Kei99] durchgeführt. Er gibt die Linienbreiten für das erste Subband von 10 meV bis zu 30 meV oder größer an. In Kapitel 8.1.2 wurde gezeigt, dass für eine deutliche Spinfilterfunktion der RTD eine Zeeman-Aufspaltung nötig ist, die im Bereich der Linienbreite liegt. Eine Linienbreite von 10 meV bis 15 meV liegt demzufolge noch in einem sinnvollen Arbeitsbereich, für Linienbreiten ab 20 meV bis 30 meV und höher wird das spinselektive Verhalten der RTD stark unterdrückt.

- *Spinrelaxation*: Die starke Wechselwirkung zwischen den Ladungsträgern und den Manganionen in dem Quantentrog hat eine sehr hohe Spinstreuung zur Folge. Dies kann dazu führen, dass der Tunnelprozess der Ladungsträger sequentiell erfolgt. Dies bedeutet, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Quantentrog erhöht wird, was wiederum eine Erhöhung der Spinrelaxation zur Folge hat. Die spinselektiven Eigenschaften einer RTD werden dadurch völlig unterdrückt und die RTD übernimmt den Charakter einer spinpolarisierenden Schicht. Dieses Verhalten ist in der RTD1 deutlich ausgeprägt.

Eine deutliche Verbesserung der Spinfilter Eigenschaften einer RTD kann vor allem durch hochqualitative Strukturen mit geringerer Ladungsträgerstreuung und deutlich ausgeprägteren Resonanzen als in der RTD1 erreicht werden.

8.2.2 Verbesserte strukturelle Eigenschaften

Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt wurde ist es notwendig die Linienbreite der Resonanzen der RTDs zu verringern bzw. den PVR deutlich zu vergrößern. Eine Verbesserung des PVR wird oft schon alleine durch die Verbesserung der strukturellen Eigenschaften der Heterostrukturen erreicht (Optimierung der Epitaxie, siehe [Kei99]). Zusätzlich ist es notwendig die Mangankonzentration im Quantentrog von 10% (RTD1) zu reduzieren. Dies hat eine Verringerung der Spinrelaxationszeit zur Folge, während sich die Zeeman-Aufspaltung des Leitungsbands nur geringfügig verkleinert (siehe Abbildung 6.4). Zusätzlich müssen die Tunnelzeiten für Elektronen durch die RTD verringert werden, was eine Reduzierung der Wechselwirkung zwischen den Manganionen und den Elektronen zur Folge hat. Dies kann z.B. durch die Verkleinerung der Quantentrogbreite erreicht werden. Dadurch verschieben sich die Energieniveaus im Quantentrog zu höheren Energien, wodurch sich die Transparenz der Tunnelbarriere erhöht und die Tunnelzeiten verringern. Durch solche Veränderungen können alle spinselektiven Faktoren der RTD1 weiter verbessert werden. Aus diesen Gründen wurde für die Resonante Tunneliode RTD3 die Breite des Quantentrogs von 6 nm auf 3.5 nm und die Mangankonzentration von 10% auf 6% reduziert. Im Vergleich zu RTD1 konnte die strukturelle Qualität von RTD3 deutlich

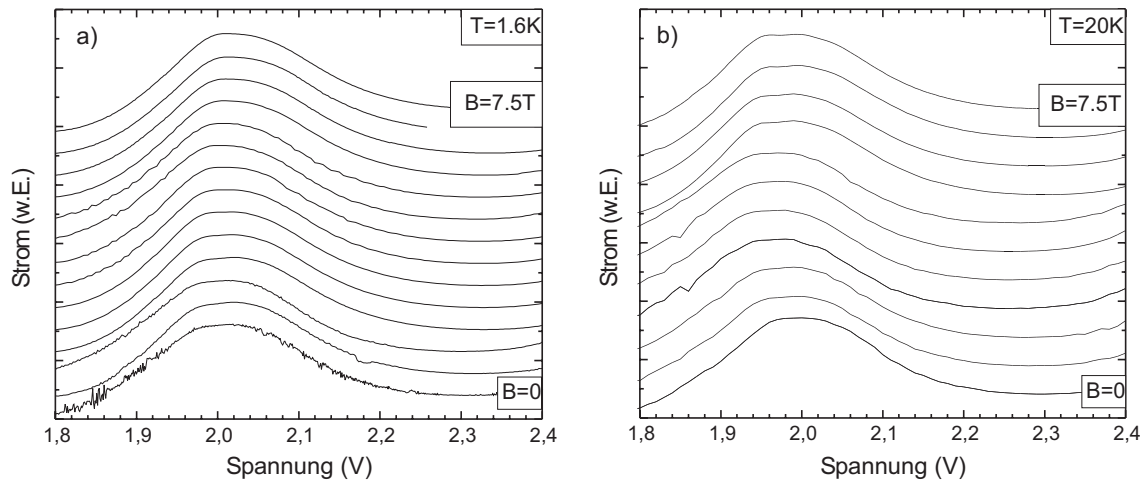


Abbildung 8.9: Kennlinien der Resonanten Tunneldiode RTD3 (erste Resonanz) bei verschiedenen externen Magnetfeldern: a) für eine Probentemperatur von $T = 1.6$ K und b) $T = 20$ K. Es kann keine konsistente Abhängigkeit der Kennlinien vom Magnetfeld bei unterschiedlichen Temperaturen festgestellt werden.

verbessert werden, so dass die Resonanzen einen ausgeprägten NDR Bereich zeigen. In Abbildung 8.9 sind Strom-Spannungs Kennlinien der Probe RTD3 (erste Resonanz) dargestellt. Abbildung 8.9a zeigt die Entwicklung der Kennlinien für unterschiedliche externe Magnetfelder von $B = 0$ bis $B = 7.5$ T für eine Probentemperatur von $T = 1.6$ K und in Abbildung 8.9b ist die Magnetfeldabhängigkeit der I-V Kennlinien bei einer Probentemperatur von $T = 20$ K dargestellt. Im Vergleich zu der Kennlinie von Probe RTD1 (siehe Abb. 8.7b) wurde für diese RTD eine extreme Verbesserung des PVR erreicht. Während die ersten beiden Resonanzen der RTD1 keinen NDR zeigen und die dritte Resonanz einen PVR von 1.3 zeigt, ergibt sich für die erste Resonanz von RTD3 ein PVR von 4.3. Selbst die zweite Resonanz von RTD3 (siehe I-V Kennlinie in Abbildung 8.10) weist noch einen PVR von 2.4 auf. Insgesamt konnte durch die Veränderung der Wachstumsparameter wie Mangankonzentration und Quantentrogbreite eine RTD mit deutlich verbesserten elektrischen Eigenschaften hergestellt werden, die auch eine Verbesserung der spinselektiven Eigenschaften erwarten lassen.

Jedoch konnten auch in der RTD3 keine spinselektiven Eigenschaften in den I-V Kennlinien nachgewiesen werden. Bei $T = 1.6$ K (siehe Abbildung 8.9a) verschiebt sich das Resonanzmaximum mit steigendem externem Magnetfeld sehr geringfügig zu höheren Spannungen und die Linienform wird bei $B = 7.5$ T leicht asymmetrisch. Die Verschiebung zu höheren Spannungen ist durch die Landau Quantisierung im externen Magnetfeld zu erwarten, die Veränderung der Linienform ist eventuell auf die Spinaufspaltung des Energieniveaus zurückzuführen. Sehr wahrscheinlich ist aber die Halbwertsbreite der

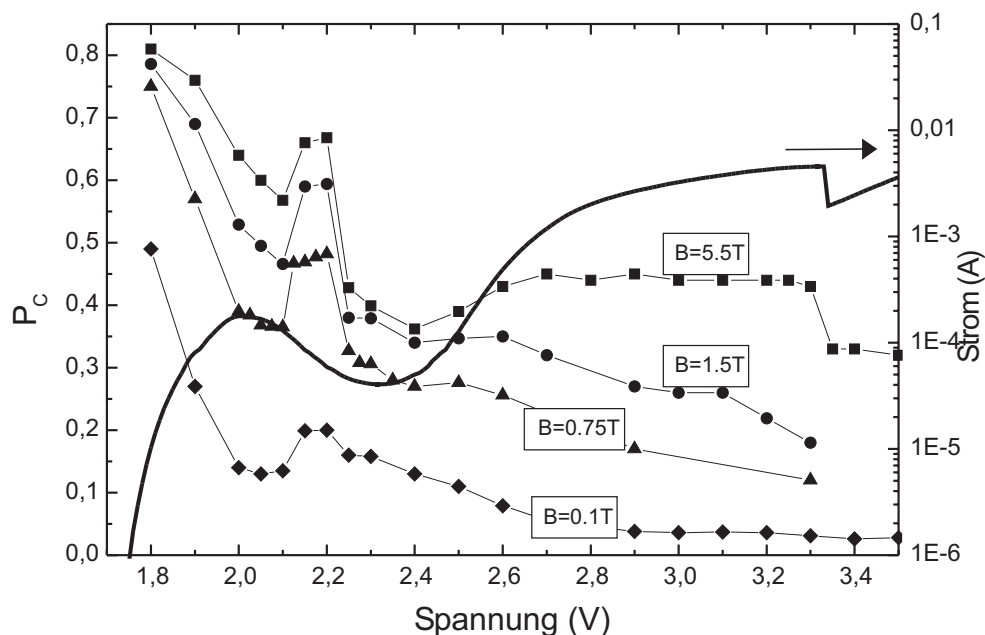


Abbildung 8.10: Linke Skala: P_C einer RTD (RTD3) in Abhängigkeit von der äußeren Spannung bei unterschiedlichen Magnetfeldern ($B = 0.1$ T, 0.75 T, 1.5 T, 5.5 T). Die Polarisation erfährt eine starke Modulation für steigende Spannungen. Rechte Skala: Kennlinie (durchgezogene Linie), aufgenommen bei $B = 0$ und $T = 1.6$ K.

ersten Resonanz in der RTD größer als die maximale Zeeman-Aufspaltung bei $B = 7.5$ T, so dass sich keine separaten Maxima in der I-V Kennlinien ausbilden können (siehe auch Kapitel 8.1.2 und Abbildung 8.4). Das Verhalten der Kennlinien bei höheren Temperaturen steht jedoch im Gegensatz zu den Messungen bei 1.6 K. Eine geringe Temperaturerhöhung führt zu einer geringeren maximalen Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus in der RTD und somit sollte die sich ausbildende Asymmetrie in den Kennlinien schwächer werden. Bei einer Proben temperatur von $T = 20$ K zeigen die Magnetokennlinien jedoch das entgegengesetzte Verhalten (siehe Abbildung 8.9b). Das steigende externe Magnetfeld bewirkt zunächst eine Verschiebung der Resonanz zu niedrigeren Spannungen, bis zu einer Feldstärke von $B = 3$ T, bei weiterer Erhöhung des Magnetfeldes verschiebt das Maximum wieder zu höheren Spannungen, die Linie wird breiter und es bildet sich dieselbe Linienform wie bei $T = 1.6$ K aus. Auch durch eine detaillierte Analyse der I-V Kennlinien der RTD3 konnte kein konsistentes spinabhängiges Verhalten gefunden werden.

Wie auch an der RTD1 wurde zur Bestimmung der Polarisation des Tunnelstroms der Resonanten Tunneldiode RTD3, mit einer Quantentrogbreite von 3.5 nm und einer Barrierenbreite von 3 nm, die zirkulare Polarisation der Elektrolumineszenz der LED in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes und unter Variation der externen Spannung ge-

messen. Abbildung 8.10 zeigt den zirkularen Polarisationsgrad P_C in Abhängigkeit von der externen Spannung U bei vier verschiedenen Magnetfeldstärken ($B = 0.1$ T, 0.75 T, 1.5 T, 5.5 T). Die durchgezogene Linie ist die I-V Kennlinie, aufgenommen bei $T = 1.6$ K und $B = 0$ (rechte Achse in Abbildung 8.10, logarithmische Skala). RTD3 zeigt, im Vergleich zu RTD1 (siehe Abbildung 8.8), ein deutlich verändertes Polarisationsignal. Bei niedrigen Spannungen (1.8 V) wird bei jedem externen Magnetfeld B die höchste Polarisation erreicht, die mit steigender Spannung stark fällt und bei Spannungen um 2.2 V für jedes Magnetfeld eine starke positive Modulation erfährt. Die Größe der Modulation steigt mit steigendem Magnetfeld, liegt aber für jedes Magnetfeld im gleichen Spannungsbereich. Erhöht man die Spannung weiter, so ergibt sich ein vom externen Magnetfeld abhängiger Verlauf. Für geringe Magnetfelder ($B \leq 1$ T) sinkt das Polarisationsignal mit steigender Spannung und für Magnetfelder $B > 1$ T bleibt das Signal konstant bzw. steigt an, bis es nach der zweiten Resonanz abfällt ($B = 5.5$ T). Auch in dieser Resonanten Tunnel-diode wird das Polarisationsignal für keine der äußeren Spannungen null bzw. nimmt negative Werte ein. Es kann also auch mit der gegenüber der RTD1 stark verbesserten Tunnel-diode RTD3 kein Spinschalten erreicht werden. Das Verhalten des Polarisations-signals der RTD3 zeigt allerdings einige Ansätze der Spinmanipulation. So ist vor allem das Ansteigen des Signals nach der ersten Resonanz ein Anzeichen für die Spinmanipulation, da hier das Spin $-1/2$ Niveau der zweiten Resonanz in den Bereich der Fermi Energie des Emitters kommt und das Spin $+1/2$ nur noch geringfügig zum Tunnelstrom beiträgt, wodurch ein Ansteigen der Polarisation erwartet wird (siehe die Diskussion in Kapitel 8.1.2 und Abbildung 8.4). Die Modulation der Polarisation bei $U = 2.2$ V ist nach dem Modell aus Kapitel 8.1.2 nicht zu erwarten und im Rahmen dieser Arbeit konnte der Ursprung der Modulation nicht geklärt werden. Im nächsten Kapitel wird bei der Diskussion des Polarisations-signals, in Abhängigkeit von der externen Spannung, auch die Stromdichteabhängigkeit der elektrischen Spininjektion berücksichtigt.

8.2.3 Stromabhängigkeit der Spinmanipulation

In den Spin-LEDs mit manganhaltigen Schichten wurde eine Abhängigkeit der Polarisation der Ladungsträger von der Stromdichte gefunden (siehe Kapitel 6.4.2). Die Stromdichteabhängigkeit konnte hauptsächlich auf die Erwärmung des Mangansystems zurückgeführt werden, die sich bei einer bestimmten Stromdichte einstellt. Bei der Bestimmung der Spinmanipulation durch Resonante Tunnelioden wird der Schaltvorgang bzw. die Änderung der Spinpolarisation durch die Änderung der äußeren Spannung bzw. des Stroms erzielt. Es ist möglich, dass die in der RTD3 gefundene Spannungsabhängigkeit der Spinpolarisation durch den in den Spin-LEDs gefundenen Effekt hervorgerufen wird und somit der Ursprung nicht in einer Spinmanipulation durch Resonantes Tunneln liegt

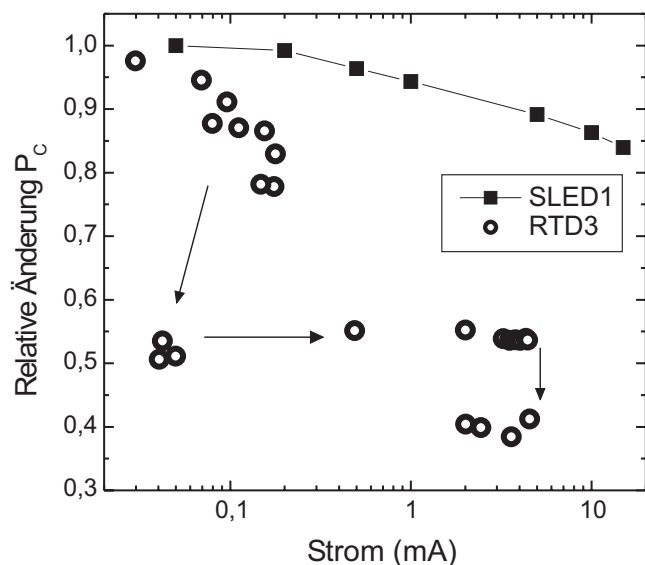


Abbildung 8.11: Vergleich der Stromabhängigkeit der Spininjektion. Dargestellt ist die relative Änderung der Polarisation P_C in Abhängigkeit von dem Stromfluss I für eine Spin-LED (SLED1) und die Resonante Tunneldiode RTD3 bei $B = 4.5$ T und $T = 1.6$ K. Die Pfeile markieren den Verlauf der Stromabhängigkeit für die RTD3. Die RTD3 zeigt eine wesentlich stärkere Stromabhängigkeit als die SLED1.

sondern ein reiner Erwärmungseffekt ist.

Ein quantitativer Vergleich zwischen den Spin-LEDs und den Resonanten Tunneldioden ist sehr schwierig durchzuführen, da die RTDs einen zusätzlichen, von der äußeren Spannung abhängigen, Widerstand besitzen. Am Besten für einen Vergleich ist der Strom durch die manganhaltige Schicht geeignet, da dieser sowohl für die Spin-LEDs als auch für die RTDs gleich einzustellen ist. In Abbildung 8.11 ist die relative Änderung der Polarisation P_C in Abhängigkeit vom Strom für die Spin-LED SLED1 und die Resonante Tunneldiode RTD3 aufgetragen. Die Polarisationsdaten wurden aufgenommen bei $T = 1.6$ K und $B = 4.5$ T. Aufgrund des Auftretens des NDR in den Kennlinien der Resonanten Tunneldioden gibt es unter Umständen mehrere Polarisationsgrade P_C bei gleichen Strömen, denen aber unterschiedliche Spannungen zugrunde liegen. Die Pfeile in Abbildung 8.11 kennzeichnen den Verlauf (für steigende Spannungen) der Polarisationsdaten von SLED1 und RTD3 sind extrem verschieden. Während die Polarisation der SLED1 nur geringfügig fällt und bei $I = 15$ mA immer noch 85% der ursprünglichen Polarisation einnimmt, sinkt die Polarisation der RTD3 wesentlich stärker und verliert nach dem Überschreiten der ersten Resonanz (nach dem ersten Pfeil in Abb. 8.11) knapp 50% der Polarisation. Bei weiterer Erhöhung bleibt dieser Verlust der Polarisation nahezu konstant bzw. steigt wieder geringfügig, bis er etwa bei einem Strom von $I = 4$ mA um weitere 10% sinkt. Der Vergleich der Daten der Spin-LED und der RTD zeigt, dass die in den RTDs gefundene spannungsabhängige Spinmanipulation einen weiteren Ursprung besitzt, als die in den Spin-LEDs gefundene Stromabhängigkeit. Dieser Ursprung ist auf die Spinfilter Eigenschaften der RTD3 zurückzuführen.

8.3 Ausblick

In diesem Kapitel wurden $(Zn, Mn)Se/BeTe$ Resonante Tunneldioden (RTDs) mit Hilfe von $GaAs$ Leuchtdioden auf ihre spinselektiven Eigenschaften untersucht. Es wurde eine starke Spannungsabhängigkeit der Polarisation gefunden, die zumindest teilweise den theoretischen Erwartungen entsprach. Ein echtes Schalten zwischen den beiden Spinpolarisationen oder zumindest eine geringe negative Polarisation konnte nicht beobachtet werden. Sehr wahrscheinlich verhindern zu große Linienbreiten der Resonanzen in den hier verwendeten Tunnelbarrieren ein Spinschalten. Durch die Verwendung von Barrierematerialien mit sehr viel geringeren Barrierenhöhen als $BeTe$ ist es möglich, die Linienbreiten der Resonanzen und die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger im Quantentrog stark zu verringern. Dies konnte inzwischen durch $(Zn, Mn)Se/(Be, Zn)Se$ Tunnelbarrieren erreicht werden [Slo03], wobei in Magnetotransportmessungen ein Aufspalten der Resonanzen der RTD im externen Magnetfeld beobachtet wurde. Es ist zu erwarten, dass eine Untersuchung dieser neuartigen Tunnelstrukturen mit $GaAs$ LEDs als Detektoren für die Polarisation des Tunnelstroms weitere detaillierte Informationen liefert.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Die Zielsetzung dieser Arbeit war die elektrische Spininjektion in Halbleiter zu erforschen und Methoden zu deren Realisation zu entwickeln. Hierzu wurden in dieser Arbeit III-V und II-VI Halbleiterheterostrukturen mit Hilfe von Photolumineszenz-, Elektrolumineszenz- und Anregungsspektroskopie untersucht. Die Messungen wurden bei Temperaturen im Bereich von 1.6 K bis 50 K durchgeführt und es wurden Magnetfelder bis zu 9 T verwendet.

Die elektrische Spininjektion in einen nicht magnetischen Halbleiter wurde zum ersten mal in dieser Arbeit nachgewiesen. Hierzu wurden zwei neuartige Konzepte verwendet und miteinander verbunden. Zum einen wurde die Detektion von spinpolarisierten Strömen mit Hilfe von optischen Übergängen durchgeführt. Zum anderen wurde in dieser Arbeit erstmals ein semimagnetischer II-VI Halbleiter als spinpolarisierender Kontakt verwendet. Durch die optische Detektion wurden die bisherigen Magnetowiderstandsmessungen zur Bestimmung der Spininjektion abgelöst und durch die Verwendung von semimagnetischen Halbleitern wurde eine neue Klasse von Materialien für die Anwendung in spinselktiven Halbleiterheterostrukturen gefunden.

Für den optischen Detektor der Elektronenpolarisation wurde eine $GaAs/(Al, Ga)As$ Leuchtdiode (Spin-LED) verwendet, in die über das p-dotierte Substrat unpolarisierte Löcher und über den n-dotierten semimagnetischen Halbleiter spinpolarisierte Elektronen injiziert wurden. Das durch die Rekombination der Ladungsträger aus der LED emittierte Licht wurde in Oberflächenemission detektiert. Aufgrund der Auswahlregeln für optische Übergänge in Halbleitern mit Zinkblendestruktur ist es möglich, anhand der zirkularen Polarisation der Elektrolumineszenz, die Polarisation der injizierten Elektronen anzugeben. Abhängig vom externen Magnetfeld wurde die zirkulare Polarisation der Lichtemission von Spin-LEDs analysiert. Diese Polarisation erreichte schon bei geringen externen Magnetfeldern von z.B. 0.5 T sehr hohe Werte von bis zu 50%. Im Vergleich dazu ist die intrinsische Polarisation von $GaAs/(Al, Ga)As$ Heterostrukturen mit bis zu 5% sehr gering. An den Spin-LEDs wurden Photolumi-

nesenzmessungen zu der Bestimmung der intrinsischen Polarisation durchgeführt und zusätzlich wurde die Elektrolumineszenz von *GaAs* LEDs ohne manganhaltigen Kontakt analysiert. Mit Hilfe dieser Referenzmessungen konnten Seiteneffekte, die z.B. durch die magneto-optisch aktive manganhaltige Schicht in den Spin-LEDs verursacht werden können, ausgeschlossen werden. Insgesamt war es möglich die elektrische Spininjektion in Halbleiter eindeutig nachzuweisen.

Mit Hilfe der Messmethode der optischen Orientierung wurde die Spinrelaxationszeit in den *GaAs/(Al, Ga)As* Heterostrukturen bestimmt. Durch die Spinrelaxationszeit ist es möglich die ursprünglich in die LED injizierte Polarisation der Elektronen zu berechnen, bevor diese in den Quantentrog relaxieren, Exzitonen bilden und rekombinieren. Es zeigt sich, dass die in die LED injizierten Elektronen nahezu vollständig polarisiert sind.

Um das Ausfrieren der Ladungsträger in den manganhaltigen Schichten der Spin-LEDs zu vermeiden, wurden entartet dotierte semimagnetische Halbleiter verwendet. Inwieweit diese hohe Dotierung einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften von semimagnetischen Halbleitern hat, wurde bisher noch nicht erforscht. In dieser Arbeit wurden daher erstmals hochdotierte semimagnetische Epischichten mittels Photolumineszenz in externen Magnetfeldern untersucht. Durch diese Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass die riesige Zeeman-Aufspaltung im Leitungsband von hochdotierten semimagnetischen Schichten gegenüber undotierten Schichten unverändert ist.

Es wurde eine Stromabhängigkeit der Polarisation der injizierten Elektronen in den Spin-LEDs gefunden. Dieser Effekt kann durch eine Erwärmung der LED hervorgerufen werden. Durch gezielte Photolumineszenzuntersuchungen an der semimagnetischen Schicht von Spin-LEDs wurde eine Reduktion der Zeeman-Aufspaltung, abhängig vom Stromfluss, festgestellt. Diese Reduktion ist Folge einer Erhöhung der Temperatur des Mangansystems in den Spin-LEDs und ist, unter anderem, für die Stromabhängigkeit der Spininjektion verantwortlich.

Durch temperaturabhängige Messungen der Spininjektion konnte gezeigt werden, dass die Polarisation der injizierten Ladungsträger einer eindeutigen Temperaturabhängigkeit folgt. Diese Abhängigkeit ist korreliert mit der temperaturabhängigen Zeeman-Aufspaltung in der semimagnetischen Kontaktschicht. Zusätzlich ist es gelungen zu zeigen, dass die LED in einem Hochfeldregime betrieben wird. Dies hat zur Folge, dass die an der Grenzfläche von semimagnetischem Halbleiter zu nicht magnetischem Halbleiter sich einstellende Polarisation direkt in den nicht magnetischen Halbleiter injiziert wird. Aus diesem Grund ist die elektrische Spininjektion in *GaAs* LEDs sehr robust gegenüber äußeren Parametern.

Neben der Oberflächenemission bietet es sich auch an, die Seitenemission einer Spin-LED für die Detektion der elektrischen Spininjektion zu verwenden. Dies ist insbesondere dann von Vorteil, wenn die magnetischen oder semimagnetischen Injektionsschichten ei-

Kapitel 10

Summary

The purpose of this thesis was to study the electrical spin injection into semiconductors. To realize this III-V and II-VI semiconductor heterostructures have been studied by photoluminescence-, electroluminescence-, and excitation spectroscopy. All measurements in this thesis have been carried out in the temperature range from 1.6 K to 50 K, and magnetic fields up to 9 T have been used.

The electrical spin injection into a non magnetic semiconductor has been demonstrated experimentally for the first time in this thesis. This was possible because two complete new concepts have been used to realize the electrical spin injection. On one hand the polarization of a spin polarized current was detected by optical transitions. And on the other hand a semimagnetic II-VI semiconductor has been used for the first time to generate a spin polarized current. With semimagnetic semiconductors a new class of spin selective materials has been introduced into spintronics and by the optical detection of a spin polarized current former experimental methods e.g. magneto resistivity measurements have become obsolete.

A $GaAs/(Al, Ga)As$ light emitting diode (Spin-LED), where unpolarized holes are injected over the p-type substrate and spin polarized electrons are injected over the n-type semimagnetic contact layer, has been used in this thesis to detect spin polarized currents. The light which is emitted from the active area of the LED in surface emission has been analyzed. Due to the selection rules for optical transitions in semiconductors it is possible to determine the polarization of the current driving the LED by the analysis of the circular polarization of the emitted light. The circular polarization of the light emission of Spin-LEDs has been determined for various external magnetic fields. This polarization reached at weak magnetic fields of 0.5 T already quite high values of about 50%. In comparison, a non magnetic $GaAs/(Al, Ga)As$ LED produces circular polarized light with a polarization of about 5%, which is a typical value and quite small. The Spin-LEDs have been also analyzed by photoluminescence to determine the intrinsic polarization and additionally the electroluminescence of $GaAs$ LEDs without semimagnetic contact has been analyzed.

In conclusion, all these measurements clearly showed, that spin polarized currents can be injected through semimagnetic semiconductors into non magnetic semiconductors.

It was possible to determine the spin relaxation time in the $GaAs/(Al, Ga)As$ heterostructures by the method of optical orientation. With the knowledge of the spin relaxation time it is possible to calculate the polarization of the electrons which are injected into the LED before they relax into the quantum well, form excitons and recombine with holes. The experiments done in this thesis show, that the electrons which are injected into the LED are almost completely polarized.

To prevent the freeze out of the carriers in the manganese compound of the Spin-LED, the semimagnetic layer has been heavily n-type doped (above the Mott criterion). Up to now it was not clarified if such high doping levels show any effect on the magnetic properties of semimagnetic semiconductors. Due to this, heavily n-type doped semimagnetic epilayers have been analyzed by photoluminescence measurements in external magnetic fields. This analysis showed that the giant Zeeman splitting of the conduction band of heavily doped semimagnetic epilayers is not influenced in comparison to undoped layers.

It was found, that the polarization of the electrons which are injected into the LED is decreased by increasing current density. The heating of the LED by the electrical current might be responsible for this effect. By a systematic analysis of the photoluminescence of semimagnetic layers, a reduction of the giant Zeeman splitting with increasing current density was found. This reduction of the Zeeman splitting is due to the increase of the temperature of the manganese system in the Spin-LEDs and is responsible for the current dependency of the electrical spin injection.

Temperature dependent measurements showed, that the polarization of the injected carriers follows a clear temperature dependency. This dependency is connected to the temperature dependent Zeeman splitting in the semimagnetic layer. However, it was found, that the LED is driven in a high electrical field regime which induces, that the polarization at the interface of semimagnetic and non magnetic layer is injected into the non magnetic layer without any reduction. Due to this, the electrical spin injection into $GaAs$ LEDs is extremely robust.

In addition to the surface emission, it is also possible to analyze the light of a Spin-LED which is emitted parallel to the quantum well planes of the $GaAs$ LED (side emission) to verify the electrical spin injection. This is in particular very important, if the magnetic or semimagnetic layer of a Spin-LED is able to distort the polarization of the transmitted light. The light which is emitted parallel to the quantum well planes of the LED is not passing through this optical active material. Exactly this is the reason, why the electrical hole spin injection through $(Ga, Mn)As$ layers in $GaAs$ LEDs was analyzed and demonstrated with the side emission. The extremely high efficient Spin-LEDs, which were used in this thesis, can also be analyzed in the side emission configuration to show

the electrical spin injection. Nevertheless it was found in this thesis, that the electrical spin injection into $GaAs/(Al, Ga)As$ LEDs cannot be demonstrated in the side emission configuration. It was found, that this is due to the selection rules for optical transitions in side emission. The selection rules in principle prohibit an emission of circularly polarized light along the quantum well planes for heavy hole transitions. For future investigations in the side emission configuration systems with light hole transitions should be favored, because the emission of circularly polarized light along the quantum well planes is allowed.

Beyond the mere demonstration of the electrical spin injection it is of great interest to adjust the polarization of the electrical current by an external electrical parameter, and even realize a switching between spin up and spin down polarization. With the use of a semimagnetic layer it is just possible to adjust or switch the polarization via the external magnetic field, which is not very favorable. In this thesis resonant tunneling diodes with manganese incorporated in the quantum well were investigated as a suitable device for the control of the polarization of the injected electrons in a $GaAs$ LED by the external voltage. Due to theoretical studies it should have been possible to switch between spin up and spin down by the voltage which is applied across the resonant tunneling diode. To determine the polarization of the current a $GaAs/(Al, Ga)As$ LED has been used.

In this thesis $BeTe/(Zn, Mn)Se$ resonant tunneling diodes with varying values of the quantum well width, the barrier width, and the manganese concentration in the quantum well have been studied. In all structures it was found that the polarization of the tunnel current is an extreme function of the external voltage. Compared to the Spin-LEDs with just a semimagnetic layer for the electrical spin injection, a much higher modulation of the polarization was found in resonant tunneling diodes. However a switching between spin up and spin down was not realized with the structures studied in this thesis. The reason for that is mostly due to the strong spin relaxation in the quantum well of the resonant tunneling diodes, which strongly changes the theoretical predicted behavior, and prevents a switching of the polarization.

Literaturverzeichnis

- [Aba95] H. Abad, B. T. Jonker, W. Y. Yu, S. Stolz und A. Petrou. *n-type doping of dilute magnetic semiconductor (Zn,Mn)Se*, Appl. Phys. Lett. **66**, 2412 (1995).
- [Bal95] G. A. Balchin, L. M. Smith, H. Abad und B. T. Jonker. *Mott ionization of excitons in n-type (Zn,Mn)Se epilayers*, Appl. Phys. Lett. **67**, 3150 (1995).
- [Bes99] B. Beschoten, P. A. Crowell, I. Malajowich, D. D. Awschalom, F. Matsukura, A. Shen und H. Ohno. *Magnetic circular dichroism studies of carrier-induced ferromagnetism in (Ga_xMn_{1-x})As*, Phys. Rev. Lett. **83**, 3073 (1999).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman und B. Coqblin. *Virtual bound state model for the exchange interaction in semimagnetic semiconductors such as (Cd,Mn)Te*, Physica B **117-118**, 449 (1983).
- [Bir76] G. L. Bir, A. G. Aranov und G. E. Pikus. Sov. Phys. JETP **42**, 705 (1976).
- [Bri98] R. S. Britton, T. Grevatt, A. Malinowski, R. T. Harley, P. Perozzo, A. R. Cameron und A. Miller. *Room temperature spin relaxation in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **73**, 2140 (1998).
- [Cam01] C. Camilleri, F. Teppe, D. Scalbert, Y. G. Semenov, M. Nawrocki, M. Dyakonov, J. Cibert, S. Tatarenko und T. Wojtowicz. *Electron and hole spin relaxation in modulation-doped CdMnTe quantum wells*, Phys. Rev. B **64**, 085331 (2001).
- [Cha02] A. Chahboun, V. Fink, M. Fleischauer, K. L. Kavanagh, R. P. Lu, L. Hansen, C. R. Becker und L. W. Molenkamp. *Ballistic electron emission microscopy studies of ZnSe-BeTe heterojunctions*, J. Vac. Sci. Technol. B **20**, 1781 (2002).
- [Col97] G. Coli, L. Calcagnile, P. V. Giugno, R. Cingolani, R. Rinaldi, L. Vanzetti, L. Sorba und A. Franciosi. *Fermi-edge singularity in the luminescence spectra of II-VI modulation-doping quantum wells*, Phys. Rev. B **55**, R7391 (1997).
- [Dai91] N. Dai, H. Luo, F. C. Zhang, N. Samarth, M. Dobrowolska und J. K. Furdyna. *Spin Superlattice Formation in ZnSe/ZnMnSe Multilayers*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3824 (1991).

- [Dam91] T. C. Damen, L. Viña, J. E. Cunningham, J. Shah und L. J. Sham. *Subpicosecond spin relaxation dynamics of excitons and free carriers in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. Lett. **67**, 3432 (1991).
- [Dav98] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors, chapter Resonant Tunneling* (Cambridge University Press, 1998).
- [Dea81] P. J. Dean, D. C. Herbert, C. J. Werkhoven, B. J. Fitzpatrick und R. N. Bhargava. *Donor bound-exciton excited-states in zinc selenide*, Phys. Rev. B **23**, 4888 (1981).
- [Die81] T. Dietl. *Semimagnetic Semiconductors in Magnetic fields* (Springer, Berlin, 1981), Band 24, Seite 344.
- [D'y71] M. I. D'yakonov und V. I. Perel. *Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors*, Sov. Phys. JETP **33**, 1053 (1971).
- [Dya84] M. I. Dyakonov und V. I. Perel. *Optical Orientation* (Elsevier Science Publishers B.V., 1984).
- [Edm02] K. W. Edmonds, P. Boguslawski, B. L. Gallagher, R. P. Champion, K. Y. Wang, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. B. Nardelli und J. Bernhole. *Mn Interstitial Diffusion in GaMnAs*, cond-mat **0307140** (2002).
- [Egu98] J. C. Egues. *Spin-Dependent Perpendicular Magnetotransport through a Tunable ZnSe/Zn_{1-x}Mn_xSe Heterostructure: A Possible Spin Filter?*, Phys. Rev. Lett **80**, 4578 (1998).
- [Ell54] R. J. Elliott. *Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors*, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
- [Fab99] J. Fabian und S. D. Darma. *Spin relaxation of conduction electrons*, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp. *Injection and Detection of a Spin-polarized Current in a Light Emitting Diode*, Nature **402**, 787 (1999).
- [Fie03] R. Fiederling, P. Grabs, W. Ossau, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. *Detection of electrical spin injection by light-emitting diodes in top- and side-emission configurations*, Appl. Phys. Lett. **82**, 2160 (2003).

- [För93] A. Förster. *Resonant tunneling diodes: the effect of structural properties on their performance*, Probleme der Festkörperphysik **33**, 37 (1993).
- [Fur88] J. K. Furdyna. *Diluted magnetic semiconductors*, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [Gaj78] J. A. Gaj, J. Ginter und R. R. Galazka. *Exchange interaction of manganese 3D5 states with band electrons in (Cd,Mn)Te*, phys. stat. sol. (b) **89**, 655 (1978).
- [Gaj79] J. A. Gaj, R. Planel und G. Fishman. *Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of Mn²⁺ ions in CdMnTe*, Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
- [Gra02] P. Grabs, G. Richter, R. Fiederling, C. R. Becker, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, W. Weigand, E. Umbach, I. V. Sedova und S. V. Ivanov. *Molecular-beam epitaxy of (Cd,Mn)Se on InAs, a promising material system for spintronics*, Appl. Phys. Lett. **80**, 3766 (2002).
- [Gre84] R. L. Greene, K. K. Bajaj und D. E. Phelps. *Energy levels of Wannier excitons in GaAs-(Ga,Al)As quantum-well structures*, Phys. Rev. B **29**, 1807 (1984).
- [Gru00] T. Gruber. *Spin Manipulation mit ZnMnSe/BeTe Resonanten Tunneldioden*. Diplomarbeit, Universität Würzburg (2000).
- [Gru01] T. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp. *Electron spin manipulation using semimagnetic resonant tunneling diodes*, Appl. Phys. Lett. **78**, 1101 (2001).
- [Gue89] P. Gueret, C. Rossel, E. Marclay und H. Meier. *Investigations on resonant tunneling in III-V heterostructures*, J. Appl. Phys. **66**, 278 (1989).
- [Häg98] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle und K. Eberl. *Spin transport in GaAs*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1580 (1998).
- [Han02] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou und A. Petrou. *Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor*, Appl. Phys. Lett. **80**, 1240 (2002).
- [Hei86] D. Heiman, P. Becla, R. Kershaw, D. Ridgley, K. Dwight, A. Wold und R. R. Galazka. *Field-induced exchange effects in (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te from photoluminescence measurements*, Phys. Rev. B **34**, 3961 (1986).
- [Hor98] G. Horsburgh, K. A. Prior, W. Meredith, I. Galbraith, B. C. Cavenett, C. R. Whithehouse, G. Lacey, A. G. Cullis, P. J. Parbrook, P. Mock und K. Mizuno.

- Topography measurements of the critical thickness of ZnSe grown on GaAs*, Appl. Phys. Lett. **72**, 3148 (1998).
- [Jäk89] B. Jäkel. *Magneto-optische Untersuchungen am Exzitonensystem von GaAs – $Al_xGa_{1-x}As$* . Dissertation, Universität Würzburg (1989).
- [Jon00] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou und A. Petrou. *Robust electrical spin injection into a semiconductor heterostructure*, Phys. Rev. B **62**, 8180 (2000).
- [Kei99] M. Keim. *Resonantes Tunneln in Semimagnetischen II-VI Halbleitern*. Dissertation, Universität Würzburg (1999).
- [Kel02] D. Keller, D. R. Yakovlev, B. König, W. Ossau, T. Gruber, A. Waag, L. W. Molenkamp und A. V. Scherbakov. *Heating of the magnetic ion system in (Zn, Mn)Se/(Zn, Be)Se semimagnetic quantum wells by means of photoexcitation*, Phys. Rev. B **65**, 035313 (2002).
- [Kik97] J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth und D. D. Awschalom. *Room-temperature spin memory in two-dimensional electron gases*, Science **277**, 1284 (1997).
- [Kik99] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom. *Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide*, Nature **397**, 139 (1999).
- [Kit99] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg Verlag, München, 1999).
- [Kol86] L. A. Kolodziejski, R. L. Gunshor, R. Venkatasubramanian, T. C. Bonsett, R. Frohne, S. Datta, N. Otsuka, R. B. Bylisma, W. M. Becker und A. V. Nurmikko. J. Vac. Sci. Technol. **B4**, 583 (1986).
- [Kön99] B. König, U. Zehnder, D. R. Yakovlev, W. Ossau, T. Gerhard, M. Keim, A. Waag und G. Landwehr. *Magneto-optical properties of ZnMnSe/ZnBeMgSe quantum wells and ZnMnSe/ZnBeSe spin superlattices*, Phys. Rev. B **60**, 2653 (1999).
- [Kön00] B. König, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut. *Energy transfer from photocarriers into the magnetic ion system mediated by a two-dimensional electron gas in (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum wells*, Phys. Rev. B **61**, 16870 (2000).
- [Kuh92] T. Kuhn. *Reduktion der Selbstkompensation in In- und Cl-dotierten CdTe-MBE-Schichten*. Dissertation, Universität Würzburg (1992).

- [Lar88] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlsson. *Theory of exchange interactions and chemical trends in diluted magnetic semiconductors*, Phys. Rev. B **37**, 4137 (1988).
- [LB99] Landolt-Börnstein. *Tables* (Springer, Berlin, 1999).
- [Lem00] A. Lemaitre, C. Testelin, C. Rigeaux, T. Wojtowicz und G. Karczewski. *Magneto-optical evidence of many-body effects in a spin-polarized two-dimensional electron gas*, Phys. Rev. B **62**, 5059 (2000).
- [Liu61] S. H. Liu. *Exchange interaction between conduction electrons and magnetic shell electrons in rare-earth metals*, Phys. Rev. **121**, 451 (1961).
- [Mot02] V. F. Motsnyi, J. D. Boeck, J. Das, W. V. Roy, G. Borghs, E. Goovaerts und V. I. Safarov. *Electrical spin injection in a ferromagnet/tunnel barrier/semiconductor heterostructure*, Appl. Phys. Lett. **81**, 265 (2002).
- [Oes99a] M. Oestreich. *Injecting spin into electronics*, Nature **402**, 735 (1999).
- [Oes99b] M. Oestreich, J. Hübner, D. Hägele, P. J. Klar, W. Heimbrodt, W. W. Rühle, D. E. Ashenford und B. Lunn. *Spin injection into semiconductors*, Appl. Phys. Lett. **74**, 1251 (1999).
- [Ohn98] H. Ohno, N. Akiba, F. Matsukura, A. Shen, K. Ohtani und Y. Ohno. *Spontaneous splitting of ferromagnetic (Ga,Mn)As valence band observed by resonant tunneling spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **73**, 363 (1998).
- [Ohn99] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno und D. D. Awschalom. *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*, Nature **402**, 790 (1999).
- [Par00] Y. D. Park, B. T. Jonker, B. R. Bennett, G. Itskos, M. Furis, G. Kioseoglou und A. Petrou. *Electrical spin injection across air-exposed epitaxially regrown semiconductor interfaces*, Appl. Phys. Lett. **77**, 3989 (2000).
- [Pel96] V. Pellegrini, M. Börger, M. Lazzeri, F. Beltram, J. J. Paggel, L. Sorba, S. Rubini, M. Lozzarino, A. Franciosi, J. M. Bonard und J. D. Ganiere. *Tuning of ZnSe-GaAs band discontinuities in heterojunction diodes*, Appl. Phys. Lett. **69**, 3233 (1996).
- [Pet02] A. G. Petukhov, A. N. Chantis und D. O. Demchenko. *Resonant Enhancement of Tunneling Magnetoresistance in Double-Barrier Magnetic Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **89**, 107205 (2002).

- [Rom90] D. Romero, S. Liu, H. D. Drew und K. Ploog. *Observation of a metallic impurity band in n-type GaAs*, Phys. Rev. B **42**, 3179 (1990).
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip und B. J. van Wees. *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*, Phys. Rev. B **62**, R4790 (2000).
- [Sch01a] M. Scheibner. *Spindynamik in niederdimensionalen semimagnetischen Halbleiterstrukturen*. Diplomarbeit, Universität Würzburg (2001).
- [Sch01b] G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand und L. W. Molenkamp. *Large Magnetoresistance Effect Due to Spin Injection into a Nonmagnetic Semiconductor*, Phys. Rev. Lett. **87**, 227203 (2001).
- [Sch02] G. Schmidt, C. Gould, P. G. A. M. Lunde, G. Richter, A. Slobodskyy und L. W. Molenkamp. *Spin injection in the non-linear regime: band bending effects*, cond-mat **0206347** (2002).
- [Sch03] G. Schmidt (2003). Private Mitteilung.
- [Ser81] B. Sermage und G. Fishman. *Excitons and polaritons in ZnSe*, Phys. Rev. B **23**, 5107 (1981).
- [Ser83] J. Serre und A. Ghazali. *From band tailing to impurity-band formation and discussion of localization in doped semiconductors: A multiple-scattering approach*, Phys. Rev. B **28**, 4704 (1983).
- [Slo03] A. Slobodskyy, C. Gould, T. Slobodskyy, C. R. Becker, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. *Voltage-Controlled Spin Selection in a Magnetic Resonant Tunneling Diode*, cond-mat **0305124** (2003).
- [Smo96] I. Smorchkova und N. Samarth. *Fabrication of n-doped magnetic semiconductor heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **69**, 1640 (1996).
- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley und C. T. B. Foxon. *Exciton, heavy-hole, and electron g factors in type-I GaAs/(Al,Ga)As quantum wells*, Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
- [Son02] P. H. Song und K. W. Kim. *Spin relaxation of conduction electrons in bulk III-V semiconductors*, Phys. Rev. B **66**, 035207 (2002).
- [Twa83] A. Twardowski, T. Dietl und M. Demianiuk. *The study of the s-d type exchange interaction in (Zn,Mn)Se mixed crystals*, Solid State Commun. **48**, 845 (1983).

- [Twa84] A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianiuk und R. Pauthenet. *Magnetization and exchange constants in ZnMnSe*, Solid State Commun. **51**, 849 (1984).
- [vO82] M. von Ortenberg. *Spin Superlattice with Tunable Minigap*, Phys. Rev. Lett. **49**, 1041 (1982).
- [vS87] P. C. van Son, H. van Kempen und P. Wyder. *Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2271 (1987).
- [Wag93] J. Wagner, H. Schneider, D. Richards, A. Fischer und K. Ploog. *Observation of extremely long electron-spin-relaxation times in p-type δ -doped GaAs/AlGaAs heterostructures*, Phys. Rev. B **47**, 4786 (1993).
- [Wei91] C. Weisbuch und B. Vinter. *Quantum Semiconductor Structures - Fundamentals and Applications* (Academic Press, 1991).
- [Woj79] T. Wojtowicz, M. Kutrowski, G. Karczewski und J. Kossut. *Modulation-doped (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum well structures with spatial in-plane profiling of the well width and the doping intensity*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1998 (1379).
- [Wör97] M. Wörz, E. Griehl, T. Reisinger, R. Flierl, B. Haserer, T. Semmler, T. Frey und W. Gebhardt. *Gap energies, exciton binding energies and band offsets in ternary ZnMgSe compounds and ZnSe/ZnMgSe heterostructures*, Phys. Status Solidi (b) **202**, 805 (1997).
- [You02] D. K. Young, E. Johnston-Halperin, D. D. Awschalom, Y. Ohno und H. Ohno. *Anisotropic electrical spin injection in ferromagnetic semiconductor heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **80**, 1598 (2002).
- [Yu95] W. Y. Yu, A. Twardowski, L. P. Fu, A. Petrou und B. T. Jonker. *Magnetoanisotropy in ZnMnSe strained epilayers*, Phys. Rev. B **51**, 9722 (1995).
- [Yu96] P. Y. Yu und M. Cardona. *Fundamentals of Semiconductors Second Edition* (Springer, Berlin, 1996).
- [Yu02] Z. G. Yu und M. E. Flatte. *Electric-field dependend spin diffusion and spin injection into semiconductors*, Phys. Rev. B **66**, 201202R (2002).
- [Zeh98] U. Zehnder. *Magnetooptische Untersuchungen an neuartigen und semimagnetischen II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Würzburg (1998).

- [Zer88] K. Zerrouati, F. Fabre, G. Bacquet, J. Bandet, J. Frandon, G. Lampel und D. Paget. *Spin-lattice relaxation in p-type gallium arsenide single crystals*, Phys. Rev. B **37**, 1334 (1988).
- [Zhu01] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H. P. Schönherr und K. H. Ploog. *Room-temperature spin injection from Fe into GaAs*, Phys. Rev. Lett. **87**, 016601 (2001).

Veröffentlichungsverzeichnis

1. *Molecular beam epitaxial growth of CdMnSe on InAs and AlGaSb*, P. Grabs, A. Slobodskyy, G. Richter, R. Fiederling, C. Gould, C. R. Becker, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *J. Crystal Growth* **251**, 347 (2003).
2. *Detection of electrical spin injection by light-emitting diodes in top- and side-emission configurations*, R. Fiederling, P. Grabs, W. Ossau, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2160 (2003).
3. *Spin injection into semiconductors using dilute magnetic semiconductors*, C. Gould, G. Schmidt, G. Richter, R. Fiederling, P. Grabs und L. W. Molenkamp, *Appl. Surf. Science* **190**, 395 (2002).
4. *Molecular-beam epitaxy of (Cd,Mn)Se on InAs, a promising material system for spintronics*, P. Grabs, G. Richter, R. Fiederling, C. R. Becker, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, W. Weigand, E. Umbach, I. V. Sedova und S. V. Ivanov, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3766 (2002).
5. *Spin manipulation using magnetic II-VI semiconductors*, A. Waag, T. Gruber, G. Reuscher, R. Fiederling, W. Ossau, G. Schmidt und L. W. Molenkamp, *J. of Superconductivity* **14**, 291 (2001).
6. *Electron spin manipulation using semimagnetic resonant tunneling diodes*, T. Gruber, M. Keim, R. Fiederling, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp und A. Waag, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1101 (2001).
7. *Demonstration of electrical spin injection into a semiconductor using a semimagnetic spin aligner*, G. Schmidt, R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, T. Gruber, W. Ossau, A. Waag und L. W. Molenkamp, *Superlattices and Microstructures* **27**, 297 (2000).
8. *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode*, R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp, *Nature* **402**, 787 (1999).

9. *Exciton magnetic polarons in (100)- and (120)-oriented semimagnetic digital alloys (Cd,Mn)Te*, R. Fiederling, D. R. Yakovlev, W. Ossau, G. Landwehr, I. A. Merkulov, K. V. Kavokin, T. Wojtowicz, M. Kutrowski, K. Graszka, G. Karczewski und J. Kossut, Phys. Rev. B **58**, 4785 (1998).
10. *Magneto-optical studies of Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells with parabolic confining potential*, W. Ossau, R. Fiederling, B. König, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut, Physica E **2**, 209 (1998).
11. *Nondiagonal Transitions in Semimagnetic Quantum Wells with Parabolic and Half-Parabolic Confining Potentials*, W. Ossau, R. Fiederling, B. König, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut, Phys. Low-Dim. Struct. **11/12**, 89 (1997).
12. *Growth by molecular beam epitaxy and magneto-optical studies of (100)- and (120)-oriented digital magnetic quantum well structures*, M. Kutrowski, G. Karczewski, G. Cywinski, M. Surma, K. Graszka, E. Lusakowska, J. Kossut, T. Wojtowicz, R. Fiederling, D. R. Yakovlev, G. Mackh, U. Zehnder und W. Ossau, Thin Solid Films **306**, 283 (1997).
13. *Magneto-optical properties of graded quantum well structures made of diluted magnetic semiconductors*, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, S. Kret, G. Karczewski, J. Kossut, R. Fiederling, B. König, D. R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, V. P. Kochereshko, F. J. Teran und M. Potemski, Proc. NATO Advanced Research Workshop on "Optical properties of Semiconductor Nanostructures", Ustron-Jaszowiec, Polen, Juni 1999.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Geboren: 08. Juni 1971 in Würzburg

Staatsangeh.: deutsch

Familienstand: ledig, ein Kind

Schule:

1977-1981 Grundschule, Grundschule Würzburg Heuchelhof

1981-1990 Gymnasium, Siebold-Gymnasium Würzburg

Studium:

1990-1997 Physikstudium and der Universität Würzburg

1993 Diplom-Vorprüfung

Mai 1997 Diplom-Prüfung

Zivildienst:

1997-1998 Ersatzdienst im Alten und Pflegeheim St. Aurelia, Zell a.M.

Promotionsstudium:

1999-2004 Promotionsstudium am Lehrstuhl EP III,
Prof. Dr. L. W. Molenkamp

Ehrenwörtliche Erklärung

gemäß § 6 Abs. 1 Ziff. 3 und 7
der Promotionsordnung der
Fakultät für Physik und Astronomie der
Universität Würzburg

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, daß ich die Dissertation selbständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 28.05.1997 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Physiker (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 17.02.2004

(Roland Fiederling)

Danksagung

Ich möchte mich bei allen Mitarbeitern des Lehrstuhls EP III für die gute Zusammenarbeit und freundliche Arbeitsatmosphäre bedanken. Insbesondere gilt mein Dank

- Prof. Dr. L. W. Molenkamp für die Möglichkeit am Lehrstuhl EPIII zu arbeiten und für die sehr interessante Themenstellung,
- Dr. G. Schmidt für die zahlreichen Diskussionen und die Betreuung meiner Arbeit,
- G. Müller-Richter, C. Gould und A. Slobodskyy für die Diskussionen rund um die Spininjektion,
- allen amtierenden und ehemaligen Mitarbeiter der Lumineszenzgruppe, D. Keller, G. Astakhov, B. König, C. Y. Hu, D. R. Yakovlev und Prof. Dr. W. Ossau, für die zahlreichen Diskussionen und die Hilfestellungen bzw. die gute Zusammenarbeit im PL Labor,
- den ehemaligen und aktiven Probenherstellern G. Reuscher, Th. Gruber, M. Keim, L. Hansen, P. Grabs, T. Slobodskyy, Ch. Becker und A. Waag, für die Herstellung der Halbleiterheterostrukturen,
- Herrn Manger für die Bereitstellung der Unmengen an flüssigem Helium, V. Hock für das geduldige aber auch schnelle Prozessieren und Bonden der LEDs und natürlich für die zweckdienlichen Hinweise für die Verwendung der Proben und R. Ebert für die Produktion von Laborausrüstung und der Hilfe bei Tieftemperaturproblemen und
- allen technischen Mitarbeitern in den Werkstätten.