

Herstellung von Bauelementen für Spininjektionsexperimente mit semimagnetischen Halbleitern

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

**vorgelegt von
Peter Grabs
aus Leipzig**

**Würzburg
Oktober 2005**

Eingereicht am 31.10.2005
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. L. W. Molenkamp
2. Gutachter: Prof. E. Batke
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. L. W. Molenkamp
2. Prüfer: Prof. E. Batke
3. Prüfer: Prof. R. Oppermann
im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquium:
Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Allgemeine Eigenschaften der verwendeten Halbleiter	3
2.1	Kristall- und Bandstruktur	3
2.2	Semimagnetische Halbleiter	7
2.2.1	Die Magnetisierung	7
2.2.2	Die Zeeman-Aufspaltung	8
3	Herstellung der Proben	13
3.1	$\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	14
3.2	$\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	19
3.2.1	CdSe-Wachstum auf InAs	19
3.2.2	CdSe-Wachstum auf GaSb	30
4	Die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$-Spin-LED	35
4.1	Der Aufbau der Spin-LED	35
4.1.1	Der III-V-Teil der LED	37
4.1.2	Der II-VI-Teil der LED	39
4.2	Spininjektion in die Spin-LED	40
4.2.1	Polarisation der Elektronen und des Lichts	40
4.2.2	Messung der Polarisation	42
4.2.3	Referenzmessungen	44
4.3	Experimente mit den Spin-LEDs	48
4.3.1	Schichtdickenabhängigkeit	48
4.3.2	Magnetooptische Eigenschaften des DMS	50
4.3.3	Stromabhängigkeit der Polarisation der Spin-LED	52
4.4	Messung der Seitenemission der Spin-LED	54
4.5	Zusammenfassung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Spin-LEDs	59
5	Der LMR-Effekt	61
5.1	Theoretische Modelle zur Beschreibung der Effekte	61

5.1.1	Das Widerstandsmodell	61
5.1.2	Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale	63
5.2	Aufbau der Proben	67
5.2.1	Materialwahl	67
5.2.2	Probengeometrie	68
5.2.3	Die Dotierung der Schichten	70
5.2.4	Messtechnik	76
5.3	Der Nachweis des LMR-Effekts	77
5.4	Zusammenfassung LMR-Effekt	83
6	Spininjektion in InAs	85
6.1	Eigenschaften von InAs	86
6.2	Die n-Dotierung von (Cd,Mn)Se	86
6.2.1	Das Etch-CV-Verfahren	86
6.2.2	Hall-Messungen an $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	87
6.2.3	Der Magnetowiderstand von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$	89
6.3	Transportexperimente an InAs	91
6.3.1	Das Wachstum der InAs-2DEGs	91
6.3.2	Die Kontaktierung der 2DEGs mit (Cd,Mn)Se	95
6.4	Spininjektion in InAs-LEDs	99
6.4.1	Der Aufbau der InAs-LEDs	99
6.4.2	Das MBE-Wachstum der InAs-LEDs	102
6.4.3	Messungen an den InAs-LEDs	103
6.5	Zusammenfassung Spininjektion in InAs	109
	Zusammenfassung	111
	Summary	113
	Anhang A: (Be,Zn,Mn)Se	115
	Anhang B: Wachstumsbedingungen	117
	Eigene Publikationen	125
	Danksagung	127

Kapitel 1

Einleitung

Die moderne Computertechnik basiert auf dem Transistor. Auch die gesamte Prozessorlogik beruht auf diesem *Arbeitspferd* der Computerindustrie. Seit nunmehr etwa 40 Jahren folgt die Entwicklung auf dem Markt für Halbleiterbauelemente dem Gesetz von Moore [Moo65], nach dem sich die Dichte der Transistoren auf einem Chip alle 2 Jahre verdoppelt. Diese rasante Entwicklung in den letzten Jahrzehnten wurde nur durch eine zunehmende Miniaturisierung der Halbleiterstrukturen möglich. Doch dieser Verkleinerung der Strukturen sind physikalische Grenzen gesetzt. So würde beim gegenwärtigen Entwicklungstempo in etwa 20 Jahren die Größe der Strukturen vergleichbar mit der Größe eines Atoms sein. Eine weitere Größenreduzierung wäre nicht mehr möglich. Aus diesem Grund wird intensiv an alternativen Konzepten für die Speicherung und Verarbeitung von Informationen geforscht.

Ein Ansatz ist die Spinelektronik oder Spintronik, bei der nicht wie im klassischen Transistor die Ladung des Elektrons sondern sein Spin ausgenutzt wird. Hierdurch eröffnet sich ein weiterer Freiheitsgrad bei der Informationsverarbeitung.

Bereits heute werden Elektronenspins in Speichermedien genutzt. So bietet z. B. der TMR-Effekt¹ in MRAMs² die Möglichkeit eines nichtflüchtigen Arbeitsspeichers. Diese Technologie basiert auf Metallheterostrukturen mit ferromagnetischen Metallkontakten. Die Spinausrichtung der Elektronen bestimmt den elektrischen Widerstand dieser Struktur.

Erstrebenswert für industrielle Anwendungen wäre jedoch die Verbindung der Spintronik mit der bekannten und erprobten Halbleitertechnologie. Hierfür müssen unter anderem spinpolarisierte Elektronen in Halbleiter injiziert werden. Dieser Prozess stellt jedoch eine Herausforderung dar. Die Injektion aus ferromagnetischen Metallkontakten in Halbleiter wurde intensiv untersucht, ohne jedoch eindeutige Resultate zu produzieren. Erst durch die Verwendung magnetischer Halbleitermaterialien wurde ein Durchbruch auf diesem Gebiet erzielt [Fie99, Ohn99].

¹ engl.: Tunneling Magneto Resistance

² engl.: Magneto-resistive Random Access Memory

Die Gruppe um D. Awschalom nutzte den ferromagnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As für ihre Experimente. Die Verwendung von (Ga,Mn)As hat den Nachteil, dass Mangan in GaAs als Akzeptor wirkt. Daher können nur Löcher spinpolarisiert werden. Diese verlieren ihre Spininformation wegen der starken p - d -Wechselwirkung sehr viel schneller als Elektronen. Die Möglichkeiten für die Manipulation und Detektion der Spins sind daher sehr begrenzt.

Daher wurden in dieser Arbeit semimagnetische II-VI-Halbleiter als spinpolarisierende Kontakte verwendet. In II-VI-Halbleitern baut sich Mangan isoelektronisch ein. Dies gestattet die freie Wahl der Dotierung, wodurch Experimente mit spinpolarisierten Elektronen ermöglicht werden. Die Elektronenspins richten sich durch die von einem äußeren Magnetfeld induzierte Aufspaltung des Leitungsbandes aus, was eine nahezu vollständig spinpolarisierte Elektronenpopulation in dem semimagnetischen Halbleiter erzeugt. Ein weiterer Vorteil dieser Materialien neben der freien Wahl der Dotierung ist die Magnetfeldabhängigkeit der Zeemanaufspaltung. Hierdurch kann die Polarisation der Elektronenspins kontrolliert werden.

Die Halbleiterheterostrukturen für die durchgeführten Experimente wurden mittels Molekularstrahlepitaxie³ hergestellt. Mit dieser Technik [Sit89] lassen sich verschiedene Halbleitermaterialien epitaktisch in sehr hoher struktureller Qualität aufeinander abscheiden. Die Grenzflächen können hierbei atomlagengenau kontrolliert werden. So ist es möglich, III-V- und II-VI-Halbleiter miteinander zu kombinieren und die Bauelemente für die vorliegende Arbeit herzustellen.

In Kapitel 2 werden zunächst die grundlegenden Eigenschaften der verwendeten semimagnetischen Halbleiter dargestellt. Dies sind insbesondere die Gitterstruktur sowie die magnetischen Eigenschaften und ihre Auswirkung auf die Energiebänder der Halbleiter.

Anschließend wird in Kapitel 3 das Wachstum dieser semimagnetischen II-VI-Halbleiter mittels Molekularstrahlepitaxie erläutert. Hierbei werden die Wachstumstechniken auf verschiedenen Substratmaterialien sowie die Ergebnisse von Experimenten zur Charakterisierung der hergestellten Schichten dargestellt.

Kapitel 4 beinhaltet die Beschreibung des Wachstums von (Al,Ga)As-Leuchtdioden mit einem (Be,Zn,Mn)Se-Kontakt sowie der Experimente zum Nachweis und der Erforschung der Spininjektion daran. Auf diesem Wege konnte die Spininjektion in Halbleiter erstmals erfolgreich nachgewiesen werden [Fie99].

Nach der optischen Detektion der Spininjektion mittels (Be,Zn,Mn)Se werden in Kapitel 5 Experimente zum elektrischen Nachweis dargestellt. Als Grundlage dient ein Modell, welches eine Erhöhung des Widerstands des Bauelements durch die Polarisation der Elektronenspins vorhersagt [Sch00].

Die Spininjektion in InAs ist das Ziel der in Kapitel 6 vorgestellten Experimente. Sowohl für ihren Nachweis in Transportexperimenten als auch auf optischem Wege wurden Halbleiterheterostrukturen hergestellt und untersucht.

³engl.: molecular beam epitaxy - MBE

Kapitel 2

Allgemeine Eigenschaften der verwendeten Halbleiter

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Vielzahl unterschiedlicher binärer, ternärer und quaternärer Halbleitermaterialien verwendet. Hierbei handelt sich sowohl um III-V-Halbleiter ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$, InAs) als auch um II-VI-Halbleiter ($\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$). In Abbildung 2.1 sind die Bandlücken und Gitterkonstanten der verwendeten Halbleitermaterialien dargestellt.

Kreise stehen für II-VI-Halbleiter, Quadrate für III-V-Halbleiter und Karos für Gruppe-IV-Halbleiter. Die strukturellen Gemeinsamkeiten der verwendeten Materialien und die gemeinsamen elektronischen Eigenschaften werden zunächst vorgestellt.

Der zweite Teil umfasst einige wichtige Eigenschaften von manganhaltigen II-VI-Halbleitern. Diese so genannten DMS¹ wurden im Rahmen der beschriebenen Experimente als Injektormaterial für die Ausrichtung der Elektronenspins genutzt.

2.1 Kristall- und Bandstruktur

Alle Proben für die vorgestellten Experimente wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE²) hergestellt. Hierbei kristallisieren sämtliche verwendete Halbleitermaterialien in der Zinkblendestruktur. Zinkblendekristalle wie zum Beispiel GaAs bestehen aus einem fcc-Gitter³ mit zweiatomiger Basis mit den Atomen der Spezies A auf (0,0,0) und den Atomen der Spezies B auf (1/4,1/4,1/4) der Einheitszelle. Sie enthält somit jeweils 4 Atome jeder Spezies. In Abbildung 2.2 ist dies schematisch dargestellt. Jedes Anion ist tetraedrisch von 4 Kationen umgeben und umgekehrt.

Häufig werden ternäre oder sogar quaternäre Verbindungen verwendet, um sowohl

¹ engl.: Diluted Magnetic Semiconductor - verdünnte magnetische Halbleiter

² engl.: molecular beam epitaxy - Molekularstrahlepitaxie

³ engl.: face centered cubic - kubisch flächenzentriert

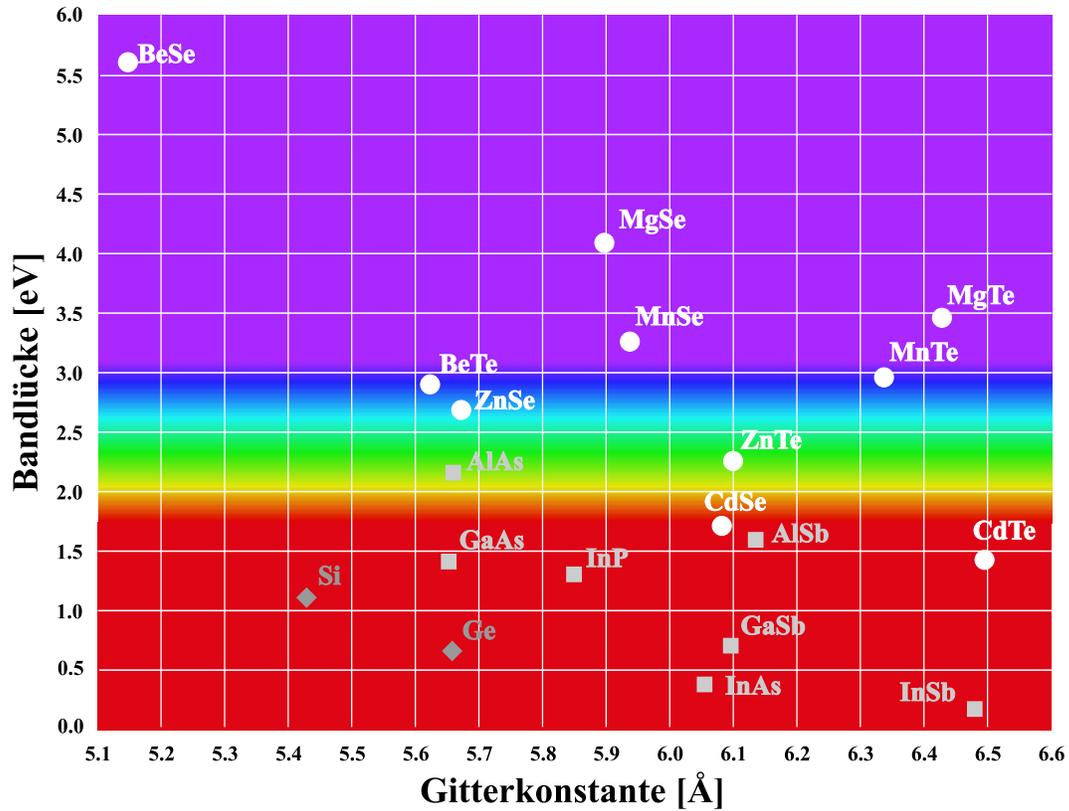


Abbildung 2.1: Bandlücke in Abhängigkeit von der Gitterkonstante für verschiedene Halbleitermaterialien.

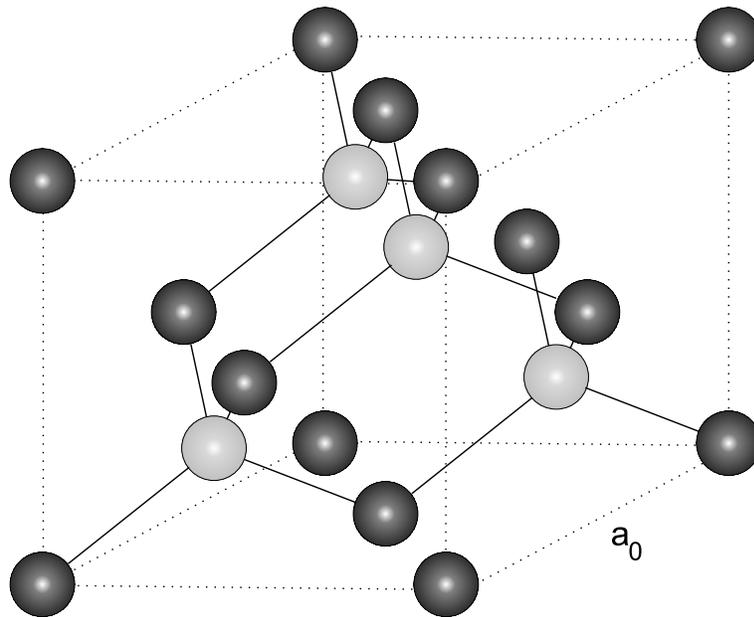


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des GaAs-Kristalls. Dunkle Kreise stehen für Galliumatome, helle für Arsenatome. a_0 ist die Gitterkonstante.

die Bandlücke als auch die Gitterkonstante den gewünschten Werten anzupassen. Hierbei werden Atome einer Atomsorte durch andere ersetzt. Während bei ternären Verbindungen sich meist sowohl die Bandlücke als auch die Gitterkonstante ändert, können diese mittels quaternären Verbindungen nahezu unabhängig voneinander eingestellt werden. An der Kristallstruktur ändert sich in den bei dieser Arbeit verwendeten Konzentrationsbereichen nichts.

Die verwendeten Halbleitermaterialien besitzen eine direkte Bandlücke am Γ -Punkt (siehe Abbildung 2.3). Das energetisch tiefste Leitungsband Γ_6 stammt von den s-Orbitalen der Atome ab, das energetisch höchste Valenzband Γ_8 hat seinen Ursprung in den p-Orbitalen der Atome. Die kovalente Bindung im Kristall wird durch eine sp^3 -Hybridisierung der atomaren Zustände begünstigt.

Das s-artige Γ_6 -Band entspricht dem Gesamtdrehimpuls $J = L + S = 1/2$ mit $L = 0$ und $S = 1/2$ und ist bezüglich $m_j = \pm 1/2$ zweifach entartet.

Die p-artigen Valenzbänder Γ_7 und Γ_8 besitzen den Bahndrehimpuls $L = 1$. Für den Gesamtdrehimpuls J ergeben sich somit zwei Möglichkeiten

- $J = L + S = 1 + 1/2$; Dies entspricht dem Γ_8 -Band.
- $J = L - S = 1 - 1/2$; Dies entspricht dem Γ_7 -Band.

Das Γ_8 -Band ist bezüglich $m_j = \pm 1/2, \pm 3/2$ vierfach entartet. Außerhalb des Γ -Punktes ($k \neq 0$) ist diese Entartung aufgehoben. Zustände mit $m_j = \pm 1/2$ werden Leicht-

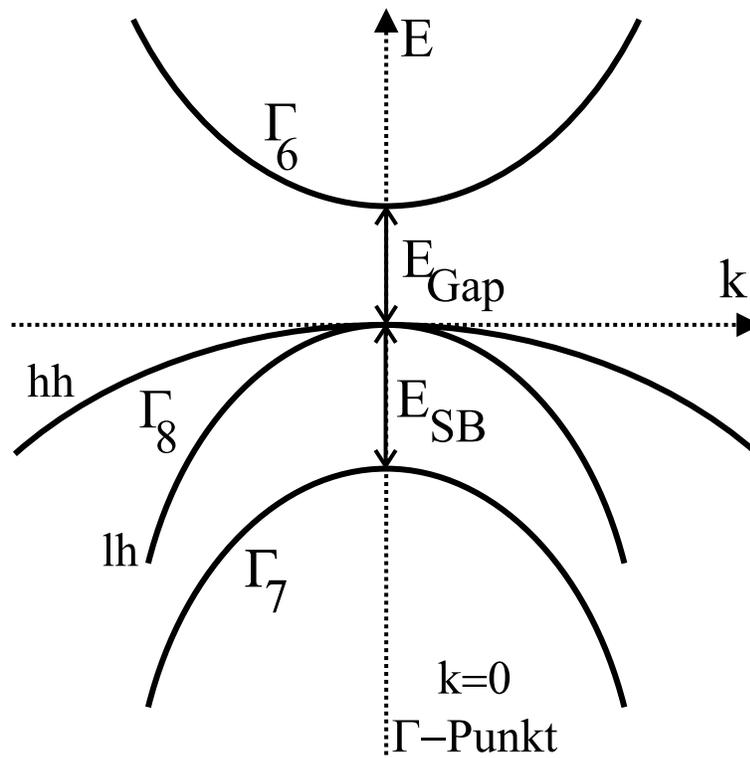


Abbildung 2.3: Vereinfachte Bandstruktur in der Nähe des Γ -Punktes für einen direkten Halbleiter mit der Bandlücke E_{Gap} . Das Split-off-Band Γ_7 ist um den Betrag E_{SB} gegenüber dem Valenzband verschoben.

lochband (lh - engl.: light hole) genannt. Als Schwerlochband (hh - engl.: heavy hole) werden Zustände mit $m_j = \pm 3/2$ bezeichnet. Diese Namen beziehen sich auf die effektiven Massen m^* der jeweiligen Zustände, die umgekehrt proportional zur Krümmung der Bänder ist.

Das Γ_7 -Band ist um den Betrag der Spin-Bahn-Kopplung energetisch verschoben. Diese Verschiebung beträgt einige Hundert meV in den verwendeten Materialien. Da ausserdem Übergänge von hier ins Leitungsband wegen $\Delta J = 0$ verbotene elektrische Dipolübergänge sind, kann das Γ_7 -Band meist vernachlässigt werden.

2.2 Semimagnetische Halbleiter

Als semimagnetische Halbleiter werden solche Halbleiter bezeichnet, in denen die Kationen ganz oder meist nur teilweise durch Atome eines Übergangsmetalle mit unvollständig gefüllter d - oder f -Schale ersetzt wurden. Am besten erforscht sind die manganhaltigen Verbindungen wie beispielsweise $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ oder $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. Aber auch Vanadium, Eisen oder Chrom sind geeignete Übergangsmetalle.

Diese Elemente zeichnen sich durch eine teilweise gefüllte d -Schale aus. Die Spins der Elektronen dieser Schale koppeln zu einem nichtverschwindenden magnetischen Moment. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich manganhaltige semimagnetische Halbleiter untersucht wurden, beschränken sich die nachfolgenden Erklärungen hierauf. Die fünf d -Elektronen des Mangans richten sich nach den Hund'schen Regeln parallel aus und koppeln zum Gesamtdrehimpuls $J = 5/2$ mit Bahndrehimpuls $L = 0$ und dem maximalen Spin $S = 5/2$.

Beim Einbau von Mangan in einen II-VI-Halbleiter geht dieses als Mn^{2+} -Ion auf einen Gruppe-II-Platz, weshalb es nicht dotierend wirkt. Die Dotierung des Halbleiters ist somit frei wählbar. Dies stellt einen sehr großen Vorteil gegenüber manganhaltigen III-V-Halbleitern dar, da in diesem Fall das Mn^{2+} -Ion als Akzeptor wirkt.

2.2.1 Die Magnetisierung

Werden nicht miteinander wechselwirkende Manganatome in einem äußeren Magnetfeld betrachtet, so ergibt sich der Hamilton-Operator, der die Kopplung der Spins der Mn- $3d^5$ -Orbitale und einem in z -Richtung angelegten externen Feld B beschreibt, zu:

$$\mathcal{H} = -g_{Mn}\mu_B \sum_i^N S_i B_z \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet $g_{Mn} \approx 2$ den g -Faktor der Mangan- $3d$ -Schale, μ_B das Bohrsche Magneton und S_i den Spin-Operator des i -ten Mn^{2+} -Atoms. In der Molekularfeldnäherung wird die Summation über i durch den thermischen Mittelwert der Manganspins $\langle S_z \rangle$

ersetzt.

$$\langle S_z \rangle = \sum_{M=-5/2}^{5/2} MN_m/N \quad (2.2)$$

N_M steht für die Anzahl der Manganatome im Zustand $S_z = M$. Wird dies mit Hilfe der Zustandssumme berechnet, ergibt sich für den thermischen Mittelwert der Manganspins $\langle S_z \rangle$ unter Einführung einer Brillouin-Funktion $\mathcal{B}_{5/2}$:

$$\langle S_z \rangle = -\frac{5}{2} \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5g_{Mn}\mu_B B}{2k_B \Theta_{Mn}} \right) \quad (2.3)$$

$$\mathcal{B}_{5/2}(y) = \frac{6}{5} \coth \left(\frac{6y}{5} \right) - \frac{1}{5} \coth \left(\frac{y}{5} \right) \quad (2.4)$$

In der Realität ist das Bild nicht wechselwirkender Manganatome natürlich kaum zutreffend. Hier muss die durch die $d-d$ -Austauschwechselwirkung zwischen den Manganatomen erfolgende antiferromagnetische Kopplung der Manganspins berücksichtigt werden. Dies erfolgt durch die Einführung zweier phänomenologischer Parameter S_{eff} und Θ_0 . In Abbildung 2.4 sind experimentell bestimmte Werte dieser beiden Parameter für $Zn_{1-x}Mn_xSe$ dargestellt. Der effektive Spin S_{eff} berücksichtigt die Reduzierung des Gesamtspins der Manganatome durch die antiferromagnetische Kopplung. Die antiferromagnetische Temperatur Θ_0 beschreibt die Änderung der Brillouin-Funktion. Da das Argument der Brillouin-Funktion $5/2$ für den Spin der Manganatome steht, muss aufgrund der Reduzierung des Gesamtspins auch die Brillouin-Funktion selber geändert werden.

$$\langle S_z \rangle = -S_{eff} \mathcal{B}_{5/2} \left(\frac{5g_{Mn}\mu_B B}{2k_B(\Theta_{Mn} + \Theta_0)} \right) \quad (2.5)$$

Aus Gleichung 2.1 folgt für die Energie der Manganatome:

$$E_z = g_{Mn}\mu_B x_{Mn} N_0 \langle S_z \rangle B. \quad (2.6)$$

x_{Mn} gibt die Mangankonzentration an und N_0 die Anzahl der Einheitszellen im betrachteten Volumen.

2.2.2 Die Zeeman-Aufspaltung

Semimagnetische Halbleiter werden in physikalischen Experimenten verwendet, da durch ein von außen angelegtes Magnetfeld die Spins der Ladungsträger manipuliert werden können. Dies ist möglich, da die Magnetisierung direkt die Bandstruktur beeinflusst. Im Magnetfeld erfolgt eine Aufhebung der Energieentartung der Bänder bezüglich des Spins. Diese Energieaufspaltung ist direkt proportional zum thermischen Mittelwert der Manganspins im Halbleiter aus Gleichung 2.5. Sie beruht auf der Austauschwechselwirkung

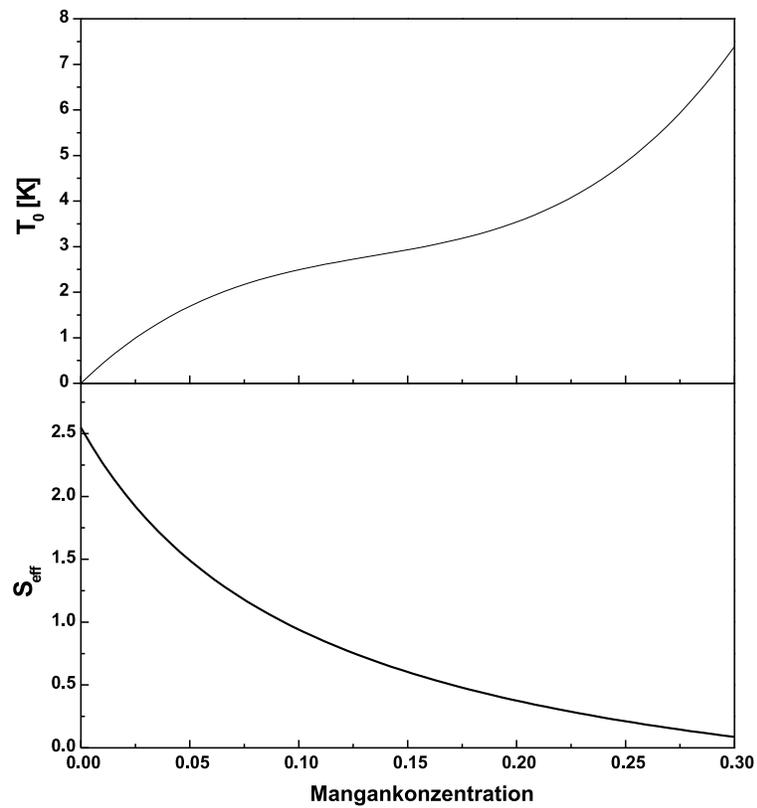


Abbildung 2.4: Effektiver Spin S_{eff} und antiferromagnetische Temperatur Θ_0 für $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ in Abhängigkeit von der Mangankonzentration x_{Mn} nach [Yu95, Zeh98]

zwischen den s^2 - bzw. p^6 -Bandelektronen und den lokalisierten Elektronen der Mn-3d-Schale. Dieser Mechanismus wird als $sp-d$ -Austauschwechselwirkung bezeichnet. Für die Energieaufspaltung des Leitungs- bzw. Valenzbandes ergibt sich:

$$\Delta E_{LB} = x_{Mn} N_0 \alpha \langle S_z \rangle m_j \quad (2.7)$$

$$\Delta E_{VB} = \frac{1}{3} x_{Mn} N_0 \beta \langle S_z \rangle m_j \quad (2.8)$$

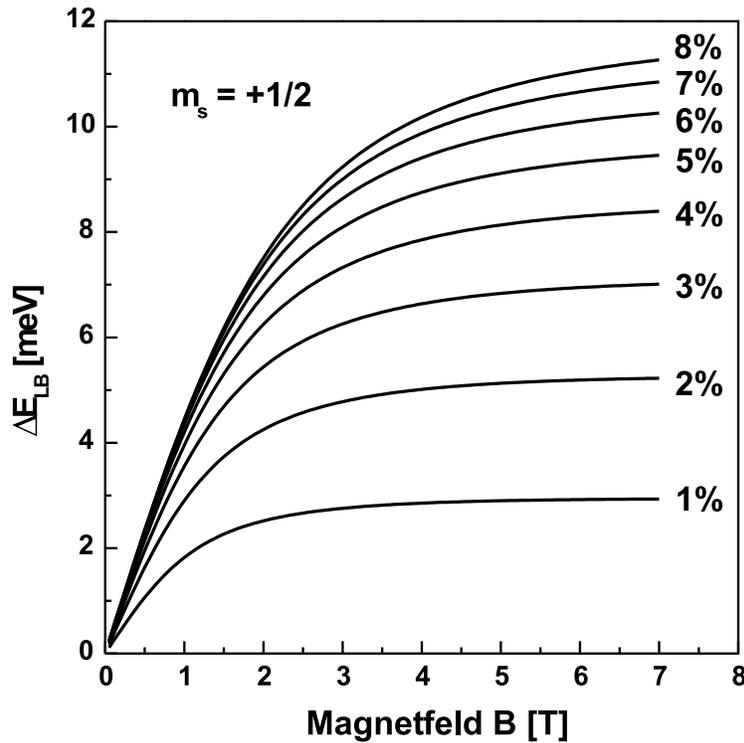


Abbildung 2.5: Die Zeemanaufspaltung des $m_s = +1/2$ -Niveaus des Leitungsbandes von $Zn_{1-x}Mn_xSe$ als Funktion des äußeren Magnetfeldes für verschiedene Mangankonzentrationen.

m_j ist die Spinquantenzahl der Leitungs- ($m_j = \pm 1/2$) bzw. Valenzbandzustände ($m_j = \pm 1/2, \pm 3/2$). Die Austauschintegrale $N_0\alpha$ und $N_0\beta$ können experimentell bestimmt werden, wenn die Magnetisierung mit der optisch gemessenen Zeemanaufspaltung verglichen wird. Für $Zn_{1-x}Mn_xSe$ ergibt sich nach [Twa84]:

$$N_0\alpha = 260 \text{ meV} \quad (2.9)$$

$$N_0\beta = -1310 \text{ meV} \quad (2.10)$$

In Abbildung 2.5 ist die Aufspaltung der Leitungsbandzustände in $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ als Funktion des äußeren Magnetfeldes bei einer Temperatur von 1,6 K⁴ für verschiedene Mangankonzentrationen dargestellt. Es ist deutlich die Sättigung der Energieaufspaltung bei hohen Magnetfeldern zu sehen. Diese Werte sind im Vergleich mit der thermischen Energie $E_{\text{therm}} = k_B T = 0,138 \text{ meV}$ bei dieser Temperatur sehr groß. Unter Annahme eines Zweiniveausystems, für das eine Boltzmannverteilung

$$f(E) \sim \exp(-E/k_B T) \quad (2.11)$$

angesetzt werden kann, ist daher schon für niedrige Mangankonzentrationen und vergleichsweise kleine Magnetfelder eine nahezu vollständige Relaxation der Elektronenspins in das energetisch günstigere $m_s = -1/2$ -Niveau zu erwarten.

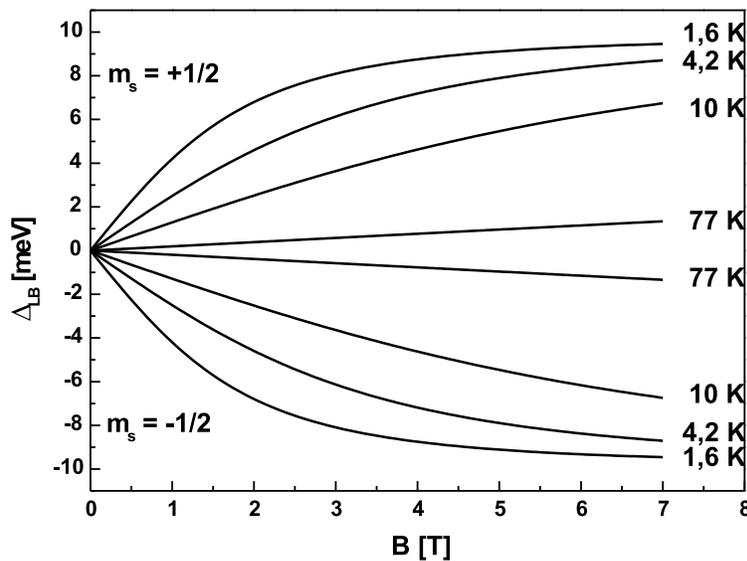


Abbildung 2.6: Abhängigkeit der Zeemanaufspaltung im Leitungsband von $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ mit einem Mangengehalt von 5% für verschiedene Temperaturen.

Die Zeemanaufspaltung der Leitungsbandzustände für $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ mit einer Mangankonzentration von 5% bei verschiedenen Temperaturen ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Aus dem schnellen Absinken der Aufspaltung bei steigender Temperatur ist offensichtlich, dass dieser Effekt nur bei sehr tiefen Temperaturen nutzbar ist.

Die Auswirkung der Zeemanaufspaltung auf die Valenz- bzw. Leitungsbandzustände ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Die erlaubten Dipolübergänge mit ihrer jeweiligen Polarisation sind ebenfalls gekennzeichnet. Aus den Dipol-Matrix-Elementen ergibt sich, dass

⁴Dies entspricht der Temperatur eines Heliumkryostaten mit Pumpe zum Abpumpen des Heliumgases über dem Heliumbad, wie er in den meisten Experimenten verwendet wird.

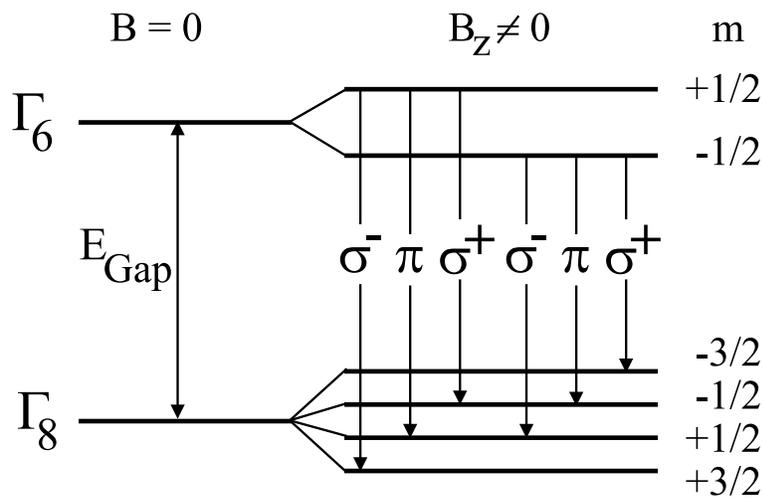


Abbildung 2.7: Einfluss der Zeemanaufspaltung auf Leitungs- und Valenzbandzustände im $Zn_{1-x}Mn_xSe$ und die sich daraus ergebenden erlaubten elektrischen Dipolübergänge. σ^+ , σ^- und π stehen für rechtszirkular, linkszirkular bzw. linear polarisiertes Licht.

die linear polarisierten Übergänge (π) nur in Voigt-Geometrie (Magnetfeld B senkrecht zur Beobachtungsrichtung) und die zirkular polarisierten Übergänge (σ) nur in Faraday-Geometrie (Magnetfeld B parallel zur Beobachtungsrichtung) beobachtbar sind.

Kapitel 3

Herstellung der Proben

Alle im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) am MBE-Cluster des Lehrstuhls hergestellt. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, sind mehrere MBE-Kammern durch einen UHV-Modultrakt ($p \approx 1 - 2 \cdot 10^{-10}$ Torr¹) mehrere MBE-Kammern miteinander verbunden. Daher ist eine Kombination unterschiedlicher Materialsysteme möglich.

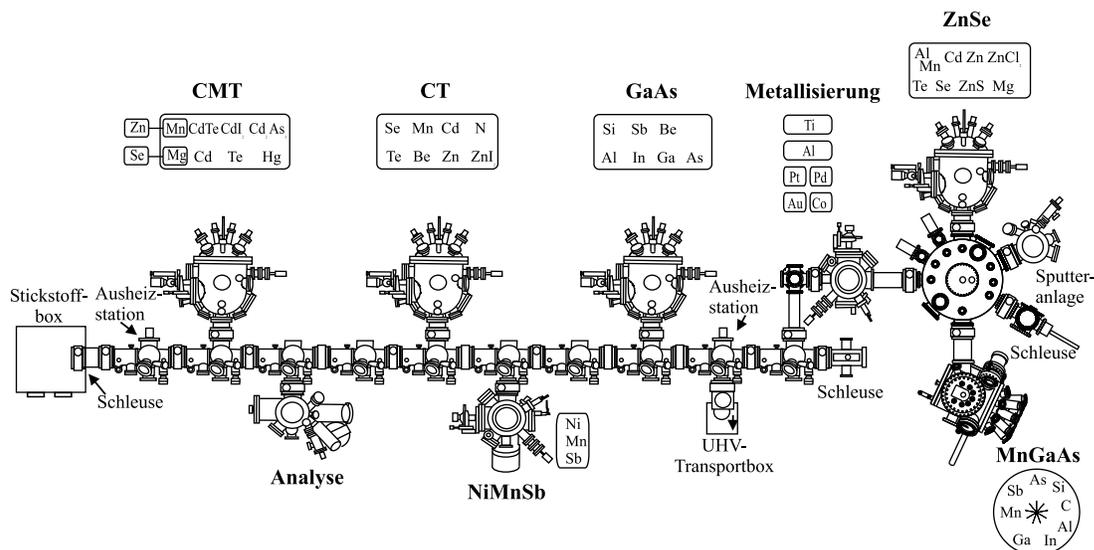


Abbildung 3.1: Schematisches Bild des MBE-Clusters des Lehrstuhls.

Für fast alle Proben wird diese Option des Transfers zwischen mehreren Wachstumskammern genutzt. Häufig werden zuerst Pufferschichten oder Heterostrukturen aus III-V-Material in der GaAs-Kammer auf das Substrat aufgewachsen. Anschließend werden die Proben in die CT-Kammer transferiert. Dort werden die II-VI-Materialien epitaxial.

¹ 1 Torr = 133,2 Pascal ist die in der Vakuumtechnik gebräuchliche Einheit für den Druck.

Der *in-situ*-Metallkontakt wird dann in der Metallisierungskammer auf die II-VI-Schicht aufgedampft.

Sowohl die GaAs- als auch die CT-Kammer sind vom Typ RIBER 2300. In der GaAs-Kammer sind Knudsen-Effusionszellen für Indium, Aluminium, Antimon, Silizium und Beryllium eingebaut. Für Gallium wird eine EPI SUMO Zelle verwendet und Arsen wird aus einer EPI Ventil-Zelle verdampft.

In der CT-Kammer stehen Knudsen-Effusionszellen für Beryllium, Zink, Cadmium, Tellur und Mangan zur Verfügung. Als Selenzelle steht eine EPI Ventil-Zelle mit Motorantrieb zur Verfügung. Die p-Dotierung mit Stickstoff erfolgt mittels einer OXFORD RF-Plasma-Zelle. Für die n-Dotierung wird Zinkiodid aus einer Dotierzelle verdampft.

Alle Proben, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, können bezüglich der Gitterkonstanten der verwendeten Halbleitermaterialien in zwei Gruppen unterteilt werden:

- Proben, die auf GaAs als Substrat basieren, und
- Proben, aus sogenannten 6,1 Å-Materialien.

Die auf GaAs-Substraten basierenden Proben bestehen aus den III-V-Halbleitern AlAs und GaAs sowie BeTe und BeZn(Mn)Se als II-VI-Materialien. Die sogenannten 6,1 Å-Materialien umfassen GaSb, AlSb, Cd(Mn)Se und ZnTe.

3.1 $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$

Spätestens seit dem ersten direktem Nachweis der elektrischen Spininjektion in Halbleiter mittels einer (Al,Ga)As-Leuchtdiode mit einem spinpolarisierenden n-Kontakt aus $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ [Fie99] ist die sehr gute Eignung dieses Materials für Spininjektionsexperimente nachgewiesen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von Proben mit $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ für optische und elektrische Experimente hergestellt. Daher sollen hier die wichtigsten Eigenschaften sowie die verwendeten Wachstumstechniken dargestellt werden.

Für alle GaAs-basierenden Proben wurden *epi ready* Substrate der Firma Wafertech verwendet. Diese wurden mit Indium auf Molybdänblöcke aufgeklebt. Durch das Aufkleben mit Indium wird eine gute thermische Ankopplung des Substrates an den Molybdänblock gewährleistet. Dies ermöglicht eine exakte Temperaturkontrolle des Substrates auch bei *niedrigen* Substrattemperaturen von etwa 300° C, wie sie bei der Epitaxie von II-VI-Materialien verwendet werden.

Anschließend an das Aufkleben werden die Substrate mit Stickstoff abgeblasen, um Stäube vom Substrat zu entfernen. Nach dem Einschleusen in das Vakuumsystem durch eine Schleuse mit einem kleinen Volumen werden die Proben auf der Ausheizstation im Modultrakt bei 300° C ausgeheizt. Dies dient zur Entfernung von Wasser und flüchtigen

Verunreinigungen, die sich während der Präparation auf dem Substrat und dem Block abgesetzt haben.

In der III-V-Wachstumskammer wird die Oxidschicht bei 582°C desorbiert [ST87]. Dies geschieht unter Arsen-Fluss, um das Abdampfen von Arsen aus dem Substrat zu verhindern. Daraufhin wird ein GaAs-Puffer oder die gewünschte III-V-Heterostruktur gewachsen. Nach dem Wachstum werden die Proben unter Arsen-Fluss bis etwa 450°C Substrattemperatur abgekühlt, um eine sehr arsenreiche III-V-Oberfläche zu präparieren [Par85]. Es zeigt sich eine $c(4 \times 4)$ -Oberflächenrekonstruktion im RHEED². Anschließend wird die Probe in die II-VI-Wachstumskammer transferiert.

Für die Proben auf GaAs-Substraten werden ZnSe-basierende Materialien als II-VI-Halbleiter verwendet ($\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ bzw. $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$). Da sich bei den verwendeten Beryllium- bzw. Mangankonzentrationen von maximal 10 % das Wachstum von $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ nicht vom ZnSe-Wachstum unterscheidet, beschränken sich die Ausführungen zu den verschiedenen Wachstumstechniken auf das ZnSe-Wachstum.

In allen Proben wurde eine hohe strukturelle Qualität der Probe angestrebt, um Einflüsse von Gitterfehlern auf die Messungen vernachlässigen zu können. Allgemein anerkannt ist die Notwendigkeit des Wachstums auf einer GaAs-Pufferschicht für eine hohe Qualität der ZnSe-Schichten [Gun87, LA98]. Als Hauptursache für den Einbau von Stapelfehlern gilt die Bildung von Ga_2Se_3 an der Grenzfläche zwischen GaAs und ZnSe [Tu85]. Um diese zu verringern, wurde die sehr arsenreiche $c(4 \times 4)$ -GaAs-Oberfläche in der III-V-Wachstumskammer präpariert. Trotzdem müssen auch beim Wachstumsstart des ZnSe in der CT-Kammer spezielle Methoden zur Reduzierung der Stapelfehlerdichte verwendet werden.

In der Literatur wird eine Vielzahl von Möglichkeiten für den ZnSe-Wachstumsstart beschrieben [Col03]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die nachfolgenden Methoden verwendet:

- ein Zinkstart, bei dem die Probe bei der Wachstumstemperatur von 300°C für etwa 40 Sekunden nur einem Zinkfluss ausgesetzt wird, wodurch sich eine Arsen-Zink-Grenzfläche ausbilden soll [Miw98],
- ein Niedertemperatur-ZnSe-Wachstumsstart, bei dem bei einer Substrattemperatur von etwa 230°C abwechselnd Zink und Selen angeboten werden, um während dieses ALE-Wachstums³ eine Diffusion von Gallium- bzw. Selenatomen über die Grenzfläche zu verhindern [Gai92], oder
- ein etwa drei Monolagen dicker bei einer Substrattemperatur von 350°C gewachsener BeTe-Puffer zwischen GaAs und ZnSe, der ebenfalls die Bildung von Ga_2Se_3 verhindern soll [Fis98].

²Reflection High Energy Electron Diffraction

³engl.: atomic layer epitaxy - Atomlagenwachstum

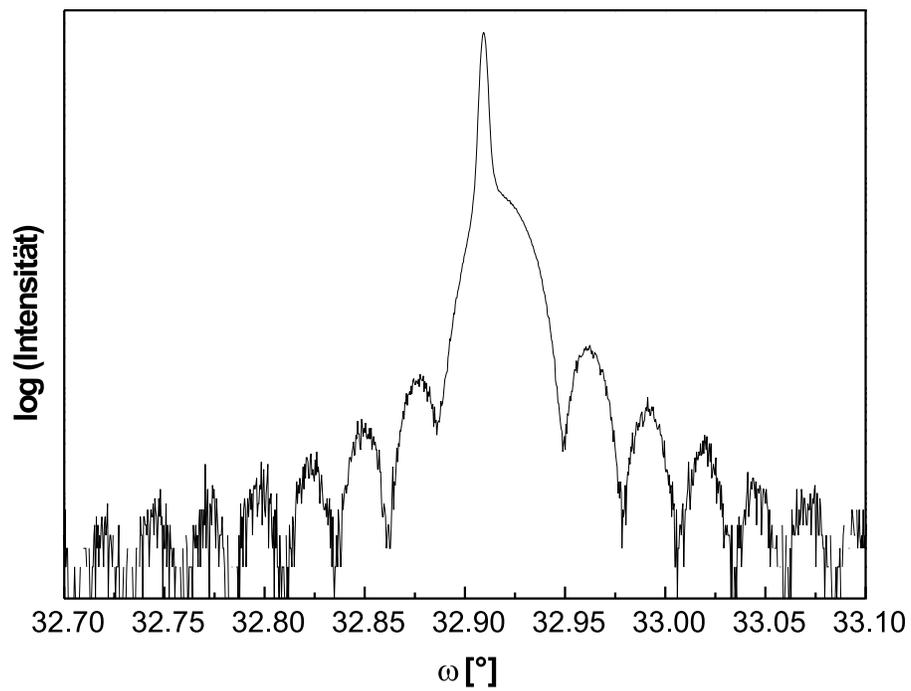


Abbildung 3.2: $\omega/2\theta$ -Scan des 004 Reflexes einer 200 nm dicken $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht auf einem GaAs-Substrat.

In den durchgeführten Experimenten konnte kein systematischer Zusammenhang zwischen dem Wachstumsstart und den magnetischen und elektrischen Eigenschaften beobachtet werden.

ZnSe hat eine Gitterkonstante von $5,6684 \text{ \AA}$. Sie ist etwa 0,27 % größer als die von GaAs. Daraus ergibt sich eine kritische Schichtdicke⁴ von etwa 180 nm. Durch den Einbau von 2,9 % Beryllium kann diese Gitterfehlpassung ausgeglichen werden. In Abbildung 3.2 ist ein $\omega/2\theta$ -Scan einer 200 nm dicken $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht mit 3 % Berylliumgehalt gezeigt. Man erkennt zahlreiche Schichtdickenzosillationen⁵, die auf sehr glatte Grenzflächen hinweisen. Die Halbwertsbreite des Schichtpeaks in ω -Richtung (ein Maß für die strukturelle Qualität) dieser Schicht entspricht mit etwa zwölf Bogensekunden der des Substrats. Die kritische Schichtdicke für eine solche Schicht auf GaAs beträgt nach dem Modell von Dunston [Dun91] mehrere μm .

Die Bandlücke von $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ ändert sich drastisch mit der Berylliumkonzentration. Es gilt bei 4,2 K [Zeh98]:

$$E_{\text{Gap}} = 2,82 \text{ eV} + 2,01 \text{ eV} \cdot x + 0,97 \text{ eV} \cdot x^2 \quad (3.1)$$

Für Spininjektionsexperimente wurden manganhaltige Schichten als Injektor benutzt. Durch den Manganeinbau in ZnSe ändert sich ebenfalls die Bandlücke [Twa83, Kol86].

$$E_{\text{Gap}} = 2,82 \text{ eV} - 0,145 \text{ eV} \cdot x + 4,073 \text{ eV} \cdot x^2 \quad (3.2)$$

Dies bedeutet, dass die Bandlücke von $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ bei einem Mangangehalt von etwa 2 % ein Minimum hat, und bei 4 % wieder die ZnSe-Bandlücke erreicht.

Durch den Manganeinbau in $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ wird die Gitterfehlpassung zum GaAs-Substrat vergrößert. Hierdurch kann es zur Relaxation der Schichten durch Einbau von Versetzungen kommen. Dies kann durch den Einbau von Beryllium verhindert werden. Das quaternäre Material $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ kann gitterangepasst auf GaAs aufgewachsen werden. In Tabelle 3.1 sind für verschiedene Mangankonzentrationen zwischen 0 und 10 % die Berylliumkonzentrationen für gitterangepasstes Wachstum auf GaAs angegeben. Diese Werte ergeben sich aus den Gitterkonstanten für BeSe, ZnSe und MnSe mittels Vegard's Gesetz.

In Abbildung 3.3 ist ein $\omega/2\theta$ -Scan einer 180 nm dicken $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht mit 5 % Mangan- und 6 % Berylliumgehalt gezeigt. Analog zur gezeigten $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht sind ebenfalls zahlreiche ausgeprägte Schichtdickenzosillationen zu beobachten. Diese Probe zeichnet sich durch eine sehr hohe strukturelle Qualität aus, die sich in einer ω -Halbwertsbreite von 13 Bogensekunden niederschlägt.

Relaxation in den Proben kann wegen der sehr guten Gitteranpassung der verwendeten $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ - bzw. $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten ausgeschlossen werden.

⁴Maximale Dicke mit der das Material pseudomorph auf das Substrat aufgewachsen werden kann.

⁵engl.: Pendellösung- oder thickness-fringes

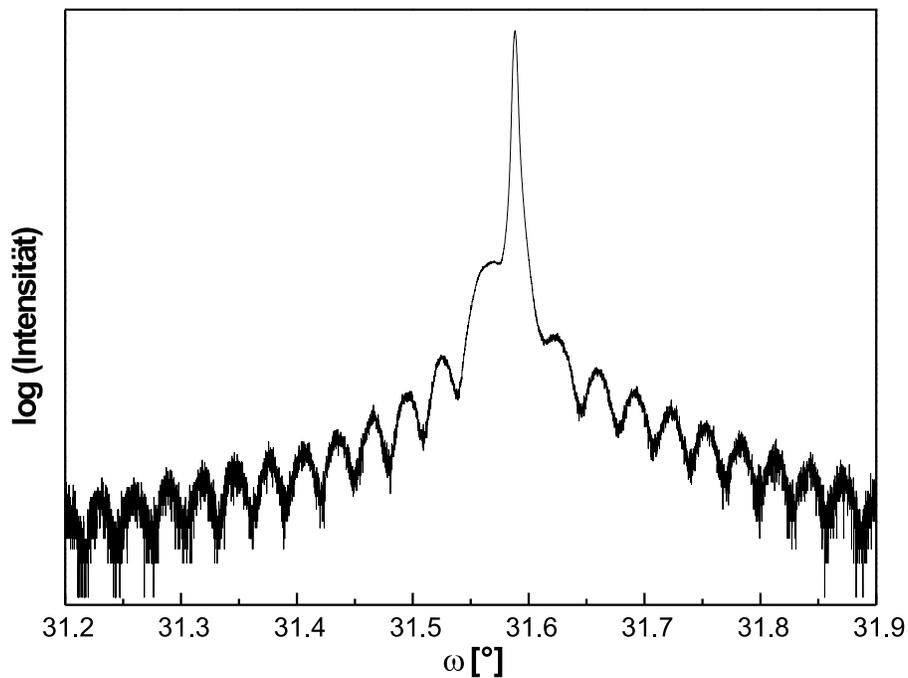


Abbildung 3.3: $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer 180 nm dicken $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht auf einem GaAs-Substrat.

Mangankonzentration in %	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Berylliumkonzentration in %	2,9	3,4	3,9	4,5	5,0	5,5	6,1	6,6	7,1	7,6	8,2

Tabelle 3.1: Tabelle mit Berylliumkonzentrationen für gitterangepasstes Wachstum von $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ auf GaAs für verschiedene Mangankonzentrationen. Für weitere Werte siehe 6.5

3.2 Cd_{1-x}Mn_xSe

Verglichen mit der Epitaxie von Be_yZn_{1-y-x}Mn_xSe auf GaAs erweist sich das Wachstum von Cd_{1-x}Mn_xSe auf InAs bzw. GaSb als ungleich anspruchsvoller. Das liegt insbesondere daran, dass es nahezu keine Erfahrungen auf diesem Gebiet gibt, auf die zurückgegriffen werden konnte. Nur sehr wenige Veröffentlichungen befassen sich mit dem Wachstum von II-VI-Materialien auf InAs- bzw. GaSb-Substraten [Wat97].

3.2.1 CdSe-Wachstum auf InAs

Eines der Ziele dieser Arbeit war die Herstellung von Proben für den experimentellen Nachweis der Spininjektion in InAs. Cd_{1-x}Mn_xSe kann durch Beimischung von etwa 12 % Mangan gitterangepasst auf InAs gewachsen werden. Da sich beim Wachstum von Cd_{1-x}Mn_xSe bei den verwendeten Mangankonzentrationen nichts am Wachstum gegenüber dem Wachstum von CdSe ändert, wird vorerst nur auf CdSe eingegangen.

Für die Untersuchungen zum Wachstum von CdSe auf InAs muss eine reproduzierbar gute InAs-Oberfläche präpariert werden. Anfangs wurden unbehandelte *epi ready* InAs-Substrate verwendet. Ihre Oxidschicht wurde bei etwa 515° C in der III-V-MBE-Kammer abgeheizt und anschließend ein etwa 400 nm dicker InAs-Puffer gewachsen. Da die thermische Desorption der Oxidschicht jedoch nicht reproduzierbar erfolgte, war die Qualität der so präparierten InAs-Oberflächen sehr unterschiedlich. Deshalb wurde eine Schwefelpassivierung der InAs-Substrate eingeführt.

Dafür werden die *epi ready* InAs-Substrate in einer Lösung aus (NH₄)₂S und HNO₃⁶ für 30 Sekunden geätzt. Anschließend wird die Probe gründlich in deionisiertem Wasser gespült und mit Stickstoff trocken geblasen. Hierbei wird die natürliche Oxidschicht des Substrates entfernt und die ungesättigten Bindungen an der Oberfläche mit Schwefelatomen abgesättigt. Ein so behandeltes InAs-Substrat zeigt im RHEED eine (2×1) Rekonstruktion. Diese geht bei etwa 460° C in eine indiumreiche (4×2) Rekonstruktion über. Nach der Desorption wird das Substrat unter Arsen-Fluss abgekühlt und es bildet sich eine arsenreiche (2×4) Rekonstruktion aus. Ein Pufferwachstum ist bei dieser Methode nicht nötig.

Untersuchungen, die von Wolfgang Weigand an auf diese Weise präparierten InAs-Oberflächen und InAs-Pufferschichten mittels SPA-LEED⁷ durchgeführt wurden, ergaben für beide Prozeduren ähnliche Ergebnisse. Sie führen jeweils zu einer InAs-Oberfläche mit einer c(2×8)-Oberflächenrekonstruktion. Dies entspricht der Beobachtung einer arsenreichen (2×4)-Rekonstruktion im RHEED. Aus der Verbreiterung des Spekularreflexes kann auf die Periodizität der Stufen auf der Oberfläche und die durchschnittliche Terrassengröße geschlossen werden. Sie beträgt etwa 100 nm für diese Proben. In Abbildung 3.5 ist eine SPA-LEED-Aufnahme einer InAs-Oberfläche eines 400 nm dicken

⁶ 1:10 verdünnte HNO₃ wird in (NH₄)₂S gegeben bis der pH-Wert der Lösung 9,2 beträgt.

⁷ Spot Profile Analysis - Low Energy Electron Diffraction

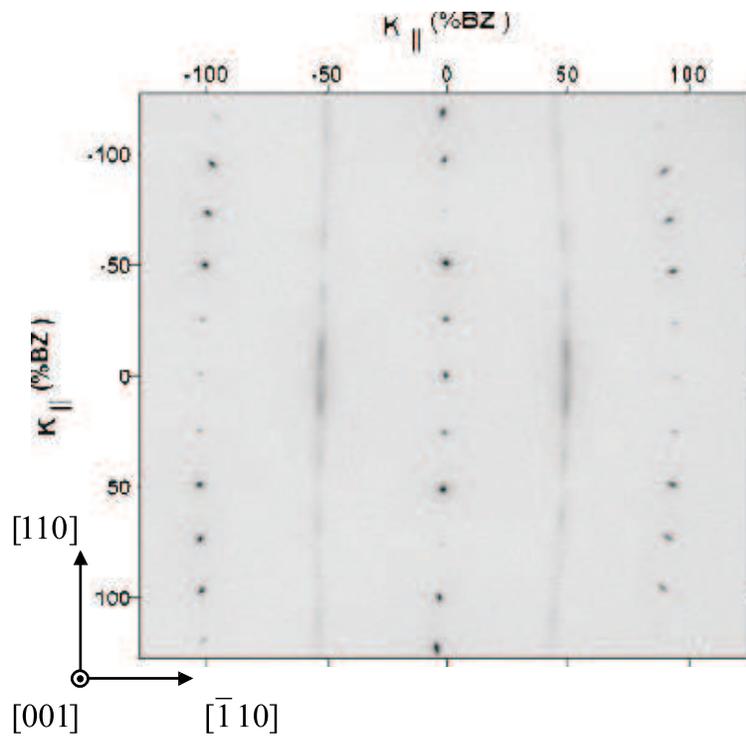


Abbildung 3.4: SPA-LEED-Aufnahme einer 400 nm dicken InAs-Pufferschicht aufgenommen mit einer Beschleunigungsspannung von 50,24 eV (Gegenphasenbedingung). Deutlich ist die $c(2 \times 8)$ -Oberflächenrekonstruktion zu erkennen.

InAs-Puffers mit einer $c(2 \times 8)$ -Oberflächenrekonstruktion zu sehen. Für die weiteren Experimente wurden daher nur schwefelpassivierte Substrate verwendet und auf ein Pufferwachstum verzichtet.

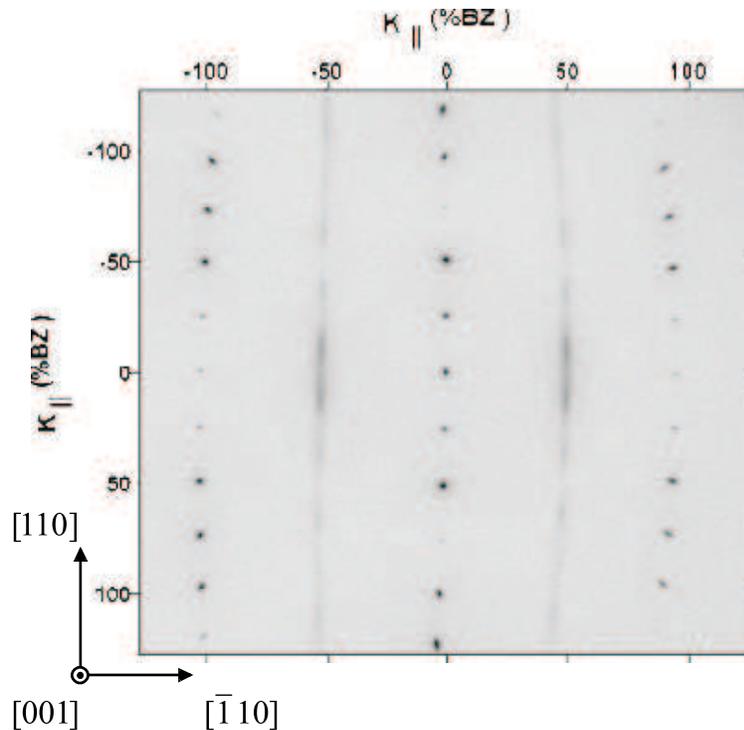


Abbildung 3.5: SPA-LEED-Aufnahme einer 400 nm dicken InAs-Pufferschicht aufgenommen mit einer Beschleunigungsspannung von 50,24 eV (Gegenphasenbedingung). Deutlich ist die $c(2 \times 8)$ -Oberflächenrekonstruktion zu erkennen.

Für den Wachstumsstart von CdSe auf InAs wurden zur ZnSe-Epitaxie analoge Techniken getestet. Eine Grenzflächenpräparation mit einem Cadmiumfluss und anschließendem MBE-Wachstum von CdSe führte zu einem vollständigen Verlust des rekonstruierten RHEED-Bildes, was auf polykristallines Wachstum hindeutet.

Auch ein Niedertemperaturstart [Iva01b, Iva01a] des CdSe-Wachstums bei einer Substrattemperatur von 230°C führt nicht zu befriedigenden Ergebnissen. In Abbildung 3.6 ist ein $\omega/2\theta$ -scan einer 200 nm dicken CdSe-Schicht, die mit dieser Technik gewachsen wurde, dargestellt. Obwohl es die Beste mit dieser Technik hier hergestellte Probe ist, können keine Schichtdickenoszillationen beobachtet werden. Die ω -Halbwertsbreite der Schicht ist mit etwa 250 Bogensekunden sehr hoch. Die dreieckige Form des Schichtreflexes deutet auf bereits einsetzende Relaxation hin.

Analog zur Verwendung von BeTe-Pufferschichten für die ZnSe-Epitaxie auf GaAs wurde die Verwendung eines dünnen ZnTe-Puffers getestet. Dadurch wird die Bildung

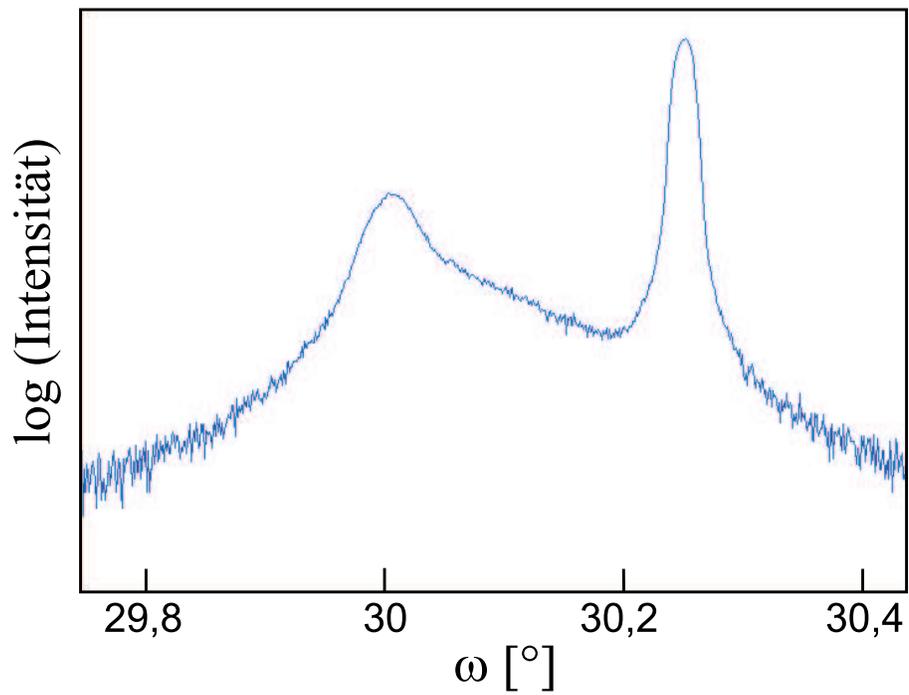


Abbildung 3.6: $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer 200 nm dicken CdSe-Schicht auf einem InAs-Substrat gewachsen mit einem Niedertemperaturwachstumsstart.

von In₂Se₃ verhindert. Dessen Bildungsenthalpie ist mit -344 kJ/mol noch kleiner als die von Ga₂Se₃ [Zef95]. Durch TEM-Untersuchungen wurde eine Reduzierung der Stapelfehlerdichte im CdSe durch die Einführung des ZnTe-Puffers um mehrere Größenordnungen nachgewiesen [Kay02]. Bei dieser Methode ist im RHEED vom Start des II/VI-Wachstums an kein dreidimensionales Wachstum zu erkennen. Es zeigen sich sofort klare Rekonstruktionen und es können deutliche Oszillationen des Spekularreflexes im RHEED beobachtet werden. Dies gilt sowohl für das Wachstum des ZnTe-Puffers als auch für das anschließende Wachstum von CdSe.

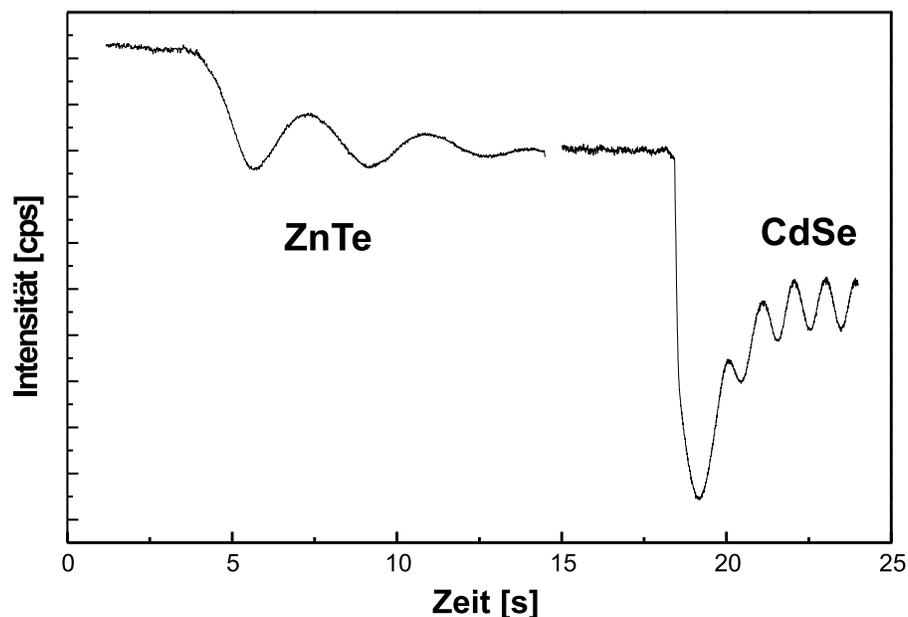


Abbildung 3.7: Rheed-Oszillationen während des Wachstums eines ZnTe-Puffers und der anschließenden CdSe-Schicht.

In Abbildung 3.7 sind RHEED-Oszillationen während des Wachstums eines drei Monolagen dicken ZnTe-Puffers und einer fünf Monolagen dicken CdSe-Schicht dargestellt. Diese Probe wurde nach dem Wachstum des ZnTe-Puffers in die Analysechamber transferiert und dort mittels SPA-LEED untersucht. Es zeigt sich, dass bereits nach dem Wachstum von drei Monolagen ZnTe die InAs-Oberflächenrekonstruktion nahezu vollständig verschwunden ist (siehe Abbildung 3.8). Dies deutet darauf hin, dass der ZnTe-Puffer die InAs-Oberfläche komplett bedeckt.

Diese Probe wurde anschließend erneut in die CT-Kammer transferiert. Es konnte keine Verschlechterung des RHEED-Bildes nach den SPA-LEED-Untersuchungen (mehrere Tage) beobachtet werden. Daher wurde auf diese Probe fünf Monolagen CdSe aufgewach-

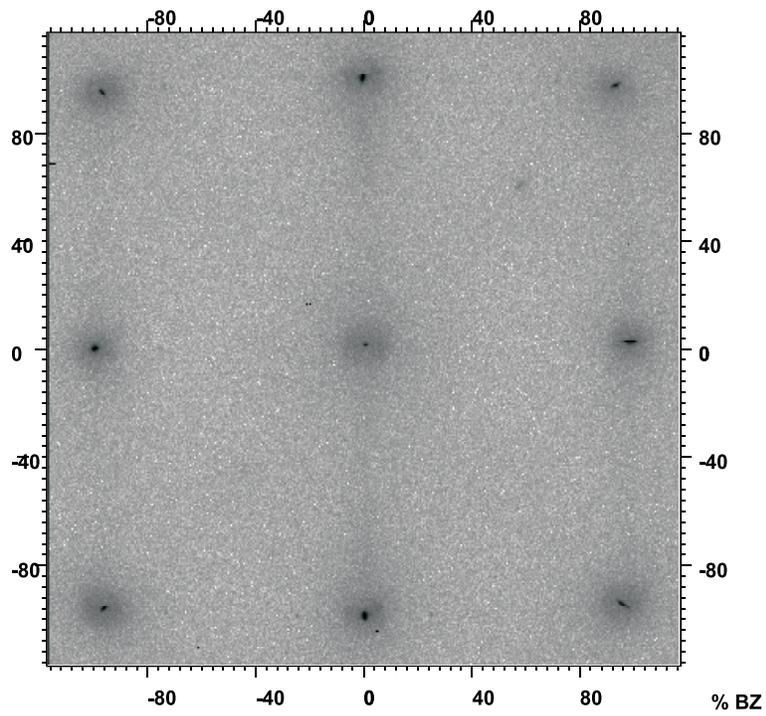


Abbildung 3.8: SPA-LEED-Bild einer drei Monolagen dicken ZnTe-Schicht auf InAs.

sen. Der in Abbildung 3.7 zu beobachtende Abfall der Intensität des Spekularreflexes beim Wachstumstart von CdSe auf dem ZnTe-Puffer wurde bei allen derartigen Proben beobachtet.

Anschließend wurde die Probe erneut in die Analysekammer transferiert und mittels SPA-LEED untersucht. Dieser Prozess wurde ein weiteres Mal wiederholt, um die zeitliche Entwicklung der CdSe-Oberfläche zu überprüfen. In Abbildung 3.9 ist das SPA-LEED-Bild dieser Oberfläche dargestellt.

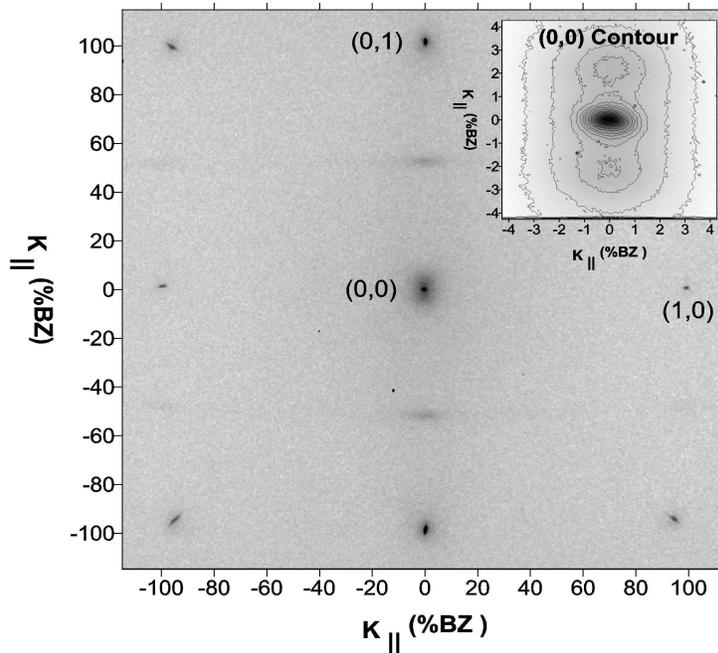


Abbildung 3.9: SPA-LEED-Bild einer zehn Monolagen dicken CdSe-Schicht auf ZnTe/InAs. Rechts oben ist der Spekularreflex vergrößert dargestellt.

Es ist deutlich die selenreiche (2×1) Oberflächenrekonstruktion zu erkennen, die auch im RHEED beobachtet werden kann. Aus der Form des Spekularreflexes kann auch hier die mittlere Terrassengröße auf der Oberfläche bestimmt werden.

In Abbildung 3.10 ist die Entwicklung der Profile des Spekularreflexes dargestellt. Die InAs-Oberfläche ist mit Terrassengrößen von 100 nm (entlang der [110] Richtung) und 50 nm ([1-10] Richtung) sehr glatt. Hierauf wächst ZnTe zunächst in kleinen Inseln auf. Die Größe der Inseln liegt für beide Richtungen im Bereich von 9 nm. Die Rauigkeit der ZnTe-Oberfläche kann jedoch nur im Bereich weniger Monolagen liegen, da die InAs-Oberfläche komplett abgedeckt ist. Beim Start des CdSe-Wachstums verringert sich die Ausdehnung der Inseln zunächst weiter. Sie beträgt jetzt etwa 9 nm ([1-10] Richtung) bzw. 5 nm ([110] Richtung). Während des weiteren Wachstums bleibt zunächst in der [110]

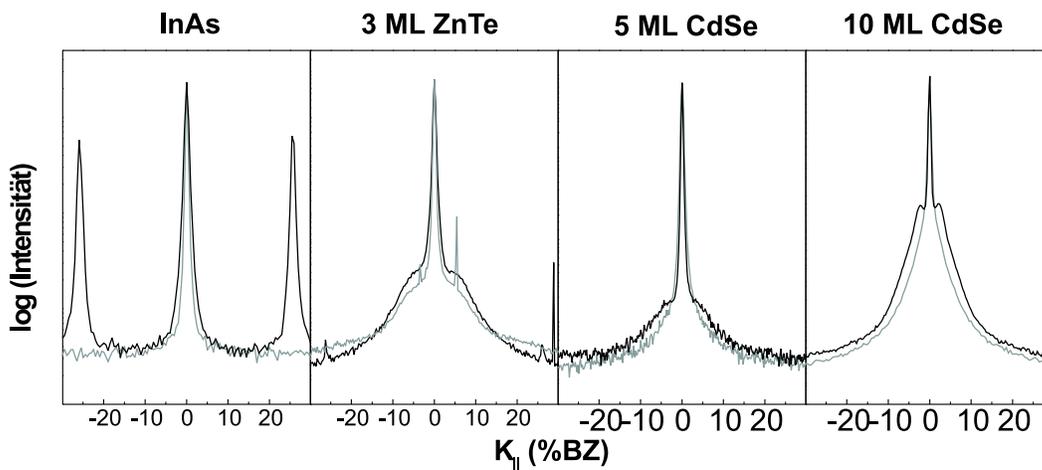


Abbildung 3.10: Entwicklung des Profils des Spekularreflexes im LEED während des Wachstums von CdSe auf ZnTe auf InAs. Schwarz entspricht der [1-10]-Richtung und grau der [110]-Richtung.

Richtung diese mittlere Inselgröße erhalten. In der [1-10] Richtung dagegen bilden sich Terrassen von 15 nm Breite, die eine feste Größe haben, wie man aus den beiden deutlich erkennbaren Nebenmaxima im Profil des Spekularreflexes erkennen kann. Diese Richtung entspricht der Zweifachrekonstruktion der selenreichen (2×1) CdSe-Oberfläche.

Der Einbau von Mangan in CdSe gestaltet sich bei niedrigen Mangankonzentrationen bis etwa 8 % problemlos. Für höhere Konzentrationen jedoch wurde trotz der besseren Anpassung der Gitterkonstante an das InAs-Substrat ein drastischer Abfall der strukturellen Qualität in Röntgenuntersuchungen festgestellt. Diese Ergebnisse wurden auch durch Photolumineszenzexperimente bestätigt. Vermutlich ist dies auf die Bildung von Manganclustern zurückzuführen. Dies führt zu einer Störung des Kristallgitters, da Manganselenid in der InAs-Struktur kristallisiert.

Abbildung 3.11 zeigt einen $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer solchen $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht. In diesem Fall beträgt die Mangankonzentration etwa 1 %. Die deutlich ausgeprägten Schichtdickenoszillationen deuten auf sehr glatte Grenzflächen hin. Die ω -Halbwertsbreite des Schichtpeaks entspricht der des InAs-Substrats mit etwa 11 Bogen Sekunden. Dies weist auf eine exzellente strukturelle Qualität der Schicht hin.

Informationen über den Verspannungsgrad der Schicht gegenüber dem Substrat können aus einer reziproken Gitterkarte eines asymmetrischen Reflexes gewonnen werden. In Abbildung 3.11 ist eine reziproke Gitterkarte des 115-Reflexes dieser Probe dargestellt. Der Substratpeak, der Schichtpeak und die Peaks der Schichtdickenoszillationen liegen auf einer Geraden. Dies bedeutet, dass die Schicht vollkommen verspannt gegenüber dem InAs-Substrat ist. Da für die geplanten Proben keine dickeren Schichten benötigt werden,

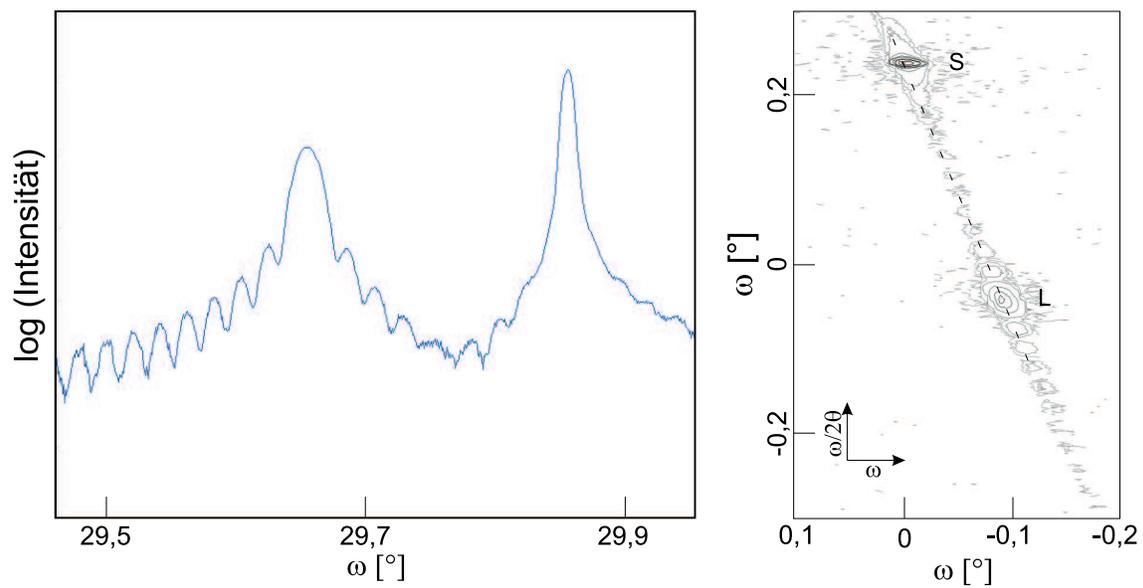


Abbildung 3.11: Links: $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer 250 nm dicken $\text{Cd}_{0.99}\text{Mn}_{0.01}\text{Se}$ -Schicht auf einem InAs-Substrat mit ZnTe-Puffer. Rechts: Reziproke Gitterkarte des 115-Reflexes dieser Probe. Die gestrichelte Linie ist eine Gerade durch den Substrat- und den Schichtpeak.

kann also Relaxation als Quelle für Versetzungen und Defekte vernachlässigt werden.

Die so hergestellten Proben wurden mittels Photolumineszenzexperimenten, die in der Gruppe von Professor Ossau durchgeführt wurden, charakterisiert. In Abbildung 3.12 sind Ergebnisse dieser Untersuchungen dargestellt. Die Experimente wurden in einem Heliumbadkryostaten bei einer Temperatur von 1,6 K durchgeführt. Die Photolumineszenzspektren werden von exzitonischen Linien dominiert. Die gemessenen Energien stimmen sehr gut mit älteren Daten über $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ in Zinkblendemodifikation überein [Kim94]. Aus der Veränderung der Intensität und der Verschiebung der Peaks bei angelegtem Magnetfeld kann auf die Herkunft der Peaks geschlossen werden. So stammt der dominierende, höherenergetische Peak der Spektren vermutlich von der Rekombination von freien Exzitonen ab, während der zweite Peak einem donatorgebundenen Exziton entspricht. Es wurde keine Lumineszenz in einem deutlich tieferen Energiebereich beobachtet, die man bei strukturellen Defekten wie Lehrstellen oder Atomen auf Zwischengitterplätzen erwartet hätte.

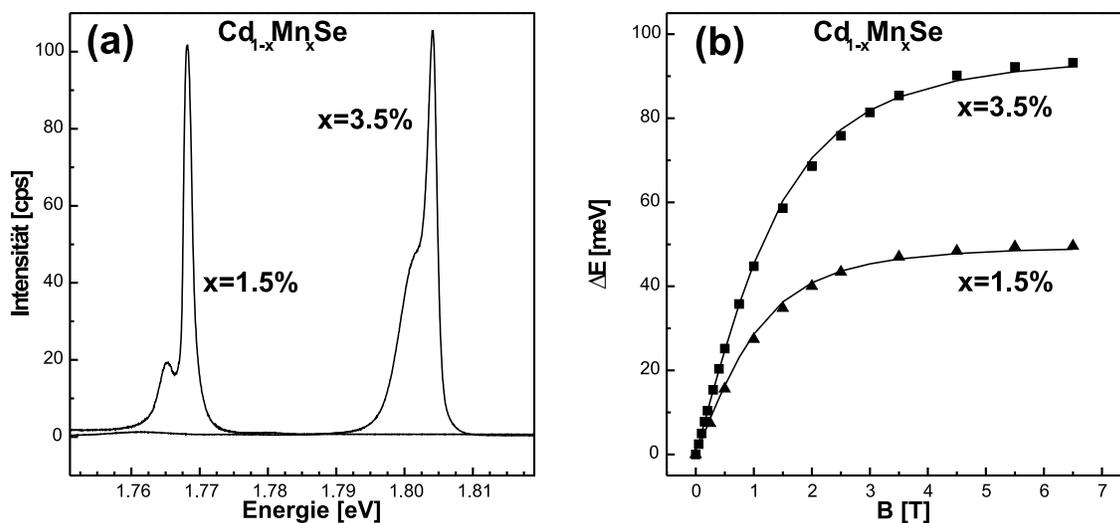


Abbildung 3.12: (a.) Photolumineszenzspektren von zwei 250 nm dicken $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten aufgenommen bei 1,6 K in einem Heliumbadkryostaten. (b.) Gesamte Zeemanaufspaltung aus der Verschiebung der Lumineszenz in Abhängigkeit vom Magnetfeld bei 1,6 K. Die durchgezogenen Linien entsprechen Fits mittels einer Brillouinfunktion. Die ermittelten Mangankonzentrationen sind angegeben.

Magnetooptische Untersuchungen wurden durchgeführt, um die magnetischen Eigenschaften der Schichten zu bestimmen. Im Magnetfeld verschiebt sich die Lumineszenz zu niedrigeren Energien hin. Dies entspricht der zu erwarteten Zeemanaufspaltung durch den Manganbau. In Abbildung 3.12b ist die volle Zeemanaufspaltung aufgetragen. Die durchgezogenen Linien stellen Fits dar, die durch eine modifizierte Brillouinfunktion

tion entstanden sind. Die so abgeleiteten Mangankonzentrationen von 1,5 % und 3,5 % stimmen gut mit den aus den Röntgenuntersuchungen bestimmten Werten von 1 % und 3 % überein. Die Abweichungen sind leicht zu erklären, wenn berücksichtigt wird, dass weder die optischen Parameter (Austauschkonstanten, S_{eff} und T_{eff}) noch die strukturellen Konstanten (Poissonzahl, Gitterkonstante von Zinkblende-MnSe) von Cd_{1-x}Mn_xSe in Zinkblendestruktur exakt bekannt sind.

Um Proben für effektive Spininjektionsexperimente planen zu können, ist die Kenntnis des Bandverlaufes an den Grenzflächen zwischen den Materialien enorm wichtig. Da nur sehr wenig Daten zu den Bandoffsets zwischen InAs, ZnTe und CdSe vorhanden sind und diese teilweise sehr widersprüchliche Werte liefern [Yu91, Luo91, Sol01], wurden von Thomas Gleim Photoelektronenspektroskopieexperimente (PES) durchgeführt. Hierfür wurden mehrere Proben mit unterschiedlichen Dicken von ZnTe und CdSe gewachsen, um die jeweiligen Grenzflächen ausmessen zu können. Die gewachsenen Proben wurden im SFB-Koffer⁸ bei einem Hintergrunddruck von etwa $2 \cdot 10^{-9}$ torr nach Berlin zum Synchrotron BESSY II transportiert und dort *in situ* vermessen. Aus den PES-Messungen wurden die Bindungsenergien tiefer Zustände relativ zum Valenzbandmaximum bestimmt. Daraus ergeben sich die Valenzbandoffsets. Mit den Literaturwerten für die Bandlücke [LB99] ergeben sich die Leitungsbandoffsets (siehe Abbildung 3.13).

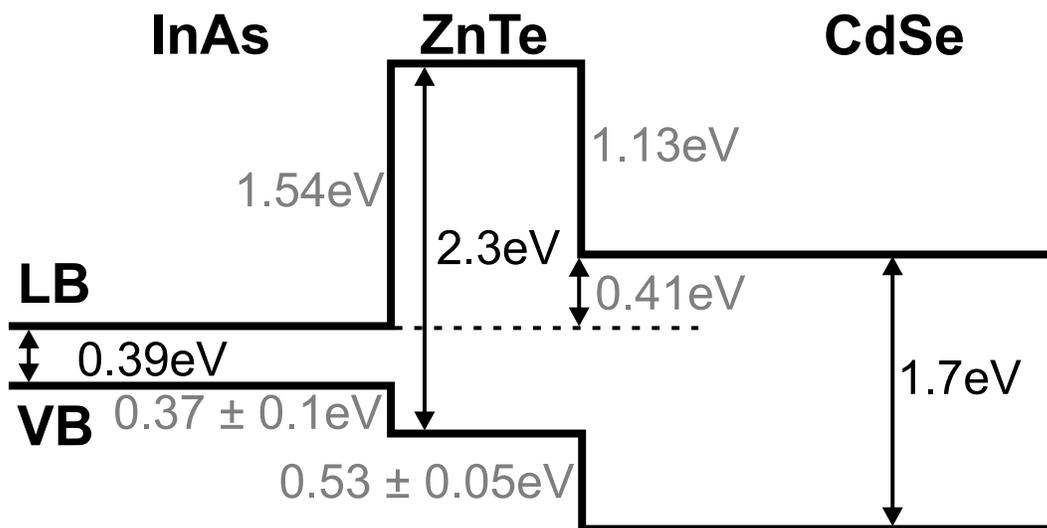


Abbildung 3.13: Bandoffsets (graue Werte) für das Materialsystem InAs/ZnTe/CdSe. Die Valenzbandoffsets sind mittels PES-Messungen bestimmt worden und die Leitungsbandoffsets mit Literaturwerten für die Bandlücken (schwarze Werte) berechnet worden.

Zwischen dem CdSe und dem InAs bildet sich ein Leitungsbandoffset von 0.41 eV

⁸Eine bewegliche UHV-Kammer, mit der Proben zu verschiedenen Laboren transportiert werden können, ohne dass sie mit Luft in Kontakt kommen.

aus. Dies könnte eventuell bei Spininjektionsexperimenten hinderlich sein, wenn die Energielaxation mit einer Spinrelaxation einhergeht. Auch die sehr hohe Barriere im Leitungsband durch das ZnTe sollte beachtet werden. Die Elektronen müssen also in das InAs tunneln. Wie neuere Untersuchungen zeigen, kann dies für Spininjektionsexperimente aber sogar vorteilhaft sein.

Die Bandoffsets zwischen InAs und ZnTe bzw. ZnTe und CdSe wurden sowohl individuell als auch simultan gemessen. Für die individuellen Messungen wurden Proben von ZnTe auf InAs ohne CdSe-Schicht gewachsen. Für die ZnTe-CdSe-Grenzfläche wurden Proben mit *dickem* (20 nm) ZnTe Puffern gewachsen, bei denen eine vom InAs ungestörte Grenzfläche angenommen wurde. Bei Proben mit *dünner* (drei Monolagen) ZnTe konnten beide Grenzflächen simultan gemessen werden. Es wurden keine signifikanten Abweichungen zwischen den Messungen festgestellt, was auf eine sehr geringe elektronische Beeinflussungen der beiden Grenzflächen untereinander hindeutet.

Es wurden auch Proben mit $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten mit einem Mangangehalt von 12 % für gitterangepasstes Wachstum auf InAs vermessen. Dies führt allerdings nur zu einer sehr geringen Änderung des Valenzbandoffsets, weshalb im Rahmen der Messgenauigkeit keine Aussage über den Einfluss des Manganeinbaus auf den Valenzbandoffset gemacht werden kann.

3.2.2 CdSe-Wachstum auf GaSb

Für die Planung der Spininjektionsexperimente ist eine genaue Kenntnis der Materialparameter von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ nötig. Insbesondere die Dotierung und der Magnetowiderstand ist hier zu nennen. Die Dotierung kann durch Hall-Messungen bestimmt werden. Hierfür muss die zu vermessende Schicht auf ein nichtleitendes oder entgegengesetzt dotiertes Substrat aufgewachsen werden.

InAs ist als Substratmaterial für solche Proben sehr ungeeignet. Wegen seiner geringen effektiven Elektronenmasse und Bandverbiegungen an Ober- bzw. Grenzflächen liegt die Fermienergie im Leitungsband. Dadurch bildet sich auch bei undotiertem oder p-dotiertem InAs ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus. Da Parallelleitung deshalb nur schwer verhindert werden kann, muss ein anderes Substratmaterial verwendet werden.

Ein weiteres mögliches Substratmaterial für das Wachstum von CdSe ist GaSb. Mit einer Gitterkonstanten von 6.0959 \AA besitzt es eine nur geringfügig höhere Gitterfehlpassung zu CdSe als InAs. Allerdings frieren auch in GaSb die Ladungsträger bei tiefen Temperaturen nicht vollständig aus. Durch Beimischung von etwa 35 % Aluminium kann dieses Problem behoben werden. Dies wurde in Transportexperimenten im Rahmen dieser Arbeit bestätigt.

Als Substrat wurde GaAs verwendet. Trotz des sehr großen Unterschieds der Gitterkonstanten (etwa 7,9 %) können (Al,Ga)Sb-Schichten in guter Qualität mit einer glatten Oberfläche gewachsen werden. Zuerst wird in der III-V-Kammer ein GaAs-Puffer bei ei-

ner Substrattemperatur von 600° C gewachsen. Anschließend wird die Substrattemperatur auf 500° C reduziert und eine AlSb-Nukleationsschicht gewachsen. Hierdurch soll die Bildung von Schraubenversetzungen, die sich durch die gesamte Struktur ziehen, verringert werden [Qia97b]. Beim Wachstumstart von AlSb auf GaAs verschwindet das zweidimensionale arsenreiche (4×2)-RHEED-Bild sofort und wird durch ein deutlich dreidimensionales RHEED-Bild abgelöst. Bereits nach etwa 20 Sekunden werden jedoch Stangen und Rekonstruktionen im RHEED sichtbar. Nach etwa einer Minute ist der dreidimensionale Anteil im RHEED nahezu vollständig verschwunden und es ist eine antimonreiche (3×1)-Rekonstruktion zu erkennen. Anschließend wird ein Al_{0,35}Ga_{0,65}Sb-Puffer gewachsen. Die Probe wird dann bis 400° C unter Antimonfluss abgekühlt. Zur Verbesserung der strukturellen Qualität der gewachsenen (Al,Ga)Sb-Schichten wird zwischen der AlSb-Nukleationsschicht und der (Al,Ga)Sb-Schicht ein Übergitter eingeführt. Hierbei werden abwechselnd AlSb- und GaSb-Schichten gleicher Dicke gewachsen. Die effektive Aluminiumkonzentration bleibt also konstant. Durch die wechselnde Verspannung an den Grenzflächen kann die Ausbreitung der Versetzungen entlang der Grenzflächen des Übergitters gegenüber der senkrechten Ausbreitung bevorzugt werden. Die Versetzungen werden durch die Einführung des Übergitters an den Rand der Probe gedrängt [Fis98]

Für den Wachstumstart von CdSe auf (Al,Ga)Sb wurden wiederum verschiedene Methoden getestet. Die Abscheidung von CdSe direkt auf (Al,Ga)Sb ergab weder mit direktem MBE-Wachstum noch mit einem Tieftemperaturwachstumstart ein monokristallines Wachstum. Die Rekonstruktionen im RHEED-Bild verschwanden vollständig und es konnte nur noch diffuses Streulicht beobachtet werden.

Auch hier wurde also eine ZnTe-Zwischenschicht eingeführt. Ein MBE-Wachstumstart führte ähnlich wie beim CdSe-Wachstum auf (Al,Ga)Sb zum vollständigem Verlust der RHEED-Rekonstruktionen. Erst durch die Verwendung eines Tieftemperaturwachstumstart im ALE-Modus für ZnTe wurde monokristallines Wachstum erreicht. Nach dem Wachstum von etwa 20 Monolagen ZnTe im ALE-Modus bei 230° C wurde das Substrat auf 300° C geheizt und weitere 10 nm ZnTe im MBE-Modus aufgewachsen. Dies führte zu einem klaren zweidimensionalen RHEED-Bild mit einer zinkreichen c(2×2)-Rekonstruktion. Anschließend wird CdSe bzw. Cd_{1-x}Mn_xSe im MBE-Modus bei einer Substrattemperatur von 280° C gewachsen.

Abbildung 3.14 zeigt den $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer Cd_{0,94}Mn_{0,06}Se-Schicht gewachsen auf einem Al_{0,35}Ga_{0,65}Sb-Puffer ohne Übergitter. Die Peaks vom GaAs-Substrat (S), (Al,Ga)Sb-Puffer (B) und der (Cd,Mn)Se-Schicht (L) sind gekennzeichnet. Im Vergleich, zu den auf InAs gewachsenen Schichten, fällt das Fehlen von Schichtdickenoszillationen auf. Dies liegt an der Verwendung des relaxierten Al_{1-x}Ga_xSb-Puffers.

In Abbildung 3.15 ist eine reziproke Gitterkarte des (115)-Reflexes der gleichen Probe gezeigt. Die Peaks sind wieder analog zu Abbildung 3.14 gekennzeichnet. Der Puffer aus Al_{0,35}Ga_{0,65}Sb ist vollständig relaxiert gegenüber dem GaAs-Substrat, da beide Peaks auf einer Linie in $\omega/2\theta$ -Richtung liegen. Die Cd_{0,94}Mn_{0,06}Se-Schicht ist gegenüber dem Al_{0,35}Ga_{0,65}Sb-Puffer vollständig verspannt, da beide Peaks auf einer Li-

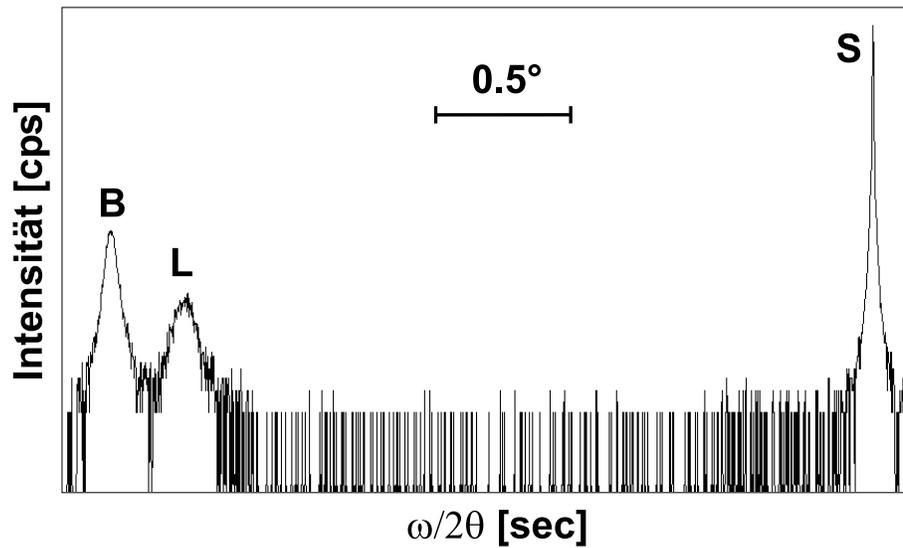


Abbildung 3.14: $\omega/2\theta$ -Scan des 004-Reflexes einer 100 nm dicken $\text{Cd}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Se}$ -Schicht auf einem GaAs-Substrat mit $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$ -Puffer und ZnTe-Zwischenschicht. Die Peaks vom Substrat (S), des (Al,Ga)Sb-Puffers (B) und der (Cd,Mn)Se-Schicht (L) sind gekennzeichnet.

nie in (00l)-Richtung liegen. Die ω -Halbwertsbreite der $\text{Cd}_{0.94}\text{Mn}_{0.06}\text{Se}$ -Schicht beträgt etwa 200 Bogensekunden. Dieser gegenüber dem Wachstum auf InAs deutlich schlechtere Wert liegt hauptsächlich in der Verwendung des relaxierten $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{Sb}$ -Puffers begründet. Die Relaxation erfolgt unter Einbau von Versetzungen, was zu dieser Verbreiterung in ω -Richtung führt.

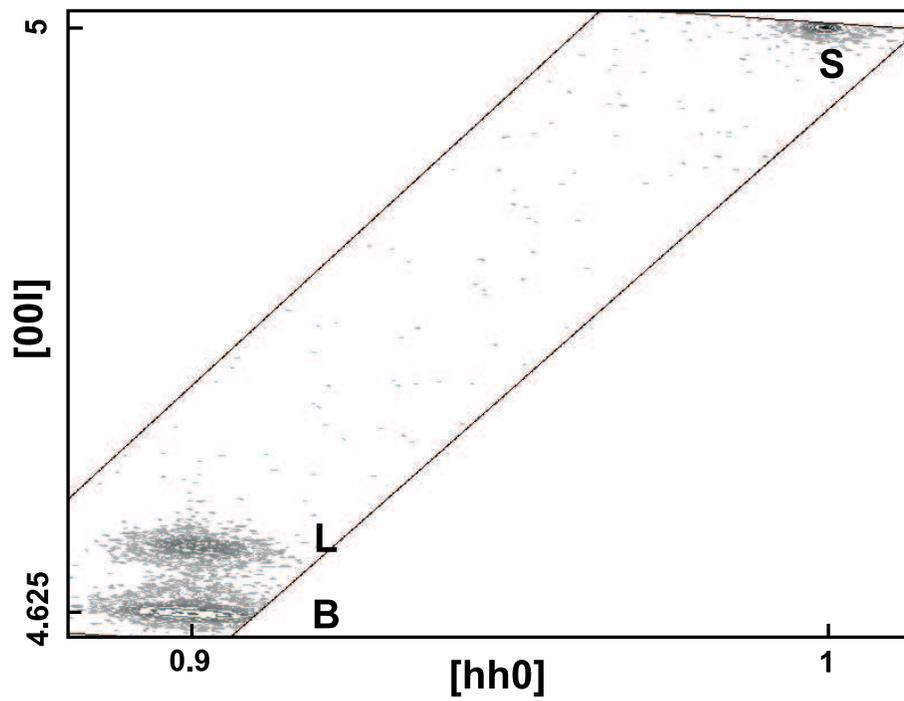


Abbildung 3.15: Reziproke Gitterkarte des (115)-Reflexes der Probe aus Abbildung 3.14.

Kapitel 4

Die $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Spin-LED

In diesem Kapitel werden Untersuchungen an $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Spin-LEDs¹ zusammengefasst. Auf diesem Wege erfolgte der erste direkte experimentelle Nachweis der Injektion spinpolarisierter Ströme in Halbleiter. Die hier vorgestellten Experimente wurden von Roland Fiederling mit Proben durchgeführt, deren Großteil im Rahmen dieser Arbeit entstanden ist.

4.1 Der Aufbau der Spin-LED

Allgemein besteht eine Spin-LED aus einer Leuchtdiode, die einen spinpolarisierenden Kontakt hat. Das von ihr emittierte Licht wird bezüglich seiner Polarisation untersucht. Die Leuchtdiode dient somit als Detektor für die Spininjektion. Als Injektormaterial kommen prinzipiell viele verschiedene Materialien in Frage. Die Forschung auf dem Gebiet der elektrischen Spininjektion in Halbleiter konzentrierte sich lange Jahre auf ferromagnetische Metallkontakte. Dies wurde durch den Vorschlag eines Spintransistors durch Datta und Das [Dat90] motiviert. Die so erzielten experimentellen Resultate sind jedoch nicht eindeutig Spininjektionseffekten zuzuordnen. Georg Schmidt zeigte 2000 [Sch00], dass eine effektive Injektion eines spinpolarisierten Stromes in einen Halbleiter nur möglich ist, wenn

- der Injektor vollständig spinpolarisiert ist oder
- der Injektor eine ähnliche Leitfähigkeit wie der Halbleiter hat.

Eine effektive Spininjektion von ferromagnetischen Metallen in Halbleiter ist wegen der nicht vollständigen Spinpolarisation im Metallkontakt verbunden mit der um mehrere Größenordnungen abweichenden Leitfähigkeit sehr ineffizient.

¹engl.: light emitting diode - Leuchtdiode

Mit den verdünnten magnetischen Halbleitern (DMS)², wie zum Beispiel $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}$ oder $(\text{Zn},\text{Mn})\text{Se}$, stehen ideale Kandidaten als Injektormaterial zur Verfügung. In ihnen sind aufgrund des riesigen Zeeman-Effektes schon bei geringen externen Magnetfeldern ($B < 0,5 \text{ T}$) die Ladungsträger vollständig spinpolarisiert. Den Berechnungen von Schmidt folgend, sind diese Materialien sehr geeignet für die Spininjektion in Halbleiter, da die Leitfähigkeiten von DMS und dem nichtmagnetischen Halbleiter (NMS) vergleichbar sind.

Als spinpolarisierendes Kontaktmaterial wird also ein semimagnetischer Halbleiter verwendet, um eine effektive Injektion des spinpolarisierten Stromes in die LED zu erreichen.

Aufgrund der langjährigen Erfahrung mit dem Wachstum von ZnSe und seiner verwandten Mischkristalle, lag die Verwendung von $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ als Injektormaterial auf der Hand.

$\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ kann gitterangepasst auf GaAs -Substraten gewachsen werden. Hierdurch kann eine sehr hohe kristalline Qualität der Schichten erreicht werden. Der Einfluss von Kristalldefekten auf die Spininjektionsexperimente ist somit minimal. Weiterhin ist das Materialsystem $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ bzw. $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ausführlich erforscht, was eine Interpretation der Messergebnisse erleichtert.

Ein weiterer Vorteil der Verwendung eines manganhaltigen II-VI-Halbleiters als spinpolarisierendes Material ist die Wählbarkeit der Dotierung. Für Spinpolarisationsexperimente ist die Verwendung von spinpolarisierten Elektronen gegenüber Löchern wegen der höheren Spindephasierungszeiten vorzuziehen. Daher wurde mit ZnI_2 n-dotiertes $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ als spinpolarisierender Kontakt verwendet.

Auf die Verwendung einer ZnSe -basierenden Leuchtdiode als Detektor wurde verzichtet, da die erreichten Lebensdauern dieser LEDs zu niedrig sind [Lug99, Nür01]. Die Auswertung der beobachtenden Ergebnisse wäre eventuell durch die Degradation der Leuchtdiode erschwert worden.

Für die Leuchtdiode wurde auf eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Heterostruktur zurückgegriffen. Diese kann pseudomorph in der III-V-Kammer des MBE-Clusters auf GaAs -Substraten gewachsen werden, auf die auch $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ gitterangepasst gewachsen werden kann. Auch bei der Prozessierung ergeben sich keine Schwierigkeiten durch diese Materialwahl. In Abbildung 4.1 ist der daraus resultierende schematische Aufbau der Leuchtdiode mit spinpolarisierendem Halbleiterkontakt dargestellt. Als Detektor käme auch eine GaAs -Leuchtdiode ohne $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren in Frage. Dies hätte jedoch den Nachteil, dass der Ort, an dem die Ladungsträgerrekombination stattfindet, nicht exakt definiert ist. Elektron-Loch-Paare, die in der Nähe der Grenzfläche zwischen dem GaAs und der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht rekombinieren, können polarisiertes Licht erzeugen, da ihre Wellenfunktionen mit der manganhaltigen II-VI-Schicht überlappen. Dieser Effekt entspricht jedoch nicht der elektrischen Injektion von spinpolarisierten La-

²engl.: diluted magnetic semiconductor

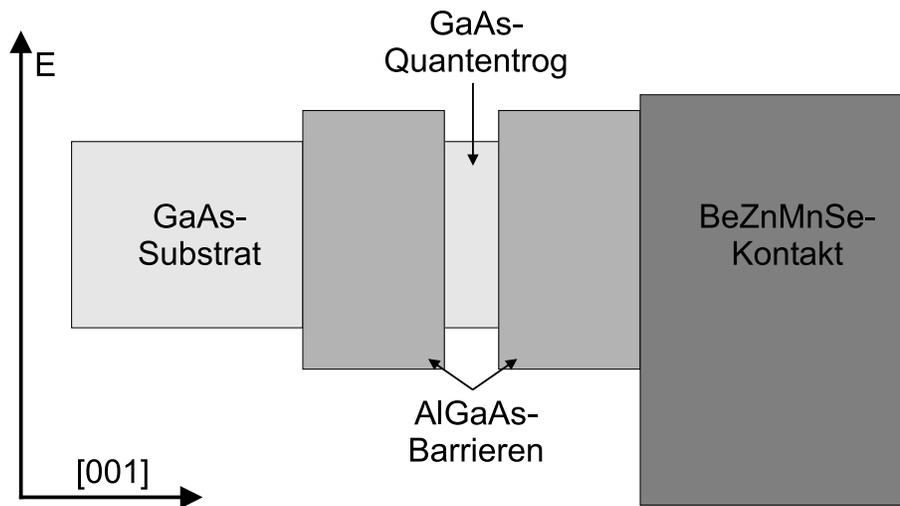


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau einer Spin-LED. Die Lage der Bandlücke der Materialien ist angedeutet.

dungsträgern, sondern der s - pd -Austauschwechselwirkung und könnte Fehlinterpretationen verursachen. Weiterhin ist zu erwarten, dass die Spinpolarisation der Ladungsträger abnimmt, je weiter sie sich von der Grenzfläche entfernen. Dies würde die Auswertung der Ergebnisse erschweren. Durch die Verwendung eines dünnen Quantentrog aus GaAs zwischen Barrieren aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ können diese Schwierigkeiten umgangen werden.

Durch die Quantisierung der Elektron- bzw. Loch-Zustände erhöht sich die Rekombinationsenergie. Daher ist es möglich, zwischen Licht aus dem Quantentrog und Licht, das bei der Rekombination von Ladungsträgern oder durch optisches Pumpen im Substrat entsteht, zu unterscheiden. Es ist so also über das Spektrum möglich, das emittierte Licht der Leuchtdiode seinem Entstehungsort zuzuordnen.

4.1.1 Der III-V-Teil der LED

Nachdem im vorherigen Kapitel der prinzipielle Aufbau der Spin-LED vorgestellt wurde, sollen hier die genaue Schichtstruktur, sowie Details zum Wachstum des III-V-Teils der Spin-LED erläutert werden.

Da n -dotiertes $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ als n -Kontakt verwendet wird, erfolgt das Wachstum der LED auf p -dotierten GaAs-Substraten. Dies ermöglicht einen einfachen Rückseitenkontakt der LED. Hierfür wurden zinkdotierte *epi-ready* Substrate der Firma Wafer-tech verwendet. Ihre Dotierung ist mit $2 - 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ angegeben.

Als Barrierenmaterial wird $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit einem Aluminiumgehalt von 7 % verwendet. Dies sichert den elektrischen Einschluss der Löcher und Elektronen im Quantentrog. Ein Aluminiumgehalt von 7 % in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sollte auch den Unterschied in der Lage

der Leitungsbande zwischen GaAs und ZnSe reduzieren [Jon00, Nic94].

Die p- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barriere ist mit Beryllium p-dotiert. Die Dotierung beträgt $n_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Dieser hohe Wert wurde wegen des Rückseitenkontakts gewählt, um einen niedrigen elektrischen Widerstand der Struktur sicherzustellen. Die Dicke der p-Barriere beträgt 500 nm.

Die 100 nm dicke n- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barriere ist vergleichsweise niedrig dotiert. Die Dotierung mit Silizium beträgt $n_D = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bei dieser Dotierung soll die Spinrelaxationszeit in der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barriere maximal werden [Kik99].

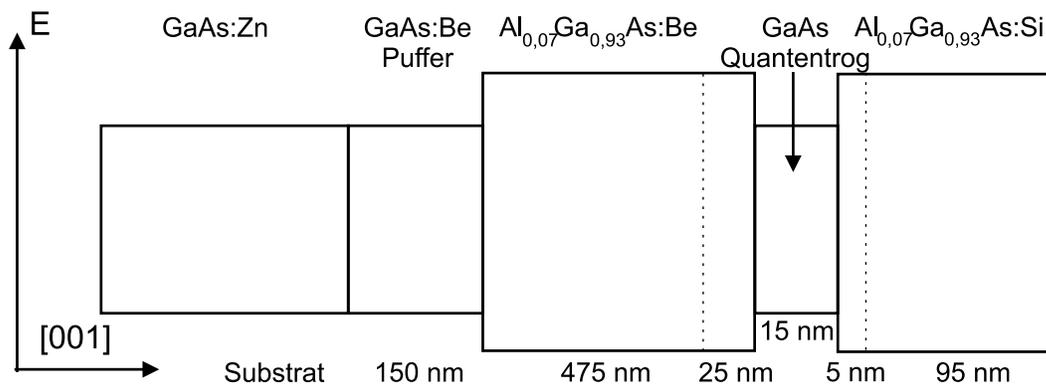


Abbildung 4.2: Aufbau des III-V-Teils der Spin-LED. Es ist schematisch der Verlauf des Leitungs- und des Valenzbandes sowie die Schichtdicken angegeben

Bei den Arbeiten an der Spin-LED hat sich gezeigt, dass die Effizienz der Leuchtdiode drastisch gesteigert werden kann, wenn die Dotierung der Barrieren nicht bis direkt an den Quantentrog heranreicht. Daher wurden intrinsische Bereiche um den Quantentrog eingeführt. Deren Dicke beträgt 5 nm auf der n-Seite. Auf der p-Seite ist wegen der höheren Dotierung eine breitere intrinsische Schicht von 25 nm nötig.

In Abbildung 4.2 ist die vollständige Schichtfolge des III-V-Teils der Spin-LED dargestellt. Diese Heterostruktur wurde in der III-V-Kammer des MBE-Clusters gewachsen. Nach der Desorption des Substrates wird ein 150 nm dicker mit Beryllium p-dotierter Puffer gewachsen, um eine glatte Oberfläche für das Wachstum der LED zu präparieren. Das Wachstum des gesamten III-V-Teils der LED erfolgt bei einer Substrattemperatur von 580° C . Es kann keine höhere Substrattemperatur, wie sie sonst für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Wachstum üblich ist, gewählt werden, da Beryllium sonst auf der GaAs-Oberfläche *aufschwimmt* und nicht vollständig eingebaut wird [Reu00]. Dies verringert nicht nur die Dotierung, sondern stellt auch eine erhebliche Störung des Wachstums dar. Im RHEED kann dieser Effekt durch einen erhöhten dreidimensionalen Anteil beobachtet werden.

4.1.2 Der II-VI-Teil der LED

Der II-VI-Teil der Spin-LED besteht im Wesentlichen aus einer Schicht aus $(\text{Be,Zn,Mn})\text{Se}$, die mit ZnI_2 dotiert wird. Grundlegend für das Gelingen der Spininjektionsexperimente ist die Wahl der richtigen Materialzusammensetzung. Insbesondere die Mangankonzentration ist hier zu nennen, da sie die magnetischen Eigenschaften des Materials bestimmt. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, steigt die Zeemanaufspaltung des Leitungsbandes im Magnetfeld bis zu Mangankonzentrationen von etwa 10 % an. Bei einem Wert von etwa 5 % beträgt die Zeemanaufspaltung bereits etwa 75 % der maximalen Zeemanaufspaltung. Bei höheren Mangankonzentrationen steigt die Wahrscheinlichkeit für die Bildung von Manganclustern. Wegen der antiferromagnetischen Kopplung zwischen den Manganionen überdeckt dies die paramagnetischen Eigenschaften des $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$. Zusätzlich haben Werte um 5 % den Vorteil, dass sie aus der Zeemanaufspaltung eindeutig bestimmt werden können. Aus diesen Gründen wurde für die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht eine Mangankonzentration von 5 % gewählt.

Die Berylliumkonzentration wird so gewählt, dass die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht die selbe Gitterkonstante wie GaAs besitzt. Es ergibt sich eine Berylliumkonzentration von 5,5 % (siehe Tabelle 3.1). Dies sichert, dass keine Relaxation in der Schicht auftritt.

Die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht wird mit ZnI_2 n-dotiert. Die Dotierung wird so gewählt, dass sie oberhalb der Mott-Grenze liegt. Diese liegt für ZnSe bei etwa $7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ [Ric03]. Dies ist nötig, um ein *Ausfrieren* der Ladungsträger bei tiefen Temperaturen zu verhindern. Es wurden Dotierungen zwischen $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ verwendet.

Auf die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht wird eine hoch n-dotierte ZnSe-Schicht aufgewachsen. Ihre Dotierung entspricht der maximal möglichen n-Dotierung für ZnSe von $1,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Es hat sich gezeigt, dass die direkte Kontaktierung von $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ nicht reproduzierbare Kontaktwiderstände ergibt [Ric03]. Dieses Problem wird mit der ZnSe-Kontaktschicht umgangen.

Der Metallkontakt besteht aus einer *in situ* in der mit dem MBE-System verbundenen Metallisierungskammer aufgetragenen 100 nm dicken Aluminiumschicht. Dieses Verfahren liefert reproduzierbar niedrige Kontaktwiderstände von bis zu $6 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ [Sch97].

Das Wachstum des II-VI-Teils der Spin-LED erfolgt in der CT-Kammer bei einer Substrattemperatur von 300 ° C. Als Wachstumsstart auf der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht wird ein Zinkstart verwendet, da bei dieser Methode die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht direkt ab der Grenzfläche ohne Zwischenschichten gewachsen werden kann. In Abbildung 4.3 ist der vollständige Aufbau des II-VI-Teils der Spin-LED dargestellt.

Nach dem Wachstum der LED wird die Aluminiumschicht *ex situ* auf eine Dicke von 1 μm verstärkt, um eine Kontaktierung der LEDs durch Ultraschallbonden zu ermöglichen. Es werden Mesas mit einer Größe von 500 $\mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ definiert. Anschließend wird der Aluminiumkontakt auf eine Größe von 100 $\mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ reduziert. Die Oberflächenemission der LED kann so beobachtet werden. Das externe Magnetfeld für die Spininjektionsexperimente wird in Wachstumsrichtung angelegt (Faraday-Geometrie).

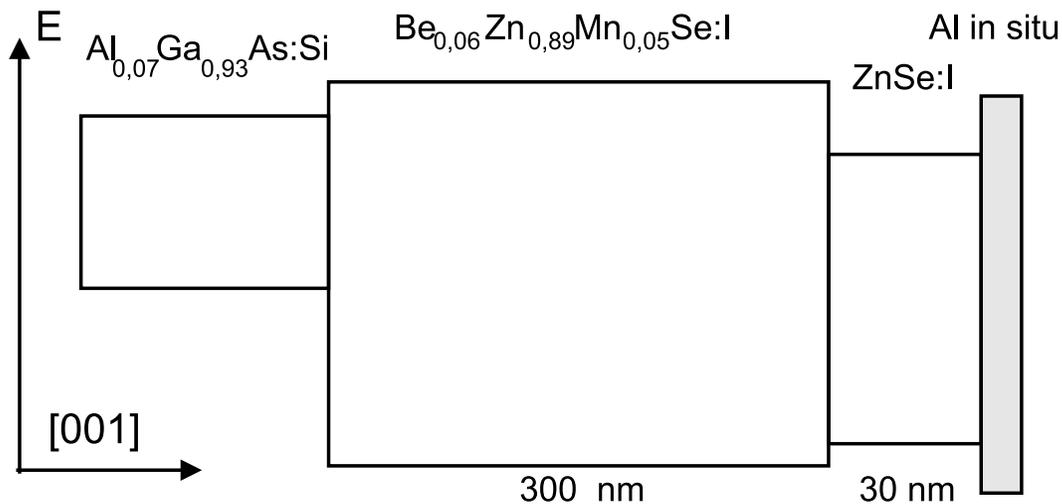


Abbildung 4.3: Darstellung der Schichtfolge im II-VI-Teil der Spin-LED. Der Bandverlauf in Leitungs- und Valenzband sowie die Schichtdicken sind angegeben.

4.2 Spininjektion in die Spin-LED

In diesem Abschnitt soll der prinzipielle Nachweis der Spininjektion in eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Leuchtdiode dargestellt werden, bevor die Abhängigkeit der Effektivität der Spininjektion von verschiedenen Parametern diskutiert wird.

4.2.1 Polarisation der Elektronen und des Lichts

Die Spininjektion wird in der Spin-LED über die zirkulare Polarisation des emittierten Lichts nachgewiesen. Nach Abbildung 2.7 sind für Elektronen im tiefsten Leitungsbandniveau $m = -\frac{1}{2}$ nur Übergänge für $m \in \{-\frac{3}{2}; -\frac{1}{2}; \frac{1}{2}\}$ erlaubt. Nur die Übergänge nach $m = -\frac{3}{2}$ und $m = \frac{1}{2}$ sind in der Faraday-Geometrie beobachtbar. Berechnet man die Dipolmatrixelemente für die jeweiligen Übergänge, so ergeben sich die relativen Intensitäten, die in Tabelle 4.1 dargestellt sind.

In einem Quantentrog oder einer verspannten Schicht ist die Entartung des Valenzbandes bezüglich m aufgehoben. In diesem Fall sind nur Übergänge in das energetisch niedrigste Niveau beobachtbar. Das bedeutet, dass in diesem Fall nur die Übergänge in die Schwerlochzustände $m = \pm\frac{3}{2}$ berücksichtigt werden müssen. Da diese identische Übergangswahrscheinlichkeiten besitzen, ergibt sich unter der Annahme, dass keine Löcherpolarisation vorliegt, die Spinpolarisation der Elektronen im Quantentrog direkt aus dem Grad der zirkularen Polarisation des emittierten Lichts. Mit einem Polarisationsgrad

m_{LB}	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
m_{VB}	$-\frac{3}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$
Polarisation	σ^+	σ^-	σ^+	σ^-
rel. Intensität	3	1	1	3

Tabelle 4.1: In Faraday-Geometrie beobachtbare optische Übergänge mit ihrer zirkularen Polarisation und den jeweiligen relativen Intensitäten.

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (4.1)$$

ergibt sich (I^+ bzw. I^- stehen für die Intensität des σ^+ - bzw. σ^- -polarisierten Lichts):

$$P_{\text{Licht}} = P_{\text{Elektronen}} \quad (4.2)$$

Für den allgemeinen Fall des entarteten Valenzbandes, wie es zum Beispiel in einer dicken Schicht der Fall ist, müssen alle vier Möglichkeiten berücksichtigt werden. Für den Polarisationsgrad des Lichts ergibt sich:

$$\begin{aligned} P_{\text{Licht}} &= \frac{(1 \cdot n^+ + 3 \cdot n^-) - (3 \cdot n^+ + 1 \cdot n^-)}{(1 \cdot n^+ + 3 \cdot n^-) + (3 \cdot n^+ + 1 \cdot n^-)} \\ &= \frac{(1 - 3) \cdot (n^+ - n^-)}{(1 + 3) \cdot (n^+ + n^-)} \\ P_{\text{Licht}} &= \frac{1}{2} \cdot P_{\text{Elektronen}} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Hierbei bezeichnen n^+ und n^- die Anzahl der Elektronen mit *spin-up* beziehungsweise *spin-down*.

Das heißt, dass für einen Quantentrog als Detektor die Spinpolarisation der Elektronen im Quantentrog der zirkularen Polarisation des emittierten Lichts entspricht. Für einen Schichtdetektor wiederum ist die Spinpolarisation der Elektronen in der Schicht gerade das Doppelte der Polarisation des Lichts. Die Lumineszenz aus einer Schicht kann also bei vollständiger Ausrichtung der Elektronenspins nur einen Polarisationsgrad von maximal 50 % haben.

Für alle weiteren Untersuchungen wurden aus den in Kapitel 4.1 angegebenen Gründen Quantentrogdetektoren verwendet. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, wurde die Breite des Quantentroges mit 15 nm jedoch so gewählt, dass die Aufspaltung der Schwer- und Leichtlochzustände vernachlässigt werden kann. Der maximal messbare Polarisationsgrad des emittierten Lichts der Spin-LED beträgt also $P_{\text{max}} = 50 \%$.

4.2.2 Messung der Polarisation

Die Bestimmung der zirkularen Polarisation der Emission der Leuchtdiode erfolgte in einem Heliumbadkryostaten, der durch Abpumpen des Heliumgases auf bis zu 1,6 K abgekühlt werden kann.

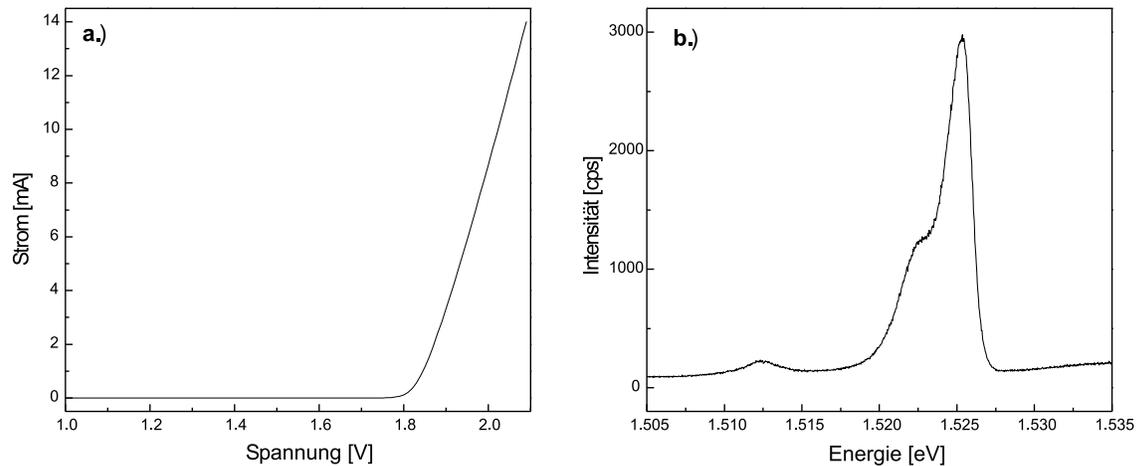


Abbildung 4.4: a.) I-V-Kennlinie einer Spin-LED bei 1,6 K ohne äußeres Magnetfeld. b.) Elektrolumineszenzspektrum dieser LED bei einem Strom von 1 mA ebenfalls ohne äußeres Magnetfeld.

In Abbildung 4.4a ist die I-V-Kennlinie einer Spin-LED abgebildet. Diese Kennlinie wurde bei einer Temperatur von 1,6 K ohne äußeres Magnetfeld aufgenommen. Deutlich ist der typische Diodenverlauf mit einer Einsatzzspannung von etwa 1,8 V zu erkennen.

Abbildung 4.4b zeigt ein Elektrolumineszenzspektrum dieser Probe unter den gleichen Bedingungen bei einem Strom von 1 mA. Dies entspricht einer Spannung von etwa 1,85 V. Das Elektrolumineszenzspektrum wird von einer Linie bei 1,525 eV dominiert. Dieser Übergang kann dem Schwerlohexziton im $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantentrog zugeordnet werden. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem aus den Probenparametern berechneten Wert von 1,526 eV. Die niedere energetische Schulter, welche eine etwa 3 meV tiefere Energie als das Schwerlohexziton hat, entspricht vermutlich einem gebundenen Zustand im Quantentrog. Die Emission bei etwa 1,512 eV hat ihren Ursprung im GaAs-Substrat und spielt für die weitere Auswertung keine Rolle.

Im Elektrolumineszenzspektrum ist kein Licht aus Rekombination in den $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren oder der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht beobachtbar. Die gesamte Lumineszenz stammt aus dem Quantentrog und ist als solche eindeutig zuzuordnen. Eine eindeutige Auswertung der Spinpolarisation ist also möglich.

Zum Nachweis der elektrischen Spininjektion wird die Polarisation des emittierten

Lichts gemessen. In Abbildung 4.5a sind die Spektren einer LED bei Detektion rechts- bzw. linkszirkular polarisierten Lichts dargestellt. Die Polarisation des Lichts ist direkt erkennbar.

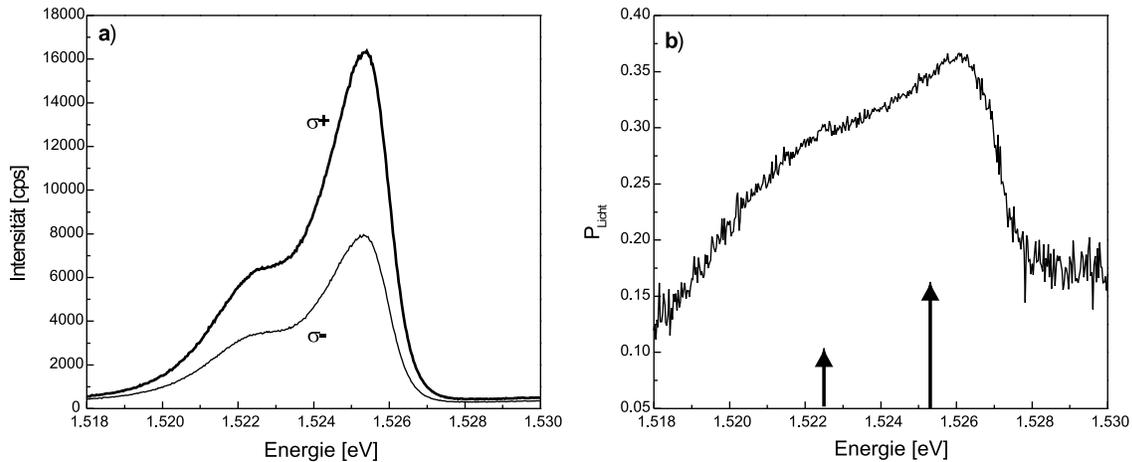


Abbildung 4.5: a.) Elektrolumineszenz einer Spin-LED bei einer Temperatur von 1,6 K in einem äußeren Magnetfeld von 0,25 T betrieben mit einem Strom von 1 mA. Detektiert ist rechts- (σ^+) bzw. linkszirkular (σ^-) polarisiertes Licht.

b.) Polarisationsgrad der Emission dieser Spin-LED. Die Pfeile indizieren die energetische Position der beiden Emissionslinien.

In Abbildung 4.5b ist der nach Gleichung 4.1 aus diesen beiden Spektren berechnete Polarisationsgrad des emittierten Lichts gezeigt. Die Pfeile indizieren die Übergangsenergien der beiden Linien. Offensichtlich ist der Polarisationsgrad stark von der Übergangsenergie abhängig. Sein Maximum liegt leicht oberhalb der Energie des Schwerlochübergangs bei etwa 0,36 (1,526 eV). Im Maximum dieses Übergangs beträgt der Polarisationsgrad etwa 0,34 (1,5253 eV). Bei der Energie des im Quantentrog gebundenen Exzitons ist der Polarisationsgrad mit etwa 0,30 (1,5224 eV) noch niedriger.

Die Abnahme des Polarisationsgrades mit sinkender Übergangsenergie hat ihren Ursprung in der zunehmenden Spinrelaxation. Die Relaxation in die niederenergetischen Zustände ist mit Streuprozessen verbunden, welche eine erhöhte Aufenthaltsdauer der Elektronen bzw. Löcher im Quantentrog zur Folge hat. Dies ermöglicht eine längere Wechselwirkung zwischen den Elektronen- und Lochzuständen. Nach dem Bir-Aranov-Pikus-Mechanismus [Bir76] für die Relaxation von Elektronenspins führt dies zu einer Reduzierung der Spinpolarisation der Elektronen im Quantentrog.

Der Bir-Aranov-Pikus-Mechanismus beschreibt, wie Elektronen um ein von Löchern generiertes Magnetfeld präzedieren. Die im Vergleich zur Präzession der Elektronen deutlich schnellere Lochspinrelaxation führt zu einem wechselnden Magnetfeld der Löcher,

dem die Präzessionsachse der Elektronen folgt. Dieser Mechanismus spielt insbesondere in optischen Experimenten (wegen der erzeugten Elektron-Loch-Paare) und in Quantentrögen (wegen des starken Überlappens von Elektronen- und Lochwellenfunktionen) eine Rolle.

Weitere Relaxationsmechanismen für Elektronenspins sind der Elliott-Yafet- und der D'yakonov-Perel-Mechanismus. Der Elliott-Yafet-Mechanismus beschreibt die Relaxation der Elektronenspins durch Streuung an Phononen oder Defekten, die eigentlich keinen Einfluss auf den Elektronenspin haben. Durch die Spin-Bahn-Kopplung sind die Bloch-zustände in Kristallen jedoch keine Spineigenzustände, was zu einer Mischung der Spin-komponenten in den Wellenfunktionen führt. Dies ermöglicht eine Änderung der Spins bei eigentlich spinerhaltenden Prozessen [Eil54].

Der D'yakonov-Perel-Mechanismus bezieht sich auf Halbleiter mit einem Gitter ohne Inversionssymmetrie, wie es in der Zinkblendestruktur der Fall ist. Dies verursacht ein impulsabhängiges internes Magnetfeld, das sich bei jedem Streuprozess ändert, was eine Änderung der Präzessionsachse der Spins zur Folge hat [D'y71].

Eine eindeutige Aussage, welcher dieser Spinrelaxationsmechanismen beim jeweiligen Experiment dominiert, ist schwer zu treffen und hängt von den jeweiligen Bedingungen (Halbleitermaterial, Dotierung, Struktur, Temperatur...) ab.

Eine solch detaillierte energieabhängige Auswertung des Polarisationsgrades war in dieser Struktur möglich, da sich sowohl für die σ^+ - als auch für die σ^- -Richtung keine deutlichen Änderungen der Linienbreite bzw. -form bei den betrachteten Magnetfeldern ergibt (siehe Abbildung 4.6). Im Allgemeinen, war das nicht der Fall. Daher wurde bei den hier vorgestellten Ergebnissen nur der Polarisationsgrad im Maximum der Linie des Schwerlochexzitons angegeben.

4.2.3 Referenzmessungen

Im vorherigen Kapitel wurde beschrieben, dass eine deutliche zirkulare Polarisation des Quantentrogsignals in der Elektrolumineszenz beobachtet werden kann. Um diesen Effekt eindeutig der Injektion spinpolarisierter Elektronen in die Leuchtdiode zuzuordnen, müssen Referenzmessungen durchgeführt werden.

Als Referenzprobe wurde eine LED mit dem identischen Aufbau wie die Spin-LED hergestellt und vermessen. Es wurde nur der semimagnetische Kontakt aus (Be,Zn,Mn)Se durch eine unmagnetische (Be,Zn)Se-Schicht ersetzt. Hierdurch kann festgestellt werden, ob die zirkulare Polarisation ihren Ursprung in der Zeemanaufspaltung der Niveaus im Quantentrog oder eines anderen intrinsischen Effekts des Quantentrogs hat. In Abbildung 4.7 sind die Polarisationsgrade für verschiedene LEDs aufgetragen. Der Polarisationsgrad für die unmagnetische Referenzprobe ULED zeigt ein deutlich anderes Verhalten verglichen mit dem der magnetischen Proben SLED1 und SLED2. Bei 2,5 T erreicht der Polarisationsgrad P_{Licht} sein Maximum bei etwa 1,3 % und sinkt bei weiter ansteigendem Magnetfeld wieder und wechselt bei 5,5 T sein Vorzeichen. Bei 6,5 T erreicht er

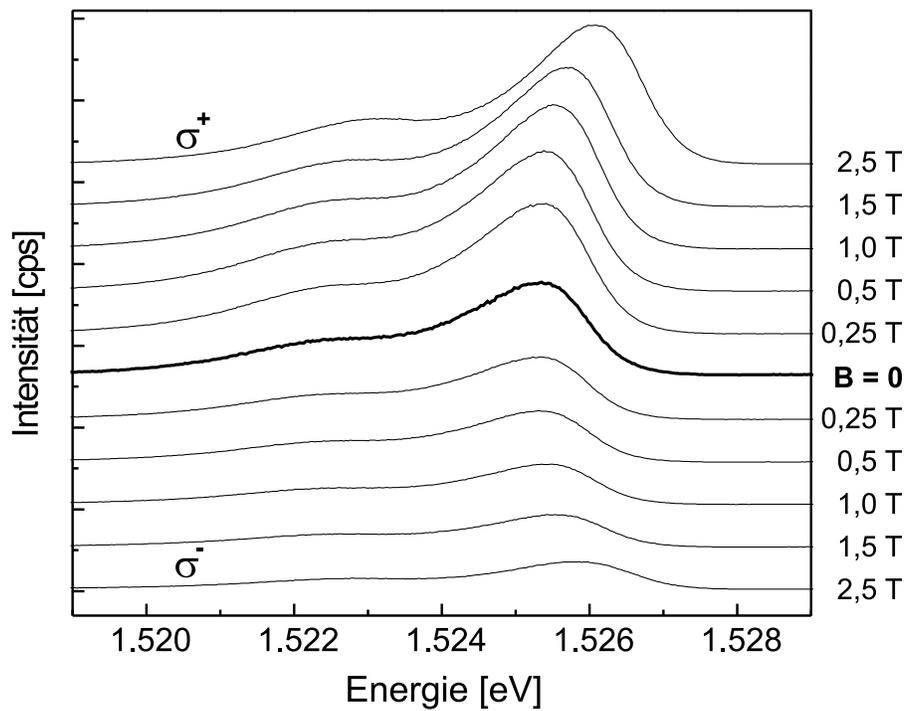


Abbildung 4.6: Elektrolumineszenzspektren einer Spin-LED aufgenommen bei 1,6 K und einem Strom von 1 mA. Nach oben bzw. unten sind vom Spektrum ohne äußeres Magnetfeld ($B = 0$) ausgehend die Spektren bei steigenden Magnetfeldern für rechts- (σ^+ nach oben) bzw. linkszirkular (σ^- nach unten) polarisiertes Licht gezeigt.

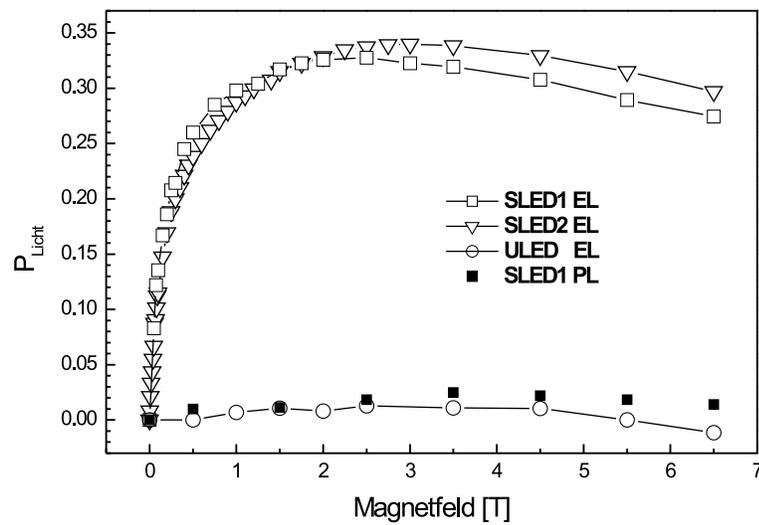


Abbildung 4.7: Gemessene Polarisationsgrade des emittierten Lichts für verschiedene LEDs in Elektrolumineszenz (EL) und Photolumineszenz (PL) in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. SLED1 und SLED2 steht für zwei Spin-LEDs mit semimagnetischer Kontaktschicht. ULED steht für eine unmagnetische Referenzprobe.

schließlich sein Minimum von etwa $-1,1\%$. Diese sehr geringe Polarisation kann durch den geringen exzitonischen g-Faktor für $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantentröge erklärt werden. Werte hierfür werden in der Literatur mit $0,5$ bis -1 genannt [Sne92]. Diese Werte sind magnetfeldabhängig, was auch den Vorzeichenwechsel erklärt. Der Ursprung der zirkularen Polarisation des von einer Spin-LED emittierten Lichts liegt demnach eindeutig in der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht und nicht im Detektor.

Ein weiterer möglicher Ursprung der zirkularen Polarisation des Quantentrogsignals liegt im sogenannten zirkularen Dichroismus. Da das emittierte Licht in der Faraday-Geometrie beobachtet wird, muss es die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht passieren, bevor es detektiert wird. Es wäre theoretisch möglich, dass die Polarisation des Lichtes durch eine Wechselwirkung mit der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht geändert wird. Dieser sogenannte zirkulare Dichroismus tritt normalerweise nur für Licht mit einer Energie ähnlich der Bandlücke des Mediums auf. Daher ist wegen des großen Unterschieds zwischen der Energie des Lichts (etwa $1,5$ eV) und der Bandlücke des $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ (etwa 3 eV) kein deutlicher Effekt zu erwarten. Um diesen Effekt jedoch auszuschließen, wurden Photolumineszenzexperimente an einer Spin-LED durchgeführt. Hierfür wird die 512 nm-Linie eines Argonionenlasers genutzt. Deren Energie liegt unter der Bandlücke der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht, jedoch oberhalb der Bandlücke der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barrieren. Daher werden nur Elektron-Loch-Paare im III-V-Teil der Spin-LED erzeugt. Wird linear polarisiertes Licht zur Anregung verwendet, so ergibt sich gemäß der Auswahlregeln (siehe Abbildung 2.7) keine Polarisation der erzeugten Ladungsträger. Das aus der Rekombination der Elektron-Loch-Paare im Quantentrog entstehende Licht, wird durch die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht detektiert und auf seinen Polarisationsgrad untersucht. Da unpolarisierte Ladungsträger erzeugt werden, hat das entstehende Licht maximal den im Vergleich zur Spin-LED vernachlässigbaren Polarisationsfaktor der unmagnetschen Referenzstruktur ULED. Dieses Licht läuft durch die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht. Für den Fall, dass zirkularer Dichroismus der Ursprung der bei der Spin-LED gemessenen Polarisation ist, sollte das bei diesem Photolumineszenzexperiment detektierte Licht einen deutlichen Polarisationsgrad aufweisen.

In Abbildung 4.7 ist auch das Ergebnis dieses Experiments aufgetragen. Offensichtlich ist der gemessene Polarisationsgrad vernachlässigbar klein gegenüber dem der Elektrolumineszenz der Spin-LEDs. Das Photolumineszenzsignal erreicht einen maximalen Polarisationsgrad von etwa $2,5\%$ bei $3,5$ T. Durch dieses Experiment kann eine Wechselwirkung des emittierten Lichts mit der semimagnetischen Deckschicht als Ursache der zirkularen Polarisation ausgeschlossen werden.

Zusammenfassend wird somit festgestellt, dass der gemessene hohe zirkulare Polarisationsgrad des Lichts der Spin-LEDs eindeutig der Injektion spinpolarisierter Elektronen aus dem $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -n-Kontakt der Spin-LED in den Quantentrog zugeordnet werden kann.

4.3 Experimente mit den Spin-LEDs

In diesem Kapitel sollen einige Experimente, die zum Verständnis der in der Spin-LED ablaufenden Prozesse beitragen, beschrieben werden.

4.3.1 Schichtdickenabhängigkeit

Wird die Schichtdicke der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht verändert, so kann ein Einfluss auf die gemessene Polarisation erwartet werden. Ist die Transferzeit der Elektronen durch die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht kürzer als die Spin-Flip-Zeit, so sollte dies eine Abnahme der Polarisation der Elektronen zur Folge haben. Um eine solche Abhängigkeit zu beobachten, wurden nominell identische Spin-LEDs mit unterschiedlichen DMS-Dicken hergestellt. Damit die elektrischen Eigenschaften möglichst wenig beeinflusst werden, wurde eine $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht zwischen $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ - und ZnSe -Kontaktschicht eingeführt. Die Gesamtdicke des II-VI-Teils wurde konstant gehalten.

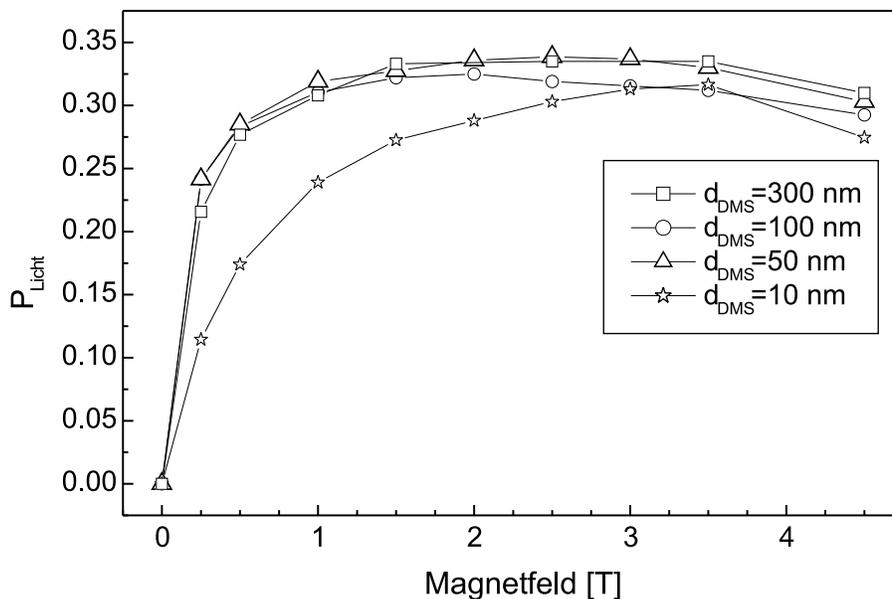


Abbildung 4.8: Gemessene Polarisationsgrade des emittierten Lichts für verschiedene LEDs in Elektrolumineszenz (EL) in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld. Die LEDs unterscheiden sich in der Dicke der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht. Die jeweiligen Dicken sind in der Legende angegeben.

Die Ergebnisse der Polarisationsmessungen an solchen LEDs sind in Abbildung 4.8 dargestellt. Für die Proben mit einer DMS-Dicke von 300 nm, 100 nm und 50 nm ist kein

deutlicher Unterschied in den Ergebnissen sichtbar. Für Experimente mit Spin-LEDs ist eine Injektordicke von 50 nm also vollkommen ausreichend, um vollständig polarisierte Elektronen zu erzeugen. Erst bei der Probe mit einer Dicke der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von 10 nm ist ein deutlich langsamerer Anstieg des Polarisationsgrades mit dem Magnetfeld sichtbar.

Dieses Verhalten kann durch die Einführung einer Spin-Flip-Länge λ_{SF} beschrieben werden. Die Spin-Flip-Länge entspricht der DMS-Dicke, nach der die Elektronen im Mittel ihre Spinorientierung ändern. Sie ist stark magnetfeldabhängig. Wird ein exponentieller Anstieg der Spinpolarisation der Elektronen mit der DMS-Dicke angenommen, so ergibt sich:

$$P(d_{DMS}) = P_{max} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d_{DMS}}{\lambda_{SF}(B)}\right) \right] \quad (4.4)$$

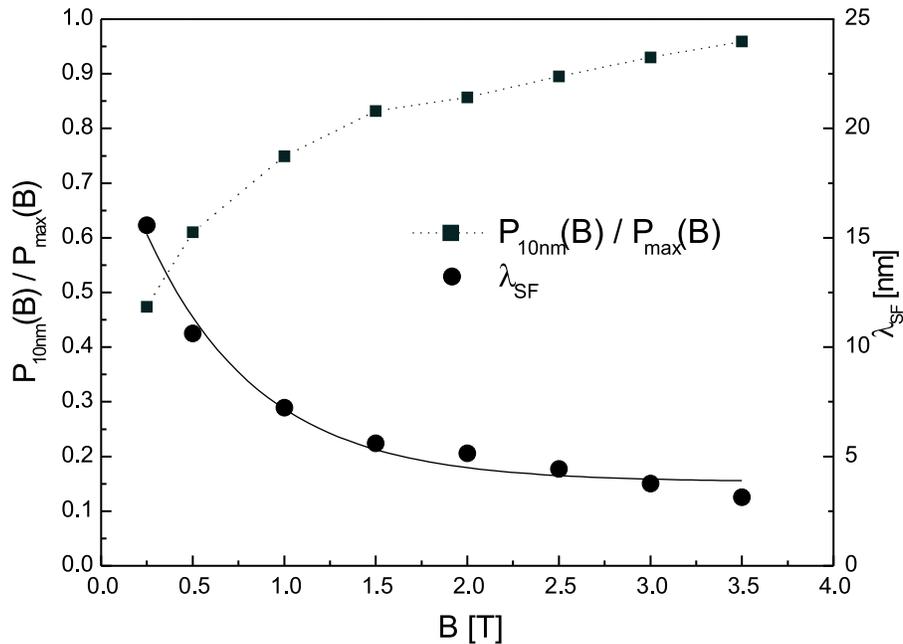


Abbildung 4.9: Verhältnis der maximal erreichbaren Spinpolarisation der Elektronen zur für eine DMS-Dicke von 10 nm tatsächlich vorliegenden Spinpolarisation für verschiedene Magnetfelder.

Die sich daraus ergebende magnetfeldabhängige Spin-Flip-Länge ist ebenfalls aufgetragen. Die Daten wurden mit einem exponentiellen Abfall angepasst.

Da sich die Polarisation für Schichtdicken oberhalb von 50 nm nicht mehr ändert, werden die entsprechenden Polarisationsgrade als P_{max} angenommen. Aus den Daten von

Abbildung 4.8 lässt sich nun das Verhältnis $P_{10\text{ nm}}$ zu P_{max} in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld bestimmen. In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis dieser Auswertung dargestellt. Die Spin-Flip-Längen für verschiedene Magnetfeldern lassen sich sehr gut mit einem exponentiellen Abfall beschreiben. Eine entsprechende Anpassung ist eingezeichnet. Für ein Magnetfeld von 0,25 T beträgt die Spin-Flip-Länge 16 nm. Sie sinkt für hohe Magnetfelder auf einen Wert von etwa 4 nm ab. Dieses Verhalten entspricht qualitativ dem Anstieg der Zeemanaufspaltung im DMS mit dem Magnetfeld.

Der Abfall der Spinpolarisation mit abnehmender $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichtdicke ist abermals ein deutlicher Hinweis darauf, dass der Ursprung der Spinpolarisation im DMS-Kontakt der Spin-LED liegt.

4.3.2 Magnetooptische Eigenschaften des DMS

Die magnetischen Eigenschaften der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht sind entscheidend für das Verständnis der Prozesse in der Spin-LED. Für die Spin-LED werden sehr hoch dotierte $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten verwendet. Diese sind in Bezug auf ihre magnetooptische Eigenschaften bisher kaum untersucht worden. Daher wurden an den Spin-LEDs Photolumineszenzexperimente zu ihrer Bestimmung durchgeführt.

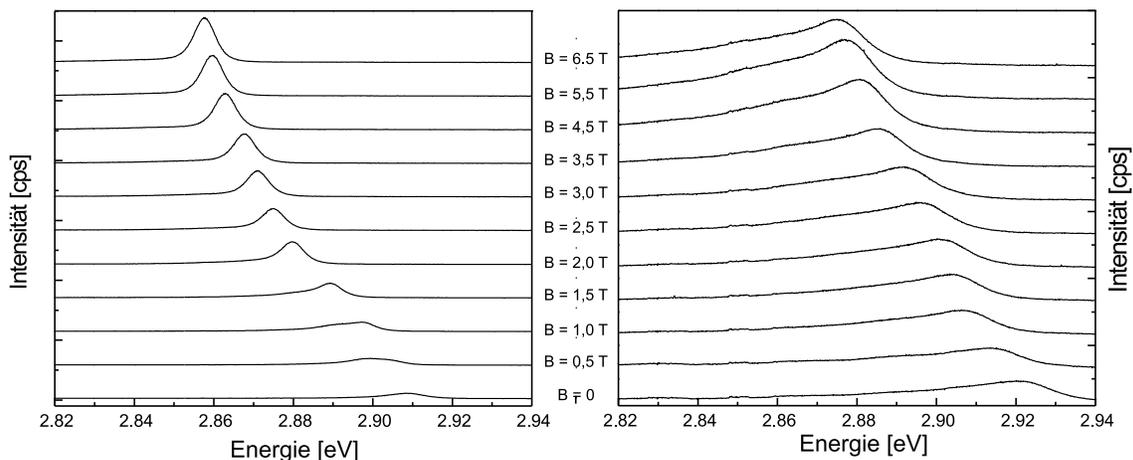


Abbildung 4.10: Photolumineszenzspektren aus der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht zweier Spin-LEDs bei verschiedenen Magnetfeldern. Die Spektren wurden bei 1,6 K und ohne Strom durch die LED aufgenommen. Die n -Dotierung in der SLED1 (links) beträgt $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, die der SLED2 (rechts) $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

In Abbildung 4.10 sind Photolumineszenzspektren der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von zwei Spin-LEDs mit unterschiedlichen Dotierungen bei verschiedenen Magnetfeldern dargestellt. Die Spektren der SLED1 (links) zeigen vergleichsweise schmale ex-

zitonische Linien. Bis zu einem Magnetfeld von etwa 0,5 T dominiert ein donatorgebundenes Exziton das Spektrum. Dessen Bildung wird bei höheren Magnetfeldern unterdrückt [Hei86, Kön99] und ab etwa 1,5 T ist praktisch nur noch eine Exzitonlinie beobachtbar. Die energetische Position des Exzitons kann mit einer modifizierten Brillouin-Funktion (siehe Gleichung 2.7) mit $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Parametern angenähert werden. Daraus ergibt sich eine Mangankonzentration von etwa 4,4 % bei einer Temperatur von 2,8 K. Dies stimmt gut mit der geplanten Mangankonzentration von etwa 5 % überein. Trotz der Beimischung von Beryllium und der hohen Dotierung können die magnetischen Eigenschaften von $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ also durch die modifizierte Brillouin-Funktion des $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ beschrieben werden.

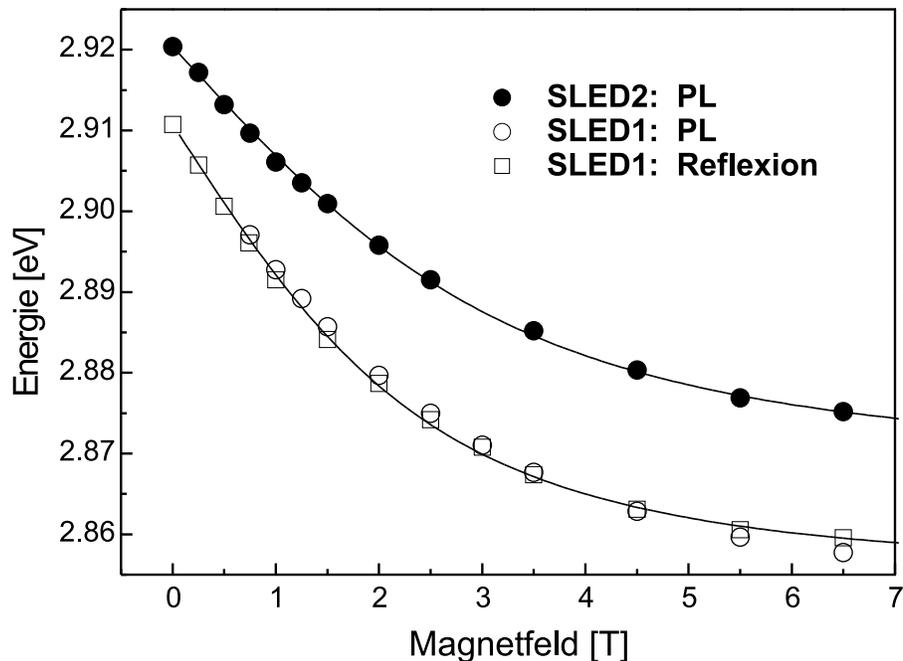


Abbildung 4.11: Verschiebung der Maxima der Photolumineszenzspektren der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von SLED1 ($N_D = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und SLED2 ($N_D = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Die durchgezogenen Linien stellen eine Anpassung mit einer modifizierten Brillouin-Funktion dar.

Für die SLED2 (in der Abbildung 4.10 rechts) zeigt sich ein deutlich anderes Bild. Die Linienbreite ist mit etwa 40 meV mehr als dreimal so groß wie bei der SLED1. Dies liegt in der höheren Dotierung begründet. Sie beträgt für die SLED2 etwa $8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Bei solch hohen Elektronenkonzentrationen wird die Bildung von Exzitonen unterdrückt [Bal95]. Das Photolumineszenzspektrum zeigt daher Band-Band-Übergänge. Die rekomb-

binierenden Elektronen liegen energetisch zwischen dem Fermi-niveau und dem sich bei diesen hohen Dotierungen bildenden Defektband. Die Energiedifferenz zwischen dem Maximum und der niederenergetischen Schulter entspricht etwa der Fermienergie. Für diese hochdotierte $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht beträgt die Fermienergie demnach etwa 20 meV. Die Maxima der Photolumineszenzspektren können wieder mit einer modifizierten Brillouin-Funktion angepasst werden. Es ergibt sich eine effektive Mangankonzentration von 3,9 % sowie eine Mangantemperatur von 4,3 K. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 4.11 die Zeemanaufspaltung der DMS-Schicht für beide Spin-LEDs und die entsprechende modifizierte Brillouin-Funktion dargestellt.

4.3.3 Stromabhängigkeit der Polarisierung der Spin-LED

Wird der zirkulare Polarisationsgrad der Emission der Spin-LED bei verschiedenen Stromstärken bestimmt, so ist eine deutliche Abnahme des Polarisationsgrades mit steigender Stromstärke zu beobachten.

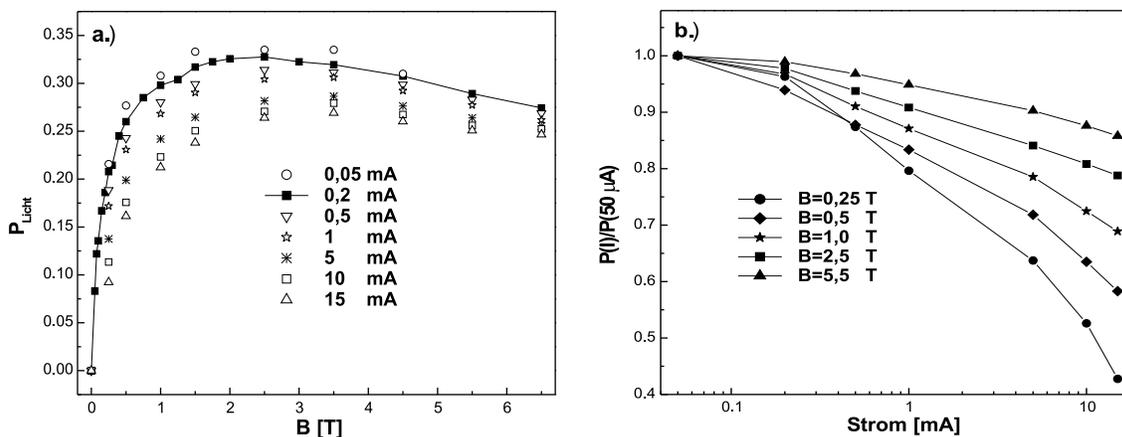


Abbildung 4.12: a.) Zirkularer Polarisationsgrad der Emission von SLED1 in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld für verschiedene Stromstärken.

b.) Änderung des Polarisationsgrades mit dem Strom für verschiedene Magnetfelder.

Dies ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Insbesondere bei kleinen externen Magnetfeldern sinkt der Polarisationsgrad drastisch ab. Für hohe Magnetfelder ist der Einfluss der Stromstärke nur sehr gering. Hierfür sind verschiedene Ursachen möglich.

- **Erwärmung der LED:** Die für den Betrieb der LED nötige Leistung wird zu einem Teil in Wärme umgewandelt. Dies kann zu einer Erhöhung der Proben-temperatur führen, was eine Reduktion der Zeemanaufspaltung zur Folge hat.

- **Heizung des Elektronensystems:** Wegen der zunehmenden Spannung am Bauelement wird die Energie der Elektronen sowohl im Quantentrog als auch in der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht erhöht. Hierdurch kommt es wiederum zu einer Reduktion der Zeemanaufspaltung sowie einer verstärkten Spinrelaxation im Detektor.
- **Heizung des Mangansystems:** Durch unterschiedliche Kopplung zwischen Mangan-, Elektronen- und Gittersystem, kann es zu einer Überheizung des Mangansystems kommen. Dieser Effekt ist insbesondere dann zu beobachten, wenn noch keine Erwärmung der Probe auftritt [Kön00a, Kel02]. Auch hier ist eine Reduktion der Zeemanaufspaltung die Folge.
- **Unterdrückung der Spininjektion:** In Transportmessungen an $(\text{Be}, \text{Zn}, \text{Mn})\text{Se}/(\text{Be}, \text{Zn})\text{Se}$ -Heterostrukturen wird eine Unterdrückung der Spininjektion bei steigenden Strömen beobachtet [Sch02, Ric03]. Diese Ergebnisse sind aufgrund der um mehrere Größenordnungen abweichenden Stromdichten und insbesondere Spannungen jedoch nicht direkt übertragbar.

Die Zeemanaufspaltung der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht kann analog zu Kapitel 4.3.2 bestimmt werden. Hierzu werden Photolumineszenzspektren während des Betriebs der LED aufgenommen. Dies wird durch die Verwendung eines semitransparenten nur 10 nm dünnen Aluminiumkontakts ermöglicht. In Abbildung 4.13 sind Photolumineszenzspektren der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von SLED1 bei einem Strom von 20 mA dargestellt. Auf der linken Seite sind die Spektren ohne Strom gezeigt. Sie entsprechen den Spektren aus Abbildung 4.10.

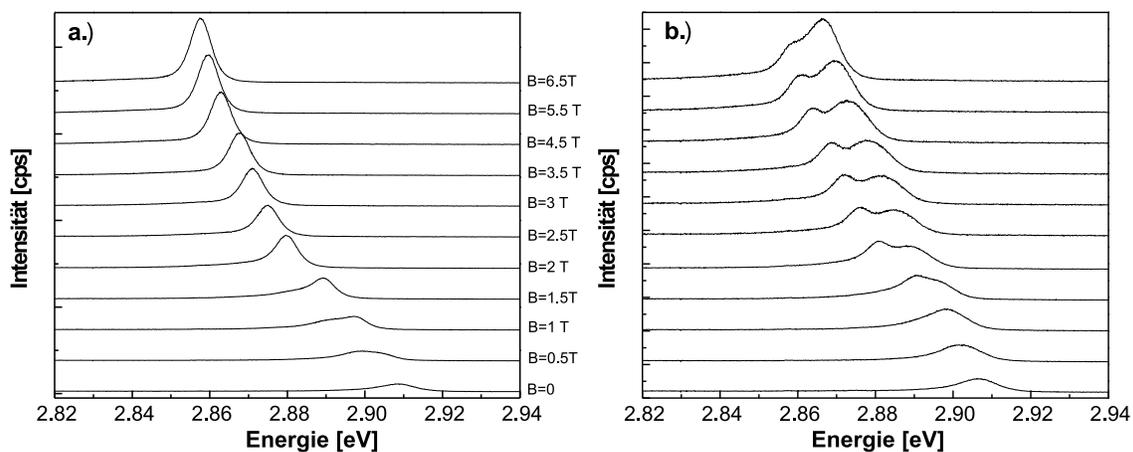


Abbildung 4.13: Photolumineszenzspektren der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von SLED1 in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld ohne Strom (links) und bei einem Strom von 20 mA (rechts) aufgenommen bei 1,6 K.

Mit fließendem Strom ändern sich die Spektren deutlich. Die Bildung des defektgebundenen Exzitons wird auch hier im Magnetfeld unterdrückt, jedoch werden deutlich höhere Feldstärken benötigt. Auch bei einem externen Feld von 6,5 T ist es immer noch deutlich beobachtbar.

Die Zeemanaufspaltung ist bei den Photolumineszenzmessungen unter Stromfluss geringer als bei den Messungen ohne Stromfluss. In Abbildung 4.14 ist die energetische Verschiebung des Photolumineszenzsignals für verschiedene Stromstärken graphisch dargestellt. Die durchgezogenen Linien sind Simulationen mit der Brillouinfunktion bei konstanter Mangankonzentration von 4,4 %. Im Bild sind die resultierenden Temperaturen des Mangansystems angegeben. Durch den Stromfluss wird offensichtlich das Mangansystem (bis zu 8 K) über die Badtemperatur (1,6 K) hinaus geheizt. Die Temperaturen der verschiedenen Systeme sind miteinander gekoppelt [Kön00b]. So ist die Temperatur des Elektronensystems mindestens so hoch wie die Temperatur des Mangansystems, beide Temperaturen sind wiederum zumindest so hoch wie die Proben- bzw. Proben- bzw. Mangantemperatur. Für die erzeugte Spinpolarisation in der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht sind alle drei Temperaturen entscheidend. Eine Erhöhung der Proben- bzw. Mangantemperatur verringert die Zeemanaufspaltung, während eine erhöhte Elektronentemperatur die Spinpolarisation über eine verstärkte Spinrelaxation verringert.

Eine weiterer Unterschied in den Photolumineszenzspektren (siehe Abbildung 4.13) mit und ohne Stromfluss ist die Rotverschiebung der Linien ohne externes Magnetfeld um etwa 2 meV. Deren Ursache kann sowohl eine Verringerung der Bandlücke durch Erwärmung der Probe als auch die Veränderung des elektronischen Systems sein. Die thermische Erwärmung der Probe ist jedoch nicht ausreichend, um diese Verschiebung zu erklären. Ihr Einfluss auf die Bandlücke wird durch die Varshni-Formel [Var67]:

$$E_{\text{Gap}}(T) = E_{\text{Gap}}(0 \text{ K}) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (4.5)$$

beschrieben. Für ZnSe mit $\alpha = 8,2 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}}$ und $\beta = 282 \text{ K}$ ergibt sich für eine Erwärmung auf 8 K³ eine Verringerung der Bandlücke um 0,17 meV. Daher ist die Hauptursache dieser Rotverschiebung in der Veränderung des elektronischen Systems durch den Stromfluss zu suchen.

4.4 Messung der Seitenemission der Spin-LED

Die Messung der Spininjektion in eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -LED durch Auswertung des Polarisationsgrades der Oberflächenemission hat sich als sehr wirksam erwiesen. Für viele potentielle Injektormaterialien kann diese Methode allerdings nicht angewendet werden. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn durch das Injektormaterial der Polarisationsgrad des

³Die Proben- bzw. Mangantemperatur entspricht maximal der Temperatur des Mangansystems.

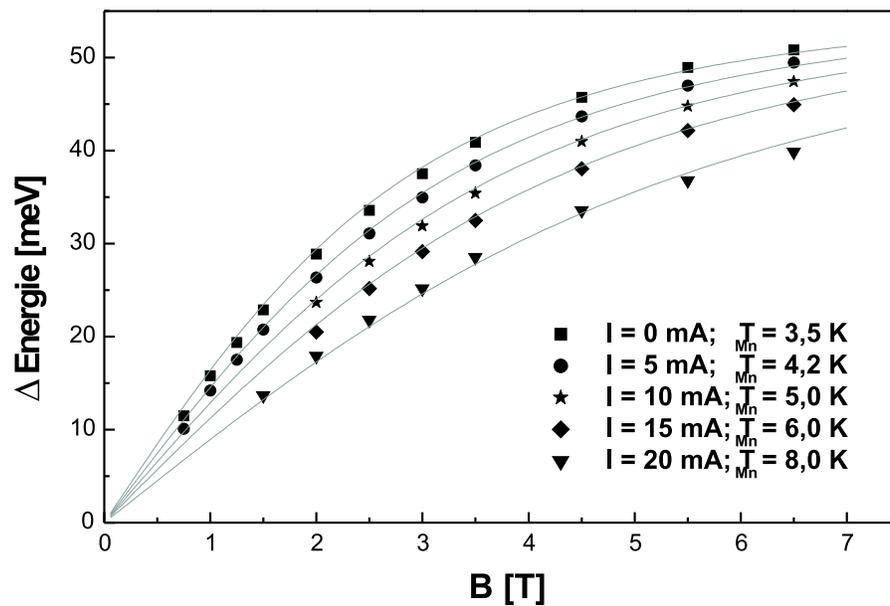


Abbildung 4.14: Zeemanaufspaltung des Photolumineszenzsignals der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht von SLED1 in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld für verschiedene Stromstärken bei einer Heliumbadtemperatur von 1,6 K. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen mit einer Brillouin-Funktion mit einer konstanten Mangankonzentration $x_{Mn} = 4,4 \%$ und der Temperatur des Mangansystems T_{Mn} als Parameter.

Lichts geändert wird. Dieser Effekt an optisch aktiven Medien ist als magnetischer zirkularer Dichroismus bekannt. Hierdurch wird der Polarisationsgrad des im Quantentrog emittierten Lichts geändert. Eine Aussage über die Spinpolarisation der Ladungsträger im Quantentrog ist dadurch nicht oder nur mit erheblichem Aufwand durch Referenzmessungen und Rechnungen möglich. Eine Analyse der Oberflächenemission ist auch dann schwierig, wenn das Injektormaterial das vom Quantentrog emittierte Licht absorbiert. Dies ist zum Beispiel bei dicken ferromagnetischen Metallkontakten oder bei dicken Kontakten aus halbmetallischen Heuslerverbindungen der Fall.

Für dünne ferromagnetische $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ - oder Eisenschichten als Injektor ist eine Auswertung der Oberflächenemission ebenfalls nicht sinnvoll, da die Richtung der intrinsischen Magnetisierung in der Wachstumsebene liegt. Eine Detektion der Spininjektion durch zirkulare Polarisation in Oberflächenemission ist in diesem Fall nicht möglich, da das magnetische Moment senkrecht zur Beobachtungsrichtung steht.

Aus diesen Gründen ist es für bestimmte Injektormaterialien nötig, den Nachweis der Spininjektion über die Seitenemission einer LED zu führen. Deshalb soll die Eignung einer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -LED hierfür getestet werden. Da die Effizienz der $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Spin-LEDs mit $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Kontakten für die Injektion spinpolarisierter Ströme und deren Detektion eindeutig nachgewiesen wurde, sind sie ideale Teststrukturen für die Seitenemission.

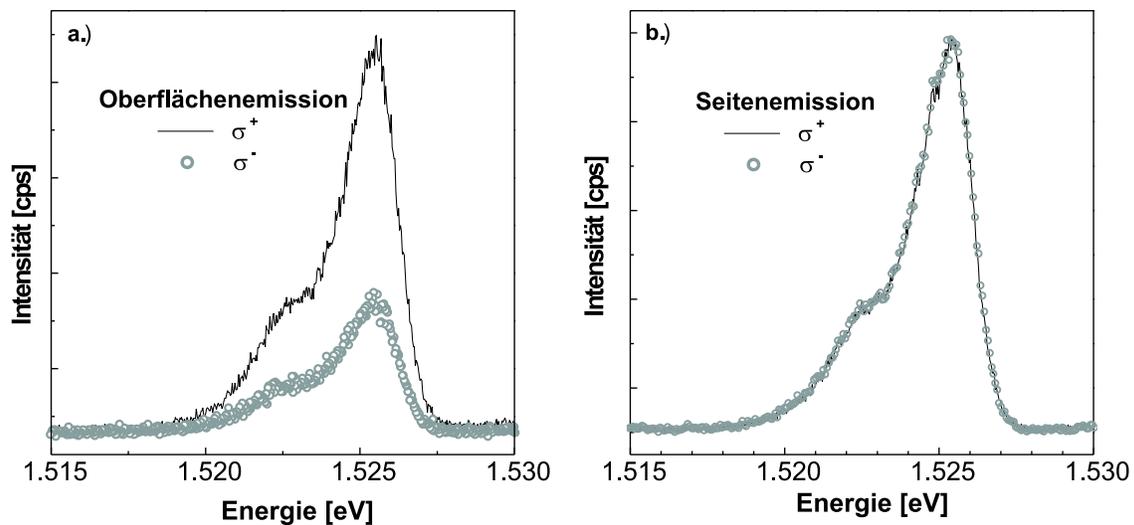


Abbildung 4.15: Elektrolumineszenzspektren der SLED1 in Oberflächenemission (a.) und Seitenemission (b.) für links- bzw. rechtszirkular polarisiertes Licht bei einer Temperatur von 1,6 K und einem Magnetfeld von 0,5 T.

In Abbildung 4.15 sind Elektrolumineszenzspektren der SLED1 in Oberflächen- und

Seitenemission dargestellt. Die Spektren sind in beiden Konfigurationen abgesehen von der Intensität identisch. Der zirkulare Polarisationsgrad unterscheidet sich jedoch deutlich. Während sich in Oberflächenemission die erwartete starke Polarisation ($P_C = 0,52$) bei einem Magnetfeld von 0,5 T zeigt, ist in der Seitenemission keine Polarisation des Signals beobachtbar.

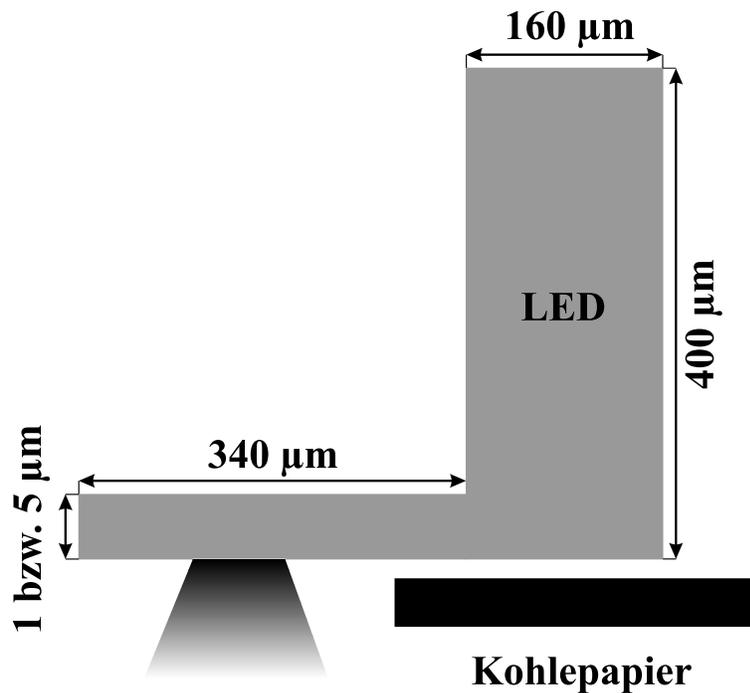


Abbildung 4.16: Skizze der Proben für die Auswertung der Seitenemission.

Die Daten aus Abbildung 4.15 sind an quadratischen Strukturen mit einer Kantenlänge von $500 \mu\text{m}$ gemessen worden. Ein möglicher Grund, der die Detektion der elektrischen Spininjektion in dieser Konfiguration verhindert, ist der lange Weg des emittierten Lichts durch den Quantentrog aus der Probe. Hierdurch kommt es zu wiederholten Absorptions- und Reemissionsprozessen, die einem optischen Pumpen entsprechen. Jeder dieser Prozesse ermöglicht Spinrelaxation und somit einen Verlust an Polarisation des Lichts. Auch kann durch Reflexionsprozesse an den Grenzflächen eine Reduzierung der Polarisation auftreten. Der Einfluss solcher Prozesse sollte sinken, wenn der optische Weg, den das Licht in der Probe zurücklegen muss, reduziert wird. Hierfür wurden mittels Elektronenstrahlithographie L-förmige Proben prozessiert. Eine schematische Aufsicht solcher Proben ist in Abbildung 4.16 gezeigt. Um die Probe kontaktieren zu können, wurde eine große Fläche belassen, deren Emission mittels Kohlepapier abgedeckt wurde. Auf diese Weise wird nur Licht aus dem 5 bzw. $1 \mu\text{m}$ dünnen Steg detektiert. Hierdurch soll der Einfluss des optischen Pumpens drastisch unterdrückt werden.

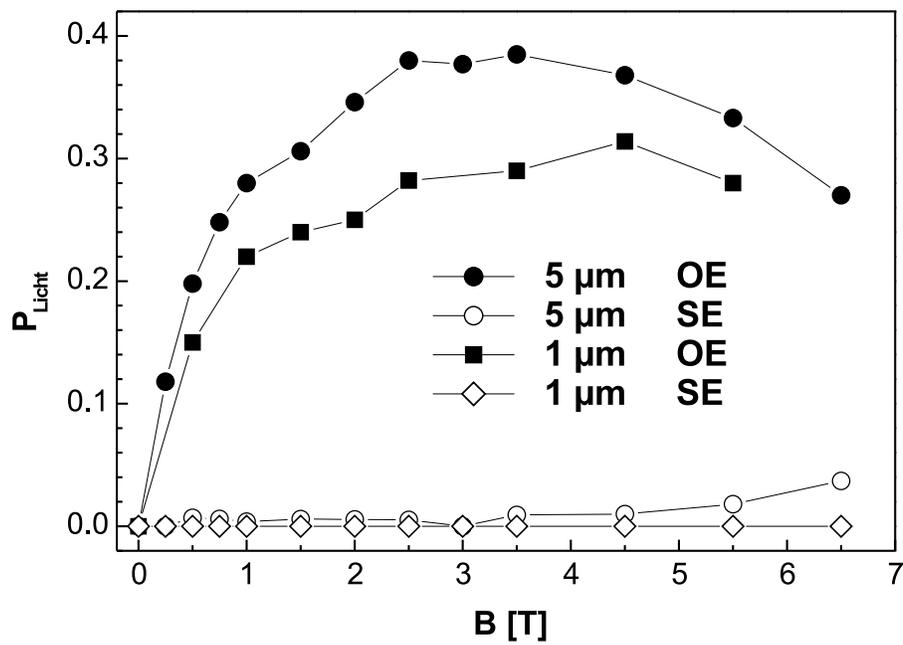


Abbildung 4.17: Gemessene Polarisationsgrade des emittierten Lichts in Oberflächen- (OE) und Seitenemission (SE) für Proben mit 1 bzw 5 μm breitem Steg.

In Abbildung 4.17 sind die Ergebnisse dieser Messungen dargestellt. In Oberflächenemission ist sowohl für die $5\ \mu\text{m}$ als auch für die $1\ \mu\text{m}$ breiten Strukturen die bekannte starke Polarisation sichtbar. Der deutlich reduzierte Maximalwert der Polarisation ist vermutlich auf die weit höheren Stromdichten zurückzuführen, die nötig sind, um eine ausreichend hohe Lichtintensität aus diesen schmalen Streifen zu erhalten.

In der Seitenemission bleibt der Polarisationsgrad des detektierten Lichts verschwindend gering. Es kann auch für diese Strukturen kein Nachweis der Spininjektion geführt werden.

Die verwendeten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -LEDs stellen also keine geeigneten Detektoren für den Nachweis der Spininjektion in Halbleiter in Seitenemission dar. Dies ist vermutlich in erster Linie auf die Auswahlregeln für die hier rekombinierenden Schwerlohexzitonen zurückzuführen. Durch die Verwendung von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Quantentrögen kann dieses Problem eventuell umgangen werden. Die hohe Verspannung in diesem Materialsystem kann bewirken, dass der Grundzustand der Löcher im Quantentrog ein Leichtlochzustand ist. Hierfür würden die Auswahlregeln die Emission von zirkular polarisiertem Licht parallel zur Quantentrogenebene erlauben.

4.5 Zusammenfassung $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Spin-LEDs

Durch die hier dargestellten Experimente konnte zweifelsfrei die Spininjektion aus einer $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht in eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Leuchtdiode nachgewiesen werden. Referenzmessungen an unmagnetischen Leuchtdioden und durch Photolumineszenztechniken zeigen, dass die gefundene starke zirkulare Polarisation des im Quantentrog emittierten Lichts auf die Spinpolarisation der injizierten Ladungsträger zurückzuführen ist.

An den Spin-LEDs wurden umfangreiche Experimente für ein besseres Verständnis der ablaufenden physikalischen Prozesse durchgeführt. So ergibt sich aus der Abhängigkeit der gemessenen Polarisation von der Schichtdicke des $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Injektors eine magnetfeldabhängige Spin-Flip-Länge im DMS.

Erstmals wurden die magnetooptischen Eigenschaften hochdotierter $(\text{Be},\text{Zn},\text{Mn})\text{Se}$ -Schichten untersucht. Der für die Spinpolarisation in diesem Material grundlegende Effekt der großen Zeemanaufspaltung bleibt trotz der hohen Dotierung erhalten. Fließt ein Strom durch die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht, reduziert sich die Zeemanaufspaltung jedoch deutlich durch eine Aufheizung des Mangansystems.

Die Eignung der hier verwendeten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Leuchtdioden für die Detektion von Spininjektion durch die Analyse der Seitenemission wurde überprüft. Trotz der hohen Injektionseffizienz der hier vorgestellten Strukturen konnte in Seitenemission keine zirkulare Polarisation des emittierten Lichts nachgewiesen werden. Für derartige Experimente muss also auf andere Detektoren, wie zum Beispiel eine $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Leuchtdiode zurückgegriffen werden.

Kapitel 5

Der LMR-Effekt

In diesem Kapitel werden Experimente zum Nachweis der Spininjektion in Halbleiter auf elektrischem Wege beschrieben. Der Großteil der Transportmessungen hierfür wurden von Georg Richter während seiner Promotion[Ric03] durchgeführt. Die Proben hierfür sind im Rahmen dieser Arbeit entstanden. Der LMR-Effekt¹ besteht in einem Anstieg des elektrischen Widerstands des Halbleiters bei steigendem Magnetfeld durch die Injektion spinpolarisierter Ladungsträger.

5.1 Theoretische Modelle zur Beschreibung der Effekte

Hier werden zwei theoretische Modelle, welche die Interpretation der Messungen erlauben, vorgestellt. Das Widerstandsmodell vermittelt eine einfache Erklärung der gemessenen Widerstandsänderung. Für quantitative Aussagen müssen jedoch die elektrochemischen Potentiale betrachtet werden.

5.1.1 Das Widerstandsmodell

Das Widerstandsmodell wurde von Georg Schmidt [Sch00] entwickelt, um die Injektion spinpolarisierter Ströme aus einem ferromagnetischen Metallkontakt in einen Halbleiter zu beschreiben.

In Abbildung 5.1 ist die Probengeometrie für solche Experimente dargestellt. Zusätzlich ist ein Ersatzschaltbild für diese Probe gezeigt. Hierbei wird jeder der Spinorientierungen im jeweiligen Material ein entsprechender Widerstand zugeordnet.

Im Halbleiter (SC) ist dieser Widerstand normalerweise (unter Vernachlässigung einer Zeemanaufspaltung) unabhängig von der Spinorientierung. Es gilt:

$$R_{SC} \uparrow = R_{SC} \downarrow \quad (5.1)$$

¹engl.: large magnetoresistance - großer Magnetowiderstand

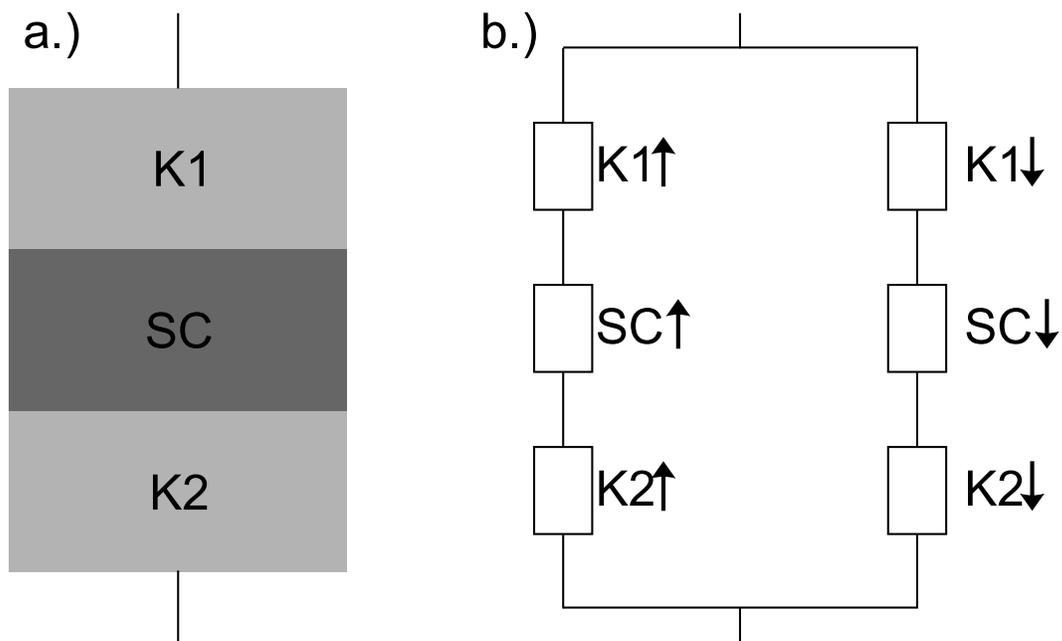


Abbildung 5.1: a.) Probenaufbau für elektrische Spininjektionsexperimente bestehend aus Injektor (K1), Halbleiter (SC) und Detektor (K2).

b.) Ersatzschaltbild für diese Probe mit spinabhängigen Widerständen.

In den Kontakten (K1 und K2) ist dies nicht der Fall. Für die Widerstände der Kontakte ergibt sich:

$$R_K \uparrow = R_K \frac{2}{1+\beta} \quad (5.2)$$

$$R_K \downarrow = R_K \frac{2}{1-\beta} \quad (5.3)$$

Hierbei ist β der Polarisationsgrad des Stromes im Kontakt:

$$\beta = \frac{j \uparrow - j \downarrow}{j \uparrow + j \downarrow} \quad (5.4)$$

Für die Polarisation α des Stromes im Halbleiter ergibt sich:

$$\alpha = \frac{I \uparrow - I \downarrow}{I \uparrow + I \downarrow} = \frac{R \uparrow - R \downarrow}{R \uparrow + R \downarrow} \quad (5.5)$$

$R \uparrow$ bzw. $R \downarrow$ stellt hierbei den Gesamtwiderstand des spin-up- bzw. spin-down-Zweiges des Ersatzschaltbildes dar ($R \uparrow [\downarrow] = R_{K1} \uparrow [\downarrow] + R_{SC} \uparrow [\downarrow] + R_{K2} \uparrow [\downarrow]$).

Für den Fall antiparallel magnetisierter Kontakte ($R_{K1} \uparrow [\downarrow] = R_{K2} \downarrow [\uparrow]$) ist der Strom durch den Halbleiter unpolarisiert ($\alpha = 0$). Sind die Kontakte jedoch parallel magnetisiert ($R_{K1} \uparrow [\downarrow] = R_{K2} \uparrow [\downarrow]$) ergibt sich eine Polarisation des Stromes durch den Halbleiter:

$$\alpha = 2\beta \frac{R_K}{R_{SC}} \cdot \frac{1}{2 \frac{R_K}{R_{SC}} + 1 + \beta^2} \quad (5.6)$$

Experimentell zugänglich ist jedoch nur die Änderung des Widerstands des gesamten Bauteils:

$$\frac{R_{par.} - R_{antip.}}{R_{par.}} = \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{R_K^2}{R_{SC}^2} \frac{4}{\left(2 \frac{R_K}{R_{SC}} + 1\right)^2 - \beta^2} \quad (5.7)$$

Dieser Wert wird vom Verhältnis der Widerstände der Kontakte und des Halbleiters dominiert. Für die Injektion aus ferromagnetischen Metallkontakten ($\beta \sim 0,5$) in einen Halbleiter ($\frac{R_K}{R_{SC}} \sim 10^{-3}$) ergibt sich eine Widerstandsänderung von maximal 0,0002 %.

Dass dieses einfache Modell nicht für eine vollständige Beschreibung ausreicht, wird deutlich, wenn eine Spinpolarisation von 100 % angenommen wird. In diesem Fall divergiert die Änderung des Gesamtwiderstandes des Bauelements. Daher wird ein verfeinertes Modell vorgestellt, welches auch quantitative Aussagen erlaubt.

5.1.2 Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale

Die Beschreibung des Transportverhaltens einer Grenzfläche durch die Betrachtung der elektrochemischen Potentiale wurde für Metall-Metall-Übergänge eingeführt [vS87]. Dieses Modell wurde später um einen Boltzmann-Ansatz erweitert und auch auf Metall-Vielschicht-Strukturen [Val93] und Ferromagnet-Supraleiter-Übergänge [Jed99] angewandt.

Georg Schmidt analysierte so schließlich die Bedingungen für die Spininjektion in Halbleiter [Sch00].

Für eindimensionalen Transport in x -Richtung durch eine Grenzfläche kann für beide Spinrichtungen separat das Ohm'sche Gesetz angewendet werden. Es gilt:

$$\frac{\partial \mu_{\uparrow}}{\partial x} = -\frac{e \cdot j_{\uparrow}}{\sigma_{\uparrow}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{\partial \mu_{\downarrow}}{\partial x} = -\frac{e \cdot j_{\downarrow}}{\sigma_{\downarrow}} \quad (5.8)$$

Hierbei bezeichnen μ_{\uparrow} und μ_{\downarrow} die elektrochemischen Potentiale, j_{\uparrow} und j_{\downarrow} die Stromdichten sowie σ_{\uparrow} und σ_{\downarrow} die Leitfähigkeiten jeweils für die entsprechende Spinorientierung.

Die Diffusionsgleichung berücksichtigt die Spinstreuung durch die Einführung einer Spin-Flip-Zeit τ_{SF} .

$$\frac{\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}}{\tau_{SF}} = \frac{D \cdot \partial^2(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow})}{\partial x^2} \quad (5.9)$$

D ist eine gewichtete Diffusionskonstante für beide Spinrichtungen. Unter der Annahme perfekter Grenzflächen ohne Spinstreuung oder Widerstand sind sowohl die elektrochemischen Potentiale $\mu_{\uparrow\downarrow}$ als auch die Stromdichten $j_{\uparrow\downarrow}$ kontinuierlich.

Werden die elektrochemischen Potentiale als Summe aus einem spinunabhängigen Teil μ_0 und einem spinabhängigen Teil $\mu_{\uparrow\downarrow}$ dargestellt, kann das Problem analytisch gelöst werden. An der Grenzfläche ergibt sich im Injektor eine asymmetrische Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale. Hierbei wird das elektrochemische Potential der Majoritätsspinrichtung nach oben verbogen. Analog ergibt sich für das elektrochemische Potential der Minoritätsladungsträger eine Verbiegung nach unten. Die Verschiebungen gegenüber dem spinunabhängigen Potentialen an der Grenzfläche verhalten sich wie:

$$\frac{\Delta \mu_{I\uparrow}}{\Delta \mu_{I\downarrow}} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1} \quad (5.10)$$

Im Halbleiter dagegen ist die Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale symmetrisch um den spinunabhängigen Wert.

$$\Delta \mu_{SC\uparrow} = \Delta \mu_{SC\downarrow} \quad (5.11)$$

Der spinabhängige Teil des elektrochemischen Potentials fällt jeweils exponentiell mit der Entfernung von der Grenzfläche ab. An der Grenzfläche ergibt sich ein Sprung in den spinunabhängigen elektrochemischen Potentialen, dessen Höhe proportional zur Gesamtstromdichte durch die Grenzfläche ist. Diese Differenz $\Delta \mu$ kann als Spannungsabfall gemessen werden.

$$\Delta \mu = \frac{\lambda_{SC}}{\sigma_{SC}} \cdot \frac{e j \beta}{1 + \frac{\lambda_{SC} \sigma_K}{\sigma_{SC} \lambda_K} \cdot (1 - \beta^2)} \quad (5.12)$$

$\lambda = \sqrt{D \cdot \tau_{SF}}$ beschreibt die Spin-Flip-Länge im jeweiligen Material.

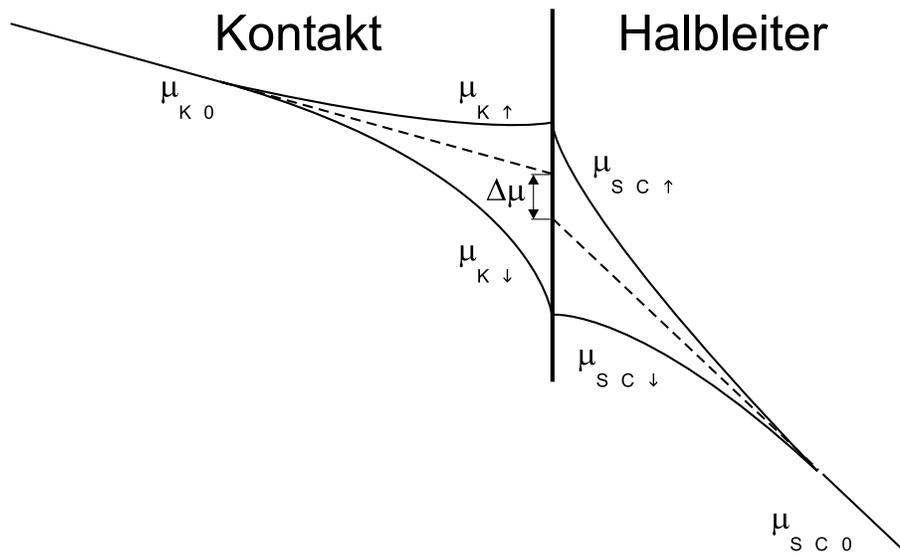


Abbildung 5.2: Darstellung des Verlaufs der elektrochemischen Potentiale an einer Grenzfläche zwischen einem Halbleiter und einem spinpolarisierenden Kontakt.

In Abbildung 5.2 ist der Verlauf der elektrochemischen Potentiale an einer Grenzfläche dargestellt. Offensichtlich kann eine Widerstandsänderung durch Spininjektionseffekte schon an einer isolierten Grenzfläche erwartet werden. Die Höhe dieses Effekts wird durch das Verhältnis der Spin-Flip-Längen und Leitfähigkeiten im Injektor und Halbleiter bestimmt. Abermals ergibt sich wegen der sehr hohen Leitfähigkeiten verbunden mit sehr niedrigen Spin-Flip-Längen für ferromagnetische Metalle nur eine sehr geringe Effizienz in Kombination mit Halbleitern.

Wird der Halbleiter an zwei Stellen mit einem spinpolarisierendem Material kontaktiert, so können diese Grenzflächen wechselwirken. Dies ist insbesondere der Fall, wenn der Abstand x_a dieser Kontakte kleiner als die Spin-Flip-Länge ist. Dieser Fall ist nicht nur theoretischer Natur, da für Halbleiter bereits Spin-Flip-Längen von mehr als $100 \mu\text{m}$ bestimmt wurden [Kik99].

Für den Fall, dass die Spin-Flip-Länge im Halbleiter viel größer als der Abstand zwischen den Grenzflächen ist, kann die Relaxation der Elektronenspins im Halbleiter vernachlässigt werden. Unter der Annahme, dass beide Kontakte identische Materialparameter besitzen ergibt sich für den Verlauf der elektrochemischen Potentiale das in Abbildung 5.3 dargestellte Verhalten.

Sind die Kontakte parallel magnetisiert, schneiden sich die elektrochemischen Potentiale für die *spin-up*- und *spin-down*-Richtung in der Mitte zwischen den beiden Kontakten. Diese unterschiedliche Steigung der elektrochemischen Potentiale entspricht einem spinabhängigen Spannungsabfall und führt zu einem spinpolarisierten Strom durch den

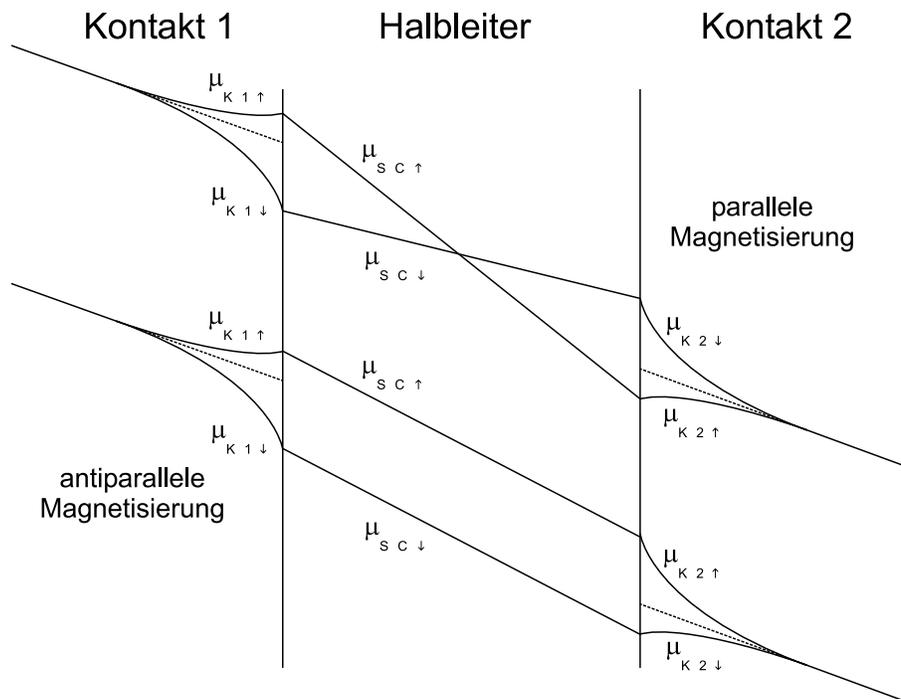


Abbildung 5.3: Darstellung des Verlaufs der elektrochemischen Potentiale für parallele (oben) bzw. antiparallele (unten) Magnetisierung der spinpolarisierenden Kontakte an zwei Halbleiter-Kontakt-Grenzflächen, deren Abstand viel kleiner als die Spin-Flip-Länge ist.

Halbleiter.

Für den Fall, dass die Kontakte antiparallel magnetisiert sind, ergibt sich für beide Spinrichtungen der gleiche Spannungsabfall. Der Strom ist daher unpolarisiert.

Die Änderung des Widerstands zwischen diesen beiden Fällen ergibt sich zu:

$$\frac{R_{par.} - R_{antip.}}{R_{par.}} = \frac{\beta^2 \sigma_{SC}^2 \lambda_K^2}{1 - \beta^2 x_a^2 \sigma_K^2} \frac{4}{\left(2 \frac{\sigma_{SC} \lambda_K}{x_a \sigma_K} + 1\right)^2 - \beta^2} \quad (5.13)$$

Diese Gleichung ist analog zu Gleichung 5.7 wobei der Widerstand des Kontakts durch den Widerstand einer Kontaktschicht mit der Dicke der Spin-Flip-Länge im Kontakt λ_K ersetzt wurde. Dementsprechend ergibt sich die selbe Konsequenz einer kaum messbaren Spininjektion von ferromagnetischen Metallen in Halbleiter. Vielmehr sollte für ein Spininjektionsexperiment die Polarisation im Kontakt β möglichst gross und die Leitfähigkeiten des Kontakts σ_K und des Halbleiters σ_{SC} ähnlich sein.

5.2 Aufbau der Proben

5.2.1 Materialwahl

Im vorherigen Kapitel wurde anhand des Widerstandsmodells deutlich gemacht, dass für eine effektive (messbare) Spininjektion in Halbleiter der Injektor (Detektor) nahezu vollständig spinpolarisiert sein muss und zusätzlich die Leitfähigkeiten des Injektors (Detektors) und des Halbleiters ähnlich sein müssen. Diese Anforderungen werden offensichtlich von verdünnten magnetischen Halbleitern (DMS) erfüllt. Aus den bereits in Kapitel 4.1 angeführten Gründen wurde $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ als DMS-Material gewählt. Die Mangankonzentration wurde wiederum zu 5 % gewählt. Für die Gitteranpassung an das Substratmaterial GaAs werden etwa 5,5 % Beryllium eingebaut. Die Bandlücke des Injektormaterials beträgt demnach $E_{Gap-DMS} = 2,977$ eV.

Für den nicht-magnetischen Halbleiter (NMS), in den der spinpolarisierte Strom injiziert werden soll, wurde $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ verwendet. Es kann mit einer Berylliumkonzentration von 2,9 % gitterangepasst auf GaAs gewachsen werden. Die entsprechende Bandlücke liegt bei $E_{Gap-NMS} = 2,901$ eV.

Der Valenzbandoffset in diesem Materialsystem liegt bei etwa 22 % [Kön00a]. Das bedeutet, dass zwischen dem Injektor und dem nicht-magnetischen Halbleiter ein Sprung im Leitungsband von etwa 59 meV auftritt. Bei den verwendeten hohen Dotierungen beeinflusste dies jedoch den Transport der Ladungsträger nicht.

Die verwendeten Halbleiter wurden oberhalb des Metall-Isolator-Übergangs, der so genannten Mott-Grenze [Mot56], dotiert. Dies sollte sicherstellen, dass bei den für die Experimente mit semimagnetischen Halbleitern nötigen tiefen Temperaturen ausreichend Ladungsträger für den Stromtransport vorhanden sind. Für ZnSe liegt die Mott-Grenze für n-Dotierung mit Iod bei etwa $7,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

5.2.2 Probengeometrie

Wie im Kapitel 5.1.2 gezeigt, reicht ein Übergang zwischen semimagnetischen und unmagnetischen Halbleitern aus, um den gesuchten positiven Magnetowiderstand messen zu können. Die daraus resultierende einfachste Probengeometrie ist in Abbildung 5.4 dargestellt.



Abbildung 5.4: Einfachste weil eindimensionale Probengeometrie, die aus technischen Gründen nicht realisiert werden konnte.

Hierbei wird auf ein n-dotiertes GaAs-Substrat eine $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht gewachsen. Der Rückseitenkontakt durch das Substrat wird durch das Indium, welches zum Aufkleben des Substrats für die Epitaxie verwendet wird, gewährleistet. Die Kontaktierung der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht erfolgt über eine hochdotierte ZnSe-Schicht, die *in situ* mit einer Aluminiumschicht bedampft wird. Diese ZnSe-Schicht wurde eingeführt, da Testmessungen zeigten, dass bei der direkten Kontaktierung der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht mit Aluminium keine reproduzierbar guten Kontakte hergestellt werden konnten. Die Dicke von 30 nm wurde gewählt, um eine Wechselwirkung des Metallkontakts mit der Halbleiterschicht zu verhindern.

Ein solches Bauteil entspricht dem eindimensionalen Modell am besten. Wie jedoch bereits die ersten Messungen zeigten, wird der Widerstand des Bauteils von der III/V-II/VI-Grenzfläche dominiert. Es konnten keine ohmschen Kennlinien für diesen Übergang gemessen werden, vielmehr wurde eine deutliche Diodencharakteristik beobachtet. Die Ursache hierfür liegt vermutlich in der Ausbildung einer Verarmungsschicht an der III/V-II/VI-Grenzfläche [Leh05b]. Da für die geplanten Experimente bei sehr niedrigen Spannungen gemessen werden sollte, konnte dieses Probendesign nicht verwendet werden.

Aus diesem Grund wurde auf ein Probendesign zurückgegriffen, in dem kein Transport über die III/V-II/VI-Grenzfläche nötig ist. Dies ist in Abbildung 5.5 dargestellt.

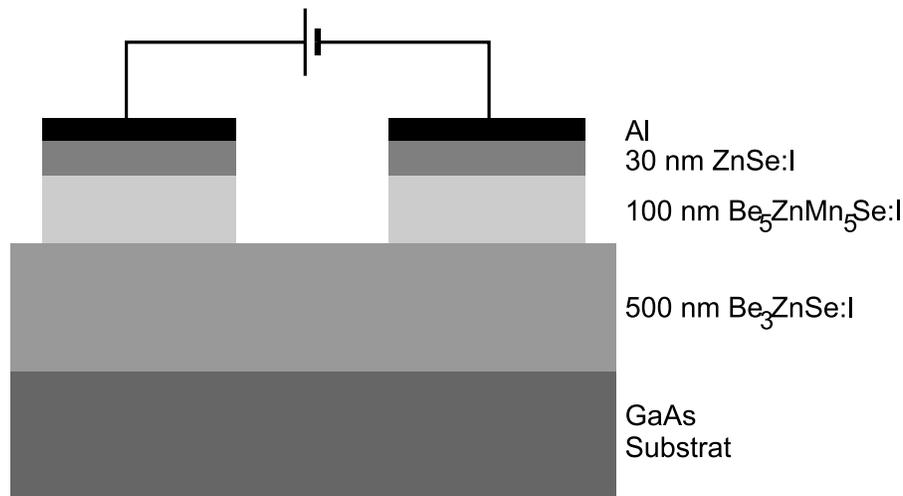


Abbildung 5.5: Probendesign für die LMR-Proben. Auf der NMS-Schicht werden zwei DMS-Türmchen strukturiert, über welche die Probe kontaktiert wird.

Auf ein undotiertes GaAs-Substrat wird eine n-dotierte $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht und anschließend eine n-dotierte $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht aufgewachsen. Für die Sicherstellung ohmscher Kontakte wird zusätzlich eine hochdotierte n-ZnSe-Schicht aufgewachsen auf die *in situ* eine Aluminiumschicht aufgedampft wird.

Wegen der sehr guten Gitteranpassung der verwendeten Materialien an das GaAs-Substrat, tritt in den Proben trotz der Gesamtdicke von etwa 630 nm keine Relaxation der Schichten auf.

Nach dem Wachstum der Proben werden mit nasschemischen Ätzverfahren die Kontakte definiert und zwischen den Kontakten auf die $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht geätzt.

Bei diesem Probendesign werden nur *in situ* Metallkontakte verwendet. Daher werden die I-V-Kennlinien nicht durch die Kontakte verfälscht. Der Nachteil dieses Designs liegt in der lateralen Stromführung. Die Stromdichte ist sehr stark ortsabhängig, was die quantitative Auswertung der Ergebnisse erschwert.

In Abbildung 5.6 ist die zu erwartende Stromdichteverteilung für dieses Probendesign dargestellt. Deutlich ist die Inhomogenität der Stromdichte in der Probe zu erkennen. Die höchsten Stromdichten sind an den inneren Grenzen der strukturierten Kontakte zu erwarten. Zwischen den Kontakten erfolgt eine nahezu homogene Aufweitung der Stromdichte über die gesamte Dicke des NMS. Dies ist in den realen Proben noch deutlicher zu erwarten, da dort der Abstand zwischen den Kontakten meist $10 \mu\text{m}$ beträgt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Struktur für diese Simulation lateral gestaucht.

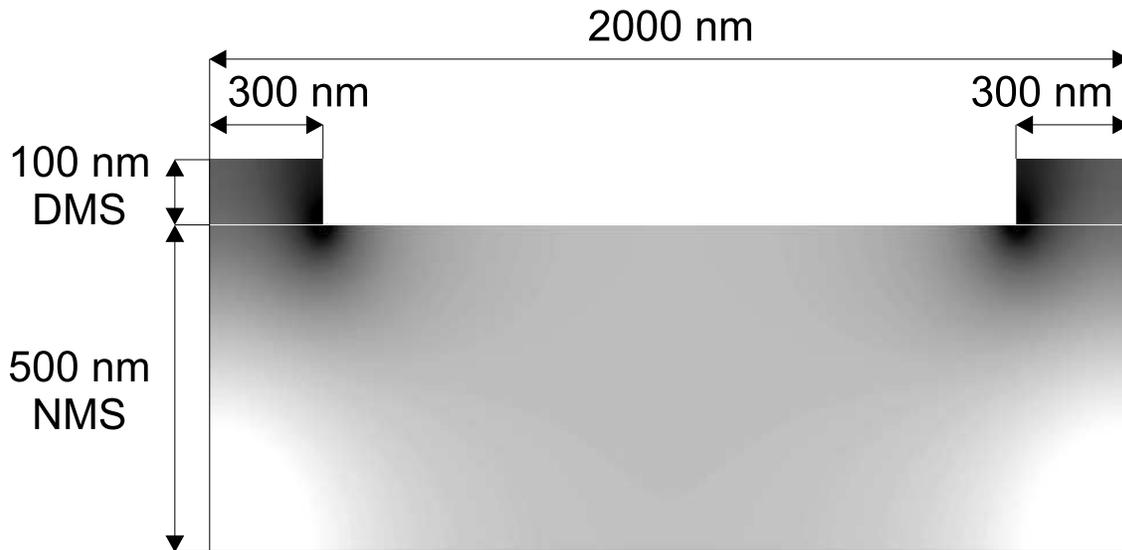


Abbildung 5.6: Simulation der Stromdichte in den LMR-Proben. Je dunkler die Bereiche dargestellt sind, desto höher ist die Stromdichte. Die Simulation erfolgte unter der Annahme gleicher spezifischer Widerstände für den NMS und den DMS.

5.2.3 Die Dotierung der Schichten

Für die hier dargestellten Experimente wurden sehr viele Halbleiterschichten charakterisiert. Insbesondere die Dotierung stand hierbei im Mittelpunkt. Es zeigte sich, dass sich bereits durch die Beimischung geringer Anteile von Beryllium und Mangan zu ZnSe die Dotierung der Schichten bei sonst identischen Wachstumsparametern deutlich verändert. Dies ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

Aufgetragen sind die Ladungsträgerkonzentrationen von ZnSe, $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ und $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,90}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$ für verschiedene Temperaturen der ZnI_2 -Dotierzelle. Die ZnSe-Werte wurden mittels Etch-CV [Web89] bei Raumtemperatur bestimmt und mittels Tieftemperatur-Hall-Messungen überprüft. Alle anderen Werte wurden ebenfalls durch Tieftemperatur-Hall-Messungen ermittelt.

Die Ladungsträgerkonzentration liegt sowohl für die $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ - als auch die $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,90}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$ -Schichten deutlich unter den Werten für ZnSe. Dieser Trend kann durch die Erhöhung der Bandlücke erklärt werden [Fas94, Fas95]. Durch die Beimischung von Beryllium schiebt sich das Leitungsbandminimum näher an den Extremwert der Fermienergie. Hierdurch verringert sich die maximal mögliche Dotierung des Materials.

Ein weiteres Phänomen, welches bei diesen Experimenten beobachtet wurde, ist die Existenz einer Verarmungsschicht an der Grenzfläche zwischen dem undotierten GaAs-Puffer und der dotierten II/VI-Schicht. Hall-Messungen an dünnen (100 nm) dicken II/VI-Schichten ergaben immer wieder überraschend niedrige Ladungsträgerkonzentrationen

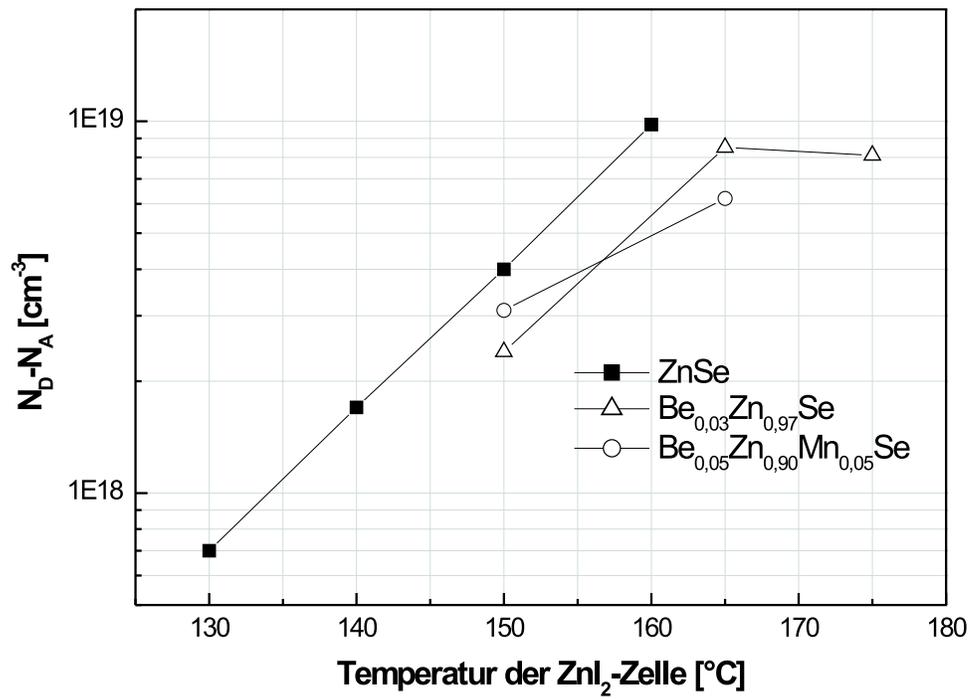


Abbildung 5.7: Ladungsträgerkonzentrationen in Abhängigkeit von der ZnI_2 -Zellentemperatur für verschiedene II/VI-Materialien.

bis hin zum vollständigen Ausfrieren eigentlich hoch dotierter Schichten.

Um dies zu untersuchen, wurde dicke (500 nm) ZnSe bzw. $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schichten hergestellt und deren Ladungsträgerkonzentration durch Hall-Messungen bestimmt. Anschließend wurde die Dicke der gemessenen Schicht durch Ätzen sukzessive verringert und die Ladungsträgerkonzentration erneut bestimmt. Diese Methode ist in Abbildung 5.8 verdeutlicht.

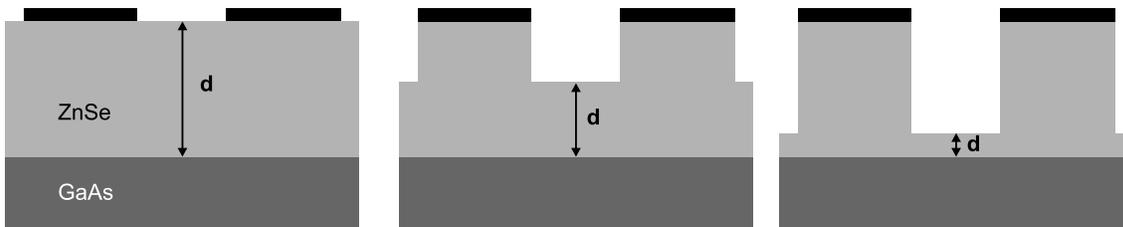


Abbildung 5.8: Vorgehensweise zur Bestimmung der Verarmungszone an der GaAs-ZnSe-Grenzschicht. Die Schichtdicke der für die Hall-Messung relevanten Schicht wird sukzessive verringert.

In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse der schichtdickenabhängigen Hall-Messungen aufgetragen. Der Kehrwert des Hall-Widerstands hängt linear von der Schichtdicke ab. Der Schnittpunkt mit der x -Achse liegt jedoch nicht im Koordinatenursprung sondern bei einer Dicke von jeweils etwa 100 nm. Im einfachsten Modell kann eine Verarmungsschicht dieser Dicke angenommen werden, in der sich keine freien Ladungsträger befinden. Die Dicke dieser Verarmungsschicht hängt nicht vom verwendeten Wachstumsstart von ZnSe auf GaAs ab. Versuche mit Schichten, die mit einem Zinkstart gewachsen wurden, ergaben keine signifikanten Unterschiede zu Schichten, die mit einem BeTe-Puffer gewachsen wurden. Auch im Vergleich zwischen ZnSe und $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ konnte kein deutlicher Unterschied festgestellt werden (siehe Abbildung 5.9).

Die Dicke der Verarmungsschicht steigt jedoch drastisch an, wenn die Dotierung der Schicht sinkt. So ist die Verarmungsschicht bei ZnSe mit einer Dotierung von $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ mindestens 150 nm dick. Als Ursache für die Ausbildung der Verarmungsschicht sind mehrere Mechanismen denkbar:

- Elektrische Felder, die sich an der Grenzfläche zwischen GaAs und ZnSe bilden, könnten zu einer Verarmungszone analog dem Metall-Halbleiter-Kontakt führen. Die hierzu nötigen Felder sind jedoch unrealistisch hoch.
- Geladenen Störstellen, Defekte oder Versetzungen, die sich beim Wachstumsstart von ZnSe auf GaAs in den Kristall einbauen kompensieren die Dotierung in diesem Bereich. Dagegen spricht, dass keine Änderung bei der Variation des Wachstumsstarts beobachtet wurde.

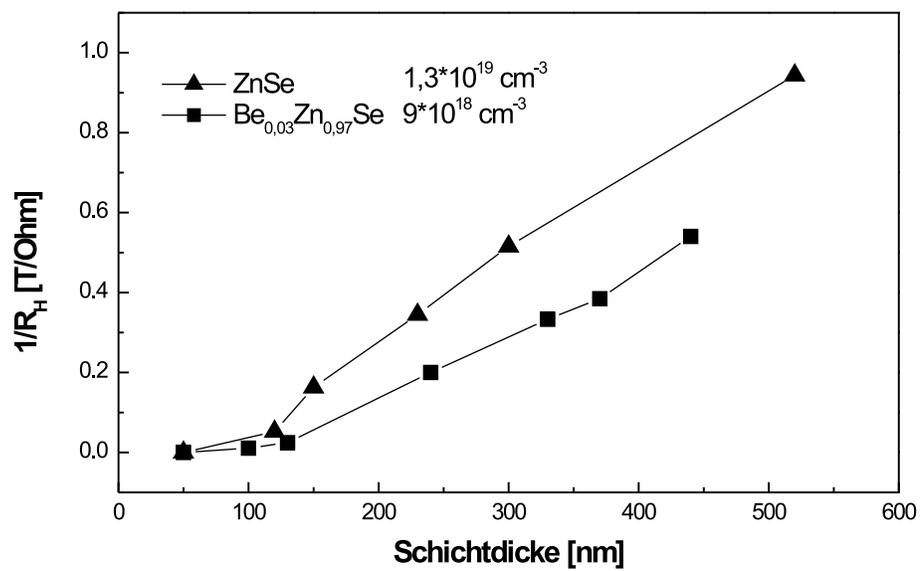


Abbildung 5.9: Inverser Hall-Widerstand aufgetragen gegen die verbleibende Schichtdicke für ZnSe und $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$. Die Hall-Messungen wurden bei 4,2 K durchgeführt.

Da die Ausbildung der Verarmungsschicht die Experimente unreproduzierbar verfälschen kann, musste eine Methode gefunden werden, um sie zu umgehen. Die Lösung dieses Problems wurde in einer räumlichen Trennung der GaAs/ZnSe-Grenzfläche und dem für die Experimente relevanten Probenteil erreicht. Die verwendete Schichtfolge ist in Abbildung 5.10 gezeigt.

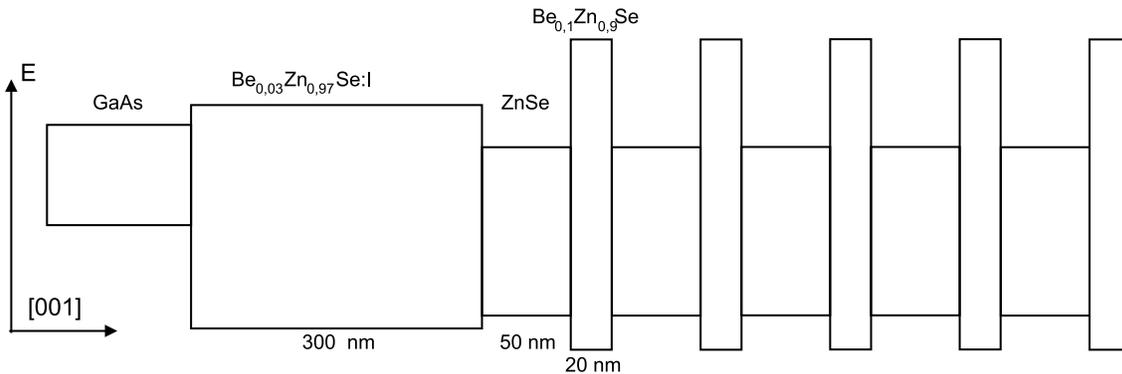


Abbildung 5.10: Schematischer Verlauf der Bandstruktur der verwendeten Schichtfolge zur räumlichen Trennung der Proben von der GaAs/ZnSe-Grenzfläche.

Zunächst wird eine 300 nm dicke hoch dotierte $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ -Schicht auf den GaAs-Puffer aufgewachsen. Diese Schicht ist gitterangepasst zum GaAs-Substrat und trägt demnach nicht zur Verspannung in der Probe bei. Die Dicke ist so gewählt, dass sie deutlich über den bekannten Werten für die Verarmungsschicht liegt. Die elektrischen Eigenschaften sind nun also unabhängig von der GaAs/ZnSe-Grenzfläche. Allerdings muss diese Schicht vom relevanten Probenteil elektrisch isoliert sein, um eine Verfälschung der Messungen auszuschließen. Hierzu dienen 5 undotierte $\text{Be}_{0,1}\text{Zn}_{0,9}\text{Se}$ -Barrieren, die einen vertikalen Transport in die hoch dotierte $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ -Schicht an der GaAs/ZnSe-Grenzfläche verhindern sollen. Um die hierdurch eingebaute Verspannung zu kompensieren, wurden jeweils 50 nm undotiertes ZnSe zwischen die Barrieren gewachsen. Unter der Annahme gleicher elastischer Konstanten für ZnSe und $\text{Be}_{0,1}\text{Zn}_{0,9}\text{Se}$ kompensieren sich die Verspannungen dieser Schichten gerade.

Für Elektronen ergeben sich im Leitungsband somit Barrieren von etwa 216 meV. Die Schichtdicken der ZnSe - und $\text{Be}_{0,1}\text{Zn}_{0,9}\text{Se}$ -Schichten wurden bewusst so hoch gewählt, um die Ausbildung eines Minibandes in einem kurzperiodigen Supergitter zu verhindern. Dies hätte die Barrierenhöhe drastisch reduziert.

In Abbildung 5.11 ist der Kehrwert des Hall-Widerstands für eine ZnSe -Schicht, die auf einer solchen Struktur gewachsen wurde, gezeigt. Es ist keine Verarmungszone erkennbar. Desweiteren findet offenbar kein vertikaler Transport durch die Barrieren statt.

Eine solche Supergitterstruktur wirkt sich auch positiv auf die Versetzungsdichte in der Probe aus. Versetzungen, die von der GaAs/ZnSe-Grenzfläche ausgehen, können an

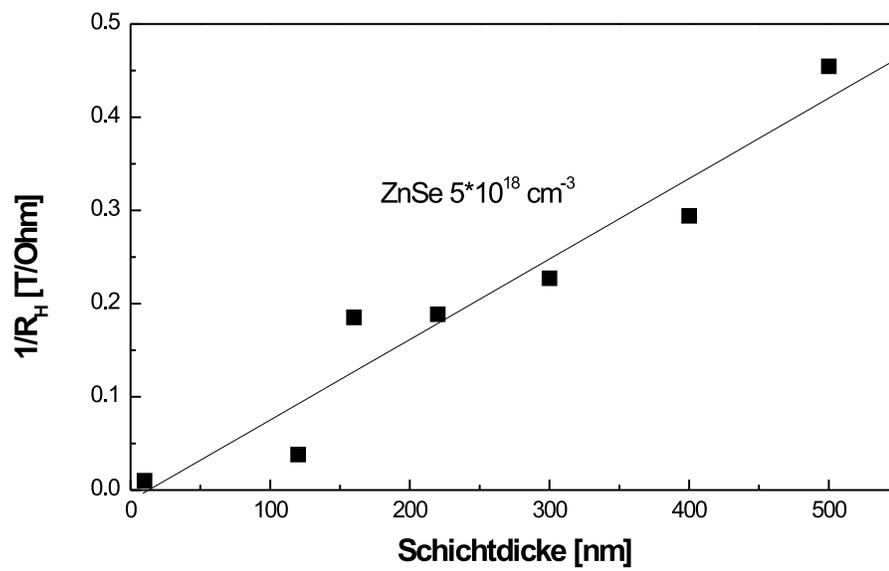


Abbildung 5.11: Inverser Hall-Widerstand einer hoch dotierten ZnSe-Schicht gewachsen auf einem Supergitter zur Unterdrückung der Eigenschaften der GaAs/ZnSe-Grenzfläche. Die Hall-Messungen wurden bei 4,2 K in einem Helium-Bad-Kryostaten durchgeführt.

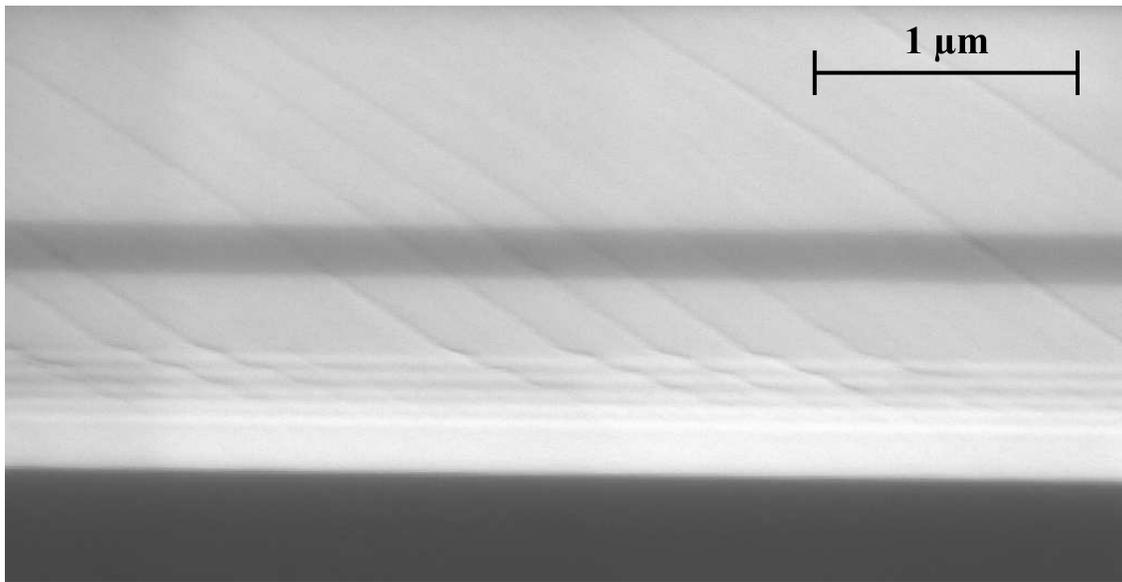


Abbildung 5.12: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der (110) Spaltkante einer Probe mit einem Supergitter zur Unterdrückung der Eigenschaften der GaAs/ZnSe-Grenzfläche.

den Grenzflächen entlang gleiten. Hierdurch können sie aus der Probe herausgedrängt werden. Außerdem können sie zusammenlaufen oder wegen der hohen Schichtdicke einfach auslaufen. In Abbildung 5.12 ist das Gleiten der Versetzungen an den Grenzflächen des Supergitters deutlich zu beobachten.

Der Nachteil der Verwendung einer solchen Supergitterstruktur ist die deutlich vergrößerte gesamte Schichtdicke der Proben und somit längere Wachstumszeit. Dies sollte jedoch in Kauf genommen werden, da sich die Reproduzierbarkeit der Experimente drastisch erhöht. Weitere Ausführungen zur Verarmungszone finden sich in der Dissertation von Frank Lehmann [Leh05a].

Bei den nachfolgend dargestellten Experimenten fanden diese Ergebnisse jedoch noch keine Anwendung. Alle Strukturen wurden direkt auf GaAs-Substrate mit einem GaAs-Puffer gewachsen. Das Wachstum der II/VI-Schichten erfolgte bei einer Substrattemperatur von 300° C in der CT-Kammer. Der Wachstumsstart erfolgte durch einen Zinkstart, bei dem die GaAs-Oberfläche für 40 Sekunden einem Zinkfluss ausgesetzt wurde.

5.2.4 Messtechnik

Die Transportmessungen wurden in einem Heliumbadkryostaten bei 4,2 K oder unter Abpumpen des Dampfes über dem Heliumbad bei 1,6 K durchgeführt. Mittels einer Heizspule können auch höhere Temperaturen eingestellt werden.

Alle Messungen erfolgten bei sehr niedrigen Spannungen, um sicherzustellen, dass die

im Widerstandsmodell getroffenen Annahmen des diffusiven Transports von Elektronen direkt an der Fermikante eingehalten wurden. Hierfür wurde die an die Probe angelegte Spannung so gewählt, dass die Energie der Elektronen unterhalb der thermischen Energie kT liegt. Dies entspricht $365 \mu\text{V}$ bei 4,2 K und $140 \mu\text{V}$ bei 1,6 K.

Für die Bereitstellung dieser niedrigen Spannungen wurde eine Spannungsquelle und ein Spannungsteiler benutzt. Parallel zum kleinen Widerstand des Spannungsteilers werden ein Referenzwiderstand und die Probe in Reihe geschaltet. Zur Minimierung von Messfehlern wurden Referenzwiderstände benutzt, die ähnlich dem Probenwiderstand waren.

Für magnetfeldabhängige Messungen standen supraleitende Magnetspulen bereit. Die Änderung des Magnetfeldes erfolgte langsam gegenüber der Messung der elektrischen Kennlinien. In regelmäßigen Testmessungen mit auf- bzw. absteigendem Feld konnten keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden.

5.3 Der Nachweis des LMR-Effekts

An den im vorigen Kapitel beschriebenen Proben wurden Magnetowiderstandsmessungen durchgeführt. In Abbildung 5.13 ist das Ergebnis einer solchen Messung dargestellt. Aufgetragen ist der Widerstand der Probe gegen das angelegte Magnetfeld. Die Messung wurde bei 4,2 K bei einem konstantem Strom von $10 \mu\text{A}$ durchgeführt. Unter diesen Bedingungen findet der Transport durch die Struktur im *linear response* Regime statt, da wegen des Probenwiderstands von etwa 14Ω die angelegte Spannung deutlich unter der Schwelle von $365 \mu\text{V}$ bleibt.

Der Widerstand der Probe nimmt deutlich mit steigendem Magnetfeld zu. Er steigt von $13,86 \Omega$ ohne äußeres Magnetfeld auf etwa $14,29 \Omega$ bei 6,7 T. Dieser Anstieg entspricht 3,1 % des Widerstands ohne äußeres Magnetfeld. Dieser Verlauf entspricht den erwarteten Spininjektionseffekten.

Um diese Widerstandsänderung Effekten durch die Injektion spinpolarisierter Ladungsträger zuordnen zu können, müssen alternative Gründe hierfür ausgeschlossen werden. In erster Linie ist der Magnetowiderstand der verwendeten Materialien zu nennen. Ein positiver Magnetowiderstand einer der Einzelschichten könnte die Ursache dieses Effekts sein. Daher sind zu allen LMR-Proben Referenzproben gewachsen worden, mit denen die verwendeten Materialien charakterisiert werden konnten. Hierzu wurde eine 200 nm dicke $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ - oder $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schicht auf ein undotiertes GaAs-Substrat aufgewachsen. Auch hier wurde die Schicht wieder über eine hoch dotierte ZnSe-Schicht mit einer *in situ* aufgetragenen Aluminiumschicht kontaktiert.

In Abbildung 5.14 sind Ergebnisse von Messungen an der unmagnetischen NMS-Schicht dargestellt. Zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration wurden Hall-Messungen durchgeführt. Die Dotierkonzentration beträgt $8,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Der longitudinale Widerstand der Schicht wurde in einer Vierpunktmessung bestimmt,

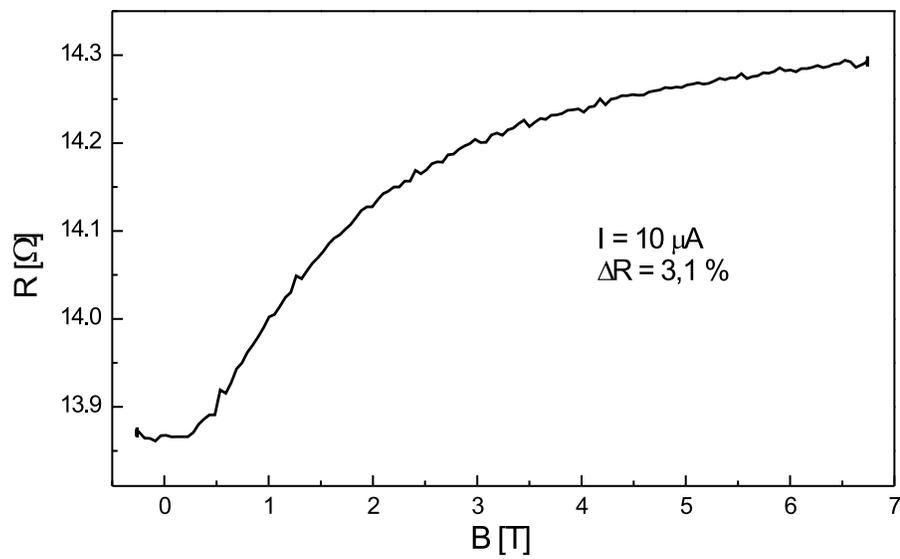


Abbildung 5.13: Positiver Magnetowiderstand einer LMR-Probe gemessen bei 4,2 K mit einer konstanten Stromstärke von 10 μA .

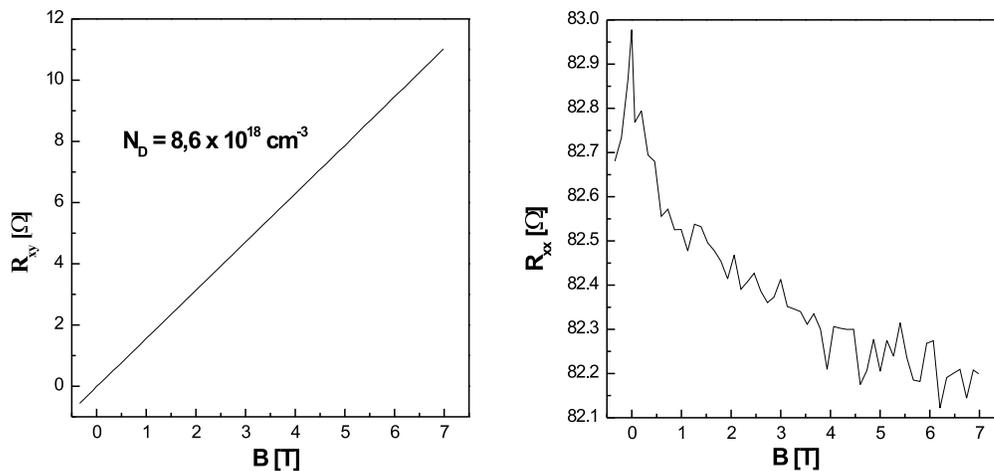


Abbildung 5.14: Links: Hall-Widerstandsmessung bei 4,2 K an einer $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ -Schicht mit einer Dotierung von $8,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Rechts: Magnetowiderstand dieser Schicht gemessen in Vierpunktconfiguration bei 4,2 K.

um die Kontaktwiderstände vernachlässigen zu können. Der Widerstand ändert sich bei steigendem Magnetfeld nur wenig. Es ist ein negativer Magnetowiderstand von etwa einem Prozent messbar. Der gemessene Magnetowiderstand der LMR-Probe kann also seine Ursache nicht in intrinsischen Eigenschaften der NMS-Schicht haben.

In Abbildung 5.15 sind die entsprechenden Messungen für die DMS-Schicht gezeigt. Die Ladungsträgerkonzentration wurde zu $4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Die Beweglichkeit der Elektronen in der Schicht liegt bei etwa $206 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Bei allen für diese Experimente untersuchten $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ - bzw. $\text{Be}_x\text{Zn}_{1-x}\text{Se}$ -Schichten wurde eine Beweglichkeit von etwa $200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ gemessen.

Für die $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,909}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$ -Schicht ergibt sich ein negativer Magnetowiderstand von etwa zwei Prozent. Auch hier wurde eine Vierpunktmessung durchgeführt. Offensichtlich kann auch die DMS-Schicht alleine nicht den positiven Magnetowiderstand der LMR-Probe verursachen.

Eine weitere denkbare Ursache für die gemessenen Effekte könnte im Bandverlauf der LMR-Probe oder in der verwendeten Probengeometrie liegen. Um dies auszuschließen, wurde eine unmagnetische Referenzstruktur hergestellt und vermessen. Ihr Aufbau entspricht dem der LMR-Probe. Lediglich die $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,90}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$ -Schicht wurde durch eine $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,95}\text{Se}$ -Schicht mit gleicher Dotierung ersetzt. Der resultierende Bandverlauf ist nahezu identisch mit der LMR-Probe. Die Prozessierung erfolgte analog zu den LMR-Proben. In Abbildung 5.16 ist das Ergebnis der Magnetowiderstandsmessung dar-

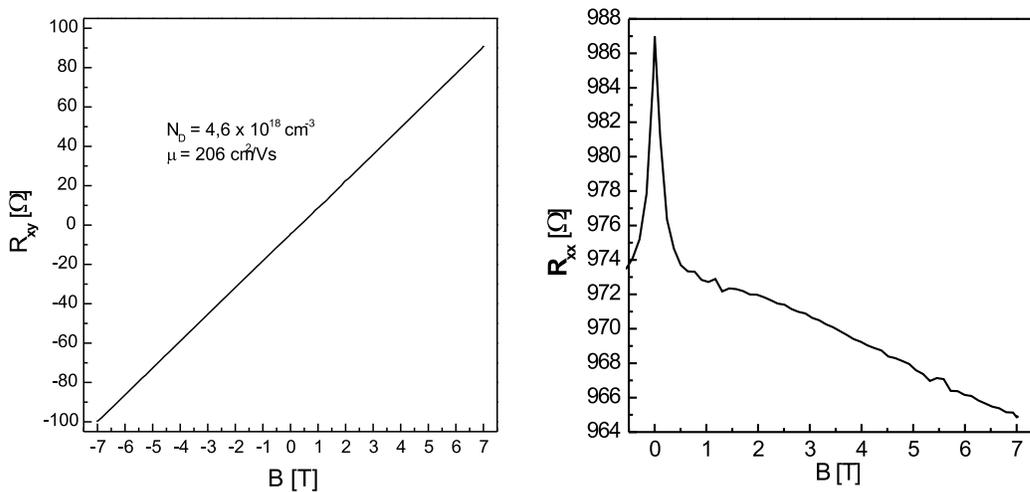


Abbildung 5.15: Links: Hallwiderstandsmessung bei 4,2 K an einer $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,90}\text{Mn}_{0,05}\text{Se}$ -Schicht mit einer Dotierung von $4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Rechts: Magnetowiderstand dieser Schicht gemessen in Vierpunktconfiguration bei 4,2 K.

gestellt.

Der Widerstand sinkt mit steigendem Magnetfeld unwesentlich um etwa 0,5 %. Die verwendete Probengeometrie und der Bandverlauf in der Struktur können also auch als Ursache ausgeschlossen werden. Daher kann der gemessene positive Magnetowiderstand der LMR-Proben eindeutig der Wechselwirkung mit der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht zugeschrieben werden.

Neuere Messungen, die von Frank Lehmann durchgeführt wurden, zeigen allerdings, dass die hier gemessenen Effekte wohl aus dem Zusammenspiel der $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht mit dem Metallkontakt stammen.

So verändert sich die absolute Größe des positiven Magnetowiderstands, wenn die Kontakte verändert werden. In einem Experiment wurden die *in situ* aufgebrachte Aluminiumschicht nasschemisch entfernt und *ex situ* ein Titan-Gold-Kontakt aufgebracht. Diese Materialkombination bildet zwar ebenfalls ohmsche Kontakte zu ZnSe, die Kontaktwiderstände streuen jedoch sehr stark und sind mindestens um eine Größenordnung höher als die *in situ*-Kontakte. Der Gesamtwiderstand des Bauteils erhöhte sich dementsprechend stark. Der Magnetowiderstand stieg jedoch ebenso an. Die prozentuale Änderung des Widerstands blieb erhalten. Liegt der Ursprung des positiven Magnetowiderstands jedoch in der Injektion spinpolarisierter Elektronen in den unmagnetischen Halbleiter zwischen den Kontaktpads, so sollte die absolute Widerstandsänderung konstant bleiben.

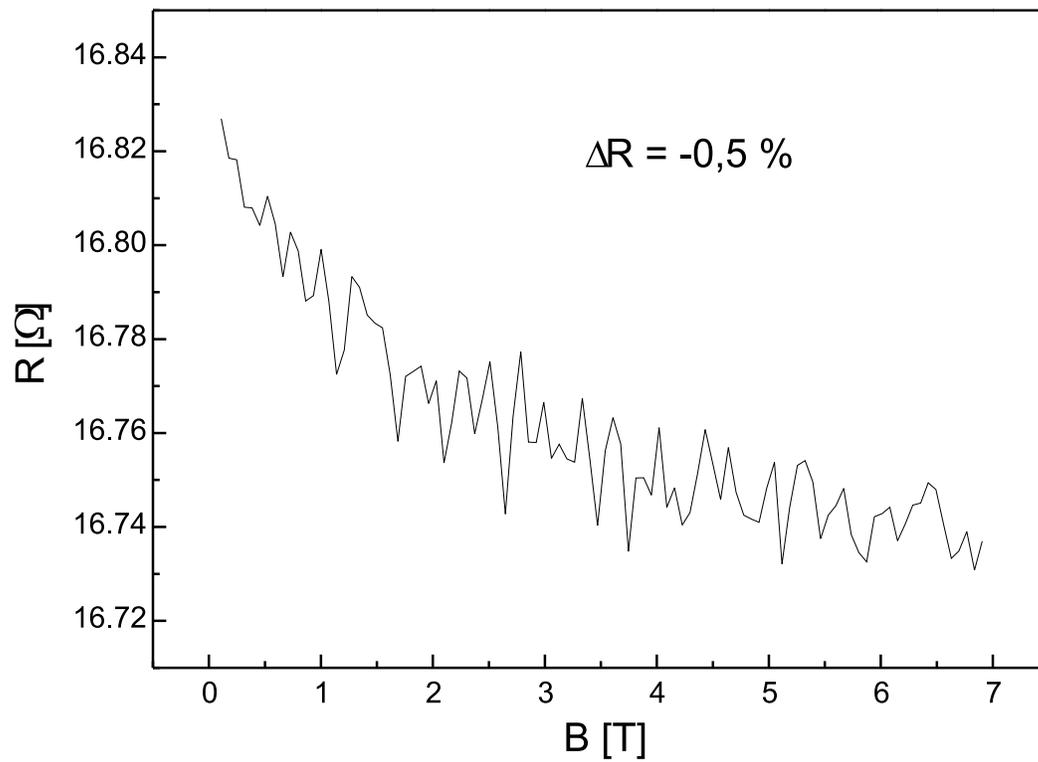


Abbildung 5.16: Magnetowiderstand einer unmagnetischen Referenzprobe mit einem zur LMR-Probe analogen Bandverlauf bestehend aus $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,95}\text{Se}$ und $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$.

Diese kann nur maximal der Widerstand der Halbleiterschicht zwischen den Kontakten sein.

Ein weiteres deutliches Indiz für die Herkunft des LMR-Effekts aus der Wechselwirkung mit dem Kontakt sind Ergebnisse von Zweipunktmessungen an $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Hallproben. Auch hier kann der positive Magnetowiderstand beobachtet werden. Aus den Ergebnissen an mehreren Proben mit unterschiedlichen Designs kann eine Abschätzung der Spin-Flip-Länge in der ZnSe-Kontaktschicht getroffen werden. Hierzu wurden Proben untersucht, die

- keine ZnSe-Kontaktschicht zwischen dem DMS und der Aluminiumschicht hatten,
- eine 30 nm dicke ZnSe-Kontaktschicht hatten sowie
- eine 100 nm dicke ZnSe-Kontaktschicht hatten.

An den Proben ohne ZnSe-Kontaktschicht konnte ein deutlicher positiver Magnetowiderstand gemessen werden. Auch bildet sich eine hochohmige Kontaktschicht unter dem Metallkontakt in welcher der LMR-Effekt auftritt.

Auch mit einer 30 nm dicken ZnSe-Kontaktschicht tritt der positive Magnetowiderstand auf. Ein quantitativer Vergleich ist wegen der unterschiedlichen Materialien jedoch nicht zulässig.

Bei den Proben mit einer 100 nm dicken ZnSe-Kontaktschicht ist kein positiver Magnetowiderstand beobachtbar. Dies bedeutet, dass die Spin-Flip-Länge in der ZnSe-Schicht deutlich kleiner als 100 nm jedoch größer als mindestens 10 nm sein muss. Die Spin-Flip-Länge im ZnSe ist also vergleichbar mit der Spin-Flip-Länge des DMS, die aus den Experimenten mit den Spin-LEDs bestimmt wurde, wenn auf ein verschwindendes Magnetfeld extrapoliert wird 4.9. Hierfür ergibt sich ein Wert von etwa 20-25 nm.

Modelle, die für den Transport über Tunnelbarrieren einen spinabhängigen Grenzflächenwiderstand vorhersagen [Kra03], können hier nicht angewendet werden. In den Transportuntersuchungen wurden ausschließlich ohmsche Kennlinien für die Zweipunkt-widerstände gemessen. Es sind also keine Tunnelbarrieren in der Struktur.

Für einen Nachweis der elektrischen Spininjektion von einem DMS in einen NMS muss das Probendesign also verändert werden. Aus den dargestellten Resultaten ergeben sich folgende Anforderungen:

- Die hochdotierte ZnSe-Kontaktschicht muss deutlich dicker als 100 nm werden.
- Die NMS-Schicht muss den Widerstand des Gesamtbauteils dominieren. Nur so kann der Effekt eindeutig nachgewiesen werden. Hierfür muss entweder die Leitfähigkeit der Schicht reduziert oder die Größe der NMS-DMS-Grenzfläche verringert werden.
- Um eine qualitative Auswertung zu ermöglichen, muss in einer Vierpunkt-konfiguration gemessen werden. Hierdurch werden die teilweise stark schwankenden Kontaktwiderstände umgangen.

5.4 Zusammenfassung LMR-Effekt

In den hier vorgestellten Experimenten sollte auf der Basis des beschriebenen Widerstandsmodell der Nachweis der Injektion spinpolarisierter Elektronen in einen Halbleiter in Transportexperimenten erfolgen. Es wurde wie erwartet ein deutlicher positiver Magnetowiderstand der Heterostrukturen festgestellt. Dieser ist nicht auf die verwendeten Materialien oder die Geometrie der Proben zurückzuführen.

Dieser LMR-Effekt scheint jedoch nicht an der NMS-DMS-Grenzfläche sondern zwischen dem DMS und dem Metall-Halbleiter-Kontakt aufzutreten.

Es konnte eine Abschätzung der Spin-Flip-Länge in ZnSe getroffen werden. Sie liegt zwischen 10 und 100 nm. Aufbauend auf die experimentellen Ergebnisse wurden Anregungen für das Design von Proben zur Beobachtung des LMR-Effekts entwickelt.

Kapitel 6

Spininjektion in InAs

In diesem Kapitel werden Experimente vorgestellt, die den Nachweis der Spininjektion in InAs zum Ziel haben. Der Nachweis soll zum Einen in Transportexperimenten und zum Anderen auf optischem Wege geführt werden. Die Arbeit an diesem Thema ist Teil eines internationalen Forschungsvorhaben zur Erforschung spinabhängiger Phänomene in den sogenannten 6,1 Å Halbleitern, welches vom "DARPA Spins Program" finanziert wurde.

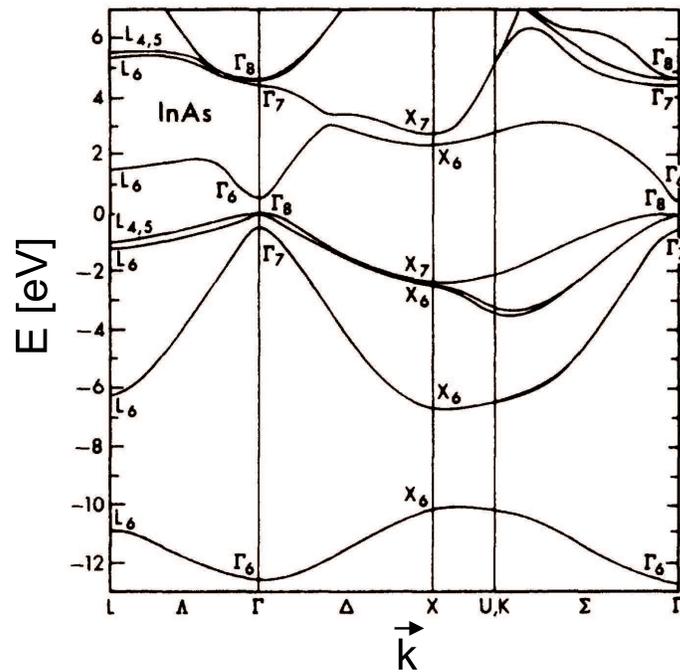


Abbildung 6.1: Bandstruktur von InAs berechnet mit einer nicht-lokalen Pseudopotentialmethode [Che76]

6.1 Eigenschaften von InAs

InAs ist ein III-V-Halbleiter, der in der Zinkblendestruktur kristallisiert. Die Gitterkonstante von InAs beträgt $6,0583 \text{ \AA}$ [LB99]. In Abbildung 6.1 ist die Bandstruktur von InAs, berechnet mit einer nicht-lokalen Pseudopotentialmethode, abgebildet [Che76]. InAs ist ein Halbleiter mit einer direkten Bandlücke von $0,418 \text{ eV}$ bei $4,2 \text{ K}$ [Ada68]. Es zeichnet sich durch eine sehr hohe intrinsische Elektronenbeweglichkeit aus. In sehr reinen Volumenproben sind Elektronenbeweglichkeiten von bis zu $1 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ beobachtet worden [Rod75].

Eine weitere interessante Eigenschaft von InAs ist die sehr geringe effektive Masse der Elektronen von $0,023 m_e$ [LB99]. Bemerkenswert ist auch das Auftreten von Bandverbiegungen an Grenz- und Oberflächen von InAs. Durch diese Bandverbiegungen wird die Leitungsbandunterkante unter das Fermi-niveau abgesenkt. Daher bildet sich dort ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) aus [Ols96]. Dies gilt auch für nominell undotierte oder sogar p-dotierte InAs-Schichten. Wegen der daraus resultierenden hohen Elektronendichte an der Oberfläche wird InAs insbesondere für Spininjektionsexperimente mit ferromagnetischen Metallkontakten verwendet, da sehr gute ohmsche Metall-Halbleiter-Kontakte präparierbar sein sollten [Ham02].

Der Hauptgrund für das Interesse an InAs für Spininjektionsexperimente liegt jedoch in der starken Spin-Bahn-Kopplung in diesem Material. Dies macht es zu einem Modellsystem für die Untersuchung neuer spinabhängiger Effekte [Byc84, Ede90, Hir99].

6.2 Die n-Dotierung von (Cd,Mn)Se

Wie bereits in Kapitel 3.2.1 dargestellt, ist (Cd,Mn)Se wegen der sehr ähnlichen Gitterkonstanten das am besten geeignete semimagnetische II-VI-Halbleitermaterial für Spininjektionsexperimente in InAs. Hierfür sind n-dotierte $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten nötig. Über die Dotierbarkeit von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ insbesondere in Abhängigkeit vom Mangengehalt gibt es jedoch nur sehr wenig Erfahrungen. Die Dotierung von (Cd,Mn)Se bestimmt jedoch den Magnetowiderstand und auch die Kontaktierbarkeit des Halbleiters durch Metallkontakte. Daher sollen hier die Ergebnisse aus dieser Arbeit aufgezeigt werden.

6.2.1 Das Etch-CV-Verfahren

Für die Messung der Dotierung wird häufig das sogenannte *Etch-CV*-Verfahren verwendet. Hierbei wird die Kapazität einer Verarmungszone an der Halbleiteroberfläche in Abhängigkeit von der Spannung gemessen und daraus die Ladungsträgerkonzentration im Halbleiter bestimmt. Die Verarmungszone bildet sich aus, wenn die Oberfläche eines Halbleiters mit einem Material kontaktiert wird, das eine von der Elektronenaffinität des Halbleiters abweichende Austrittsarbeit hat. Als Kontaktmaterial wird bei diesem Verfah-

ren eine Elektrolytlösung verwendet. Sie wird so gewählt, dass sich ein Schottky-Kontakt zwischen der Elektrolytlösung und dem Halbleiter ausbildet. Zusätzlich ätzt sich diese Lösung unter Stromfluss in den Halbleiter hinein. Über das Faraday-Gesetz kann die Ätztiefe bestimmt werden. Die C-V-Messung wird bei verschiedenen Ätztiefen wiederholt und es kann ein Dotierprofil einer Probe ausgemessen werden [Web89].

Dieses Verfahren wird mit einem Biorad PN 4300 Semiconductor Profiler normalerweise zur Kalibrierung der Dotierung sowohl der III-V- als auch der II-VI-Materialien angewendet. Für CdSe konnte jedoch für keine der gängigen Elektrolytlösungen ein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt werden. Die Lösungen bilden zwar einen Schottky-Kontakt mit dem CdSe, jedoch kann nicht in das CdSe hineingätzt werden. In Tabelle 6.1 sind die getesteten Elektrolytlösungen aufgeführt.

Ätze	Kommentar
1 M Na ₂ OH + 1 M Na ₂ SO ₃	Standardätze für ZnSe und GaAs; Ätzt CdSe nicht.
1 M Na ₂ OH + 2 M Na ₂ SO ₃	Scheint CdSe zu ätzen, das gelöste Selen setzt sich jedoch wieder auf dem CdSe ab.
1 M Na ₂ SO ₄ pH=7	Ätzt CdSe nicht.
1 M Na ₂ OH + 1 M Na ₂ SO ₃ + 1 M Na ₂ SO ₄	Ätzt CdSe nicht; Kristallite bilden sich in der Lösung.
0,2 M K ₄ Fe(CN) ₆ + 0,01 M K ₃ Fe(CN) ₆ + 0,1 M KOH	Ätzt CdSe nicht; Eisen lagert sich auf dem CdSe ab.
1 M Na ₂ OH + 2 M Na ₂ SO ₃ + KCN	KCN sollte das überschüssige Selen lösen, konnte aber aus Sicherheitsgründen nicht getestet werden.

Tabelle 6.1: *Verschiedene zumeist getestete Elektrolytlösungen für Etch-CV-Messungen an CdSe nach [Tie00].*

6.2.2 Hall-Messungen an Cd_{1-x}Mn_xSe

Die Dotierung von Cd_{1-x}Mn_xSe-Schichten kann aus den im vorherigen Abschnitt dargestellten Gründen nur über die Ausnutzung des Hall-Effekts in Transportmessungen bestimmt werden. Wie bereits in Kapitel 3.2.2 angedeutet, ist es für solche Messungen notwendig, dass der Transport nur durch die zu untersuchende Schicht stattfindet. Wegen der

geringen Bandlücke und der Bildung eines zweidimensionalen Elektronengases an den Grenz- und Oberflächen von InAs ist dieses Material für Hall-Messungen als Substrat sehr ungeeignet. Daher wurden die $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten hierfür auf GaAs-Substrate gewachsen, die zunächst mit einem $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Puffer versehen wurden. Durch die Beimischung von 35 % Aluminium zu GaSb wird sichergestellt, dass bei tiefen Temperaturen kein Transport durch diese Schicht stattfinden kann. Dies wurde durch Transportmessungen überprüft. Bei Raumtemperatur isoliert dieses Material nicht. Es ist intrinsisch p-leitend.

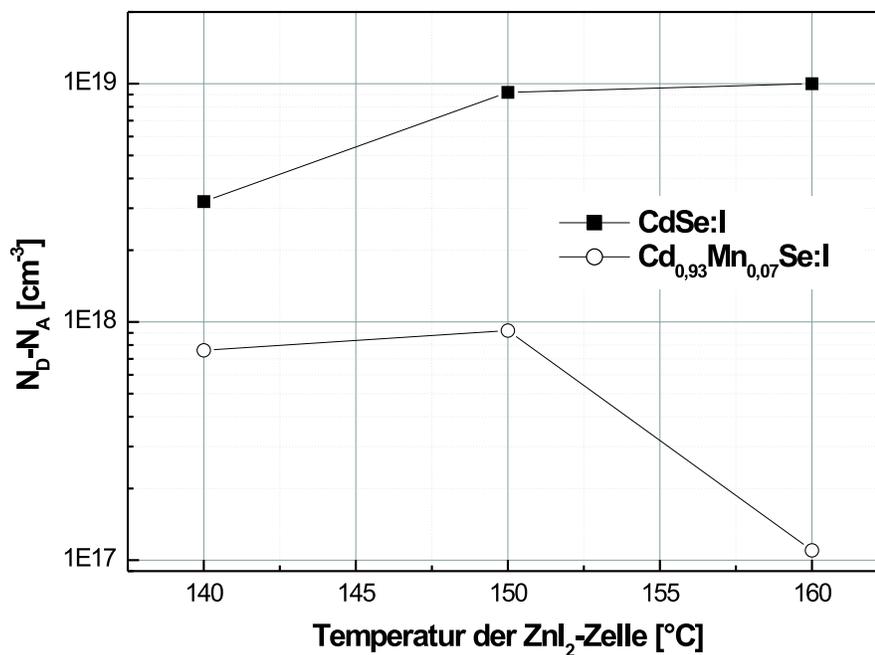


Abbildung 6.2: Dotierung von CdSe und $\text{Cd}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{Se}$ in Abhängigkeit der Temperatur der ZnI_2 -Dotierzelle bestimmt durch Hall-Messungen bei 4,2 K.

In Abbildung 6.2 sind die Ergebnisse solcher Hall-Messungen für $\text{Cd}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{Se}$ und CdSe dargestellt. Für die CdSe -Schichten steigt die Dotierung exponentiell mit der Temperatur der Dotierzelle an. Dieser Anstieg entspricht der Dampfdruckkurve des Dotiermaterials. In der Nähe der maximalen Dotierkonzentration von etwa $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ verlangsamt sich der Anstieg wegen zunehmender Selbstkompensation der Dotierung durch den Einbau von Defekten.

Für $\text{Cd}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{Se}$ ergibt sich bei ansonsten identischen Wachstumsparametern eine deutlich niedrigere Dotierung durch den Manganeinbau. Die maximale Dotierung sinkt auf etwa ein Zehntel des Wertes von CdSe ab. Bei den verwendeten Temperaturen der ZnI_2 -Zelle spielt Kompensation bereits eine sehr große Rolle. Dies zeigt sich im langsameren Anstieg der Dotierung mit der Temperatur. Für 160°C sinkt die effektive Ladungsträgerkonzentration auf $1,1 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ drastisch ab. Obwohl dieser Wert unter dem Metall-Isolator-Übergang (Mott-Übergang) für dieses Material liegt, frieren die Ladungsträger nicht aus. Der Mott-Übergang für diese Mangankonzentration sollte bei etwa $4 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ stattfinden [Sha86]. Für $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ ist die kritische Ladungsträgerkonzentration abhängig von der Mangankonzentration und steigt mit steigendem Mangangehalt.

6.2.3 Der Magnetowiderstand von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$

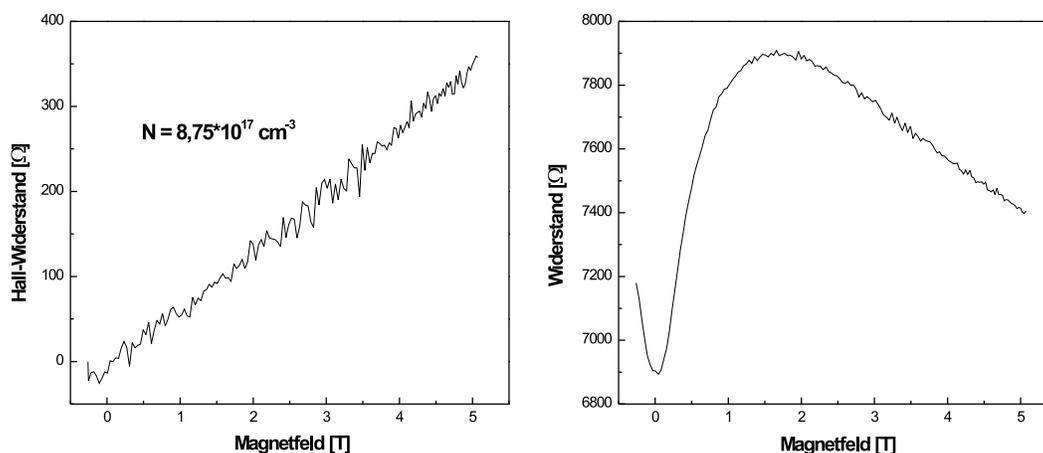


Abbildung 6.3: Hall-Widerstand (links) und longitudinaler Magnetowiderstand (rechts) einer $\text{Cd}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{Se}$ -Schicht gemessen bei $4,2\text{ K}$. Die effektive Ladungsträgerkonzentration beträgt $8,75 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$.

In Abbildung 6.3 ist der Hall-Widerstand und der longitudinale Magnetowiderstand einer 170 nm dicken $\text{Cd}_{0,93}\text{Mn}_{0,07}\text{Se}$ -Schicht dargestellt. Die Ladungsträgerkonzentration der Schicht wurde zu $8,75 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Dies ist oberhalb der Mott-Grenze.

Der longitudinale Widerstand ändert sich sehr stark durch ein äußeres Magnetfeld. Ohne äußeres Feld hat die Probe einen Widerstand von etwa $6,9\text{ k}\Omega$. Der Widerstand steigt schnell bis auf $7,9\text{ k}\Omega$ bei $1,7\text{ T}$ an. Dies entspricht einer Erhöhung von etwa

15 % des Nullfeldwiderstands. Bei höheren Magnetfeldern sinkt der Widerstand wieder deutlich ab bis auf 7,4 k Ω bei 5 T. Der starke positive Magnetowiderstand bei niedrigen Feldern ist vermutlich auf die Aufspaltung des Leitungsbandes durch die $sp - d$ -Austauschwechselwirkung zurückzuführen. Das Absinken des Widerstands bei höheren Feldern kann durch einen Anstieg der Elektronenbeweglichkeit der Majoritätsspins erklärt werden [Sha90].

Wie in Kapitel 5.1 dargestellt wurde, wird bei Transportexperimenten eine Erhöhung des Widerstands des Bauteils durch Spininjektionseffekte erwartet. Wird eine (Cd,Mn)Se-Schicht mit einem positiven Magnetowiderstand in dem Bauteil verwendet, ist ein Nachweis der Spininjektion nur schwer zu führen. Vorteilhaft wäre ein negativer Magnetowiderstand der $Cd_{1-x}Mn_xSe$ -Schicht, da dann ein positiver Magnetowiderstand des Bauelements eindeutiger der Injektion spinpolarisierter Elektronen zugeordnet werden könnte. Da mit zunehmender Ladungsträgerkonzentration ein geringerer positiver Magnetowiderstand der $Cd_{1-x}Mn_xSe$ -Schichten zu erwarten ist [Sha86], wurden Schichten mit höherer Dotierung untersucht. Dies ist nur bei niedrigeren Mangankonzentrationen möglich. Daher wurden Schichten mit einem Mangananteil von 2 % gewachsen.

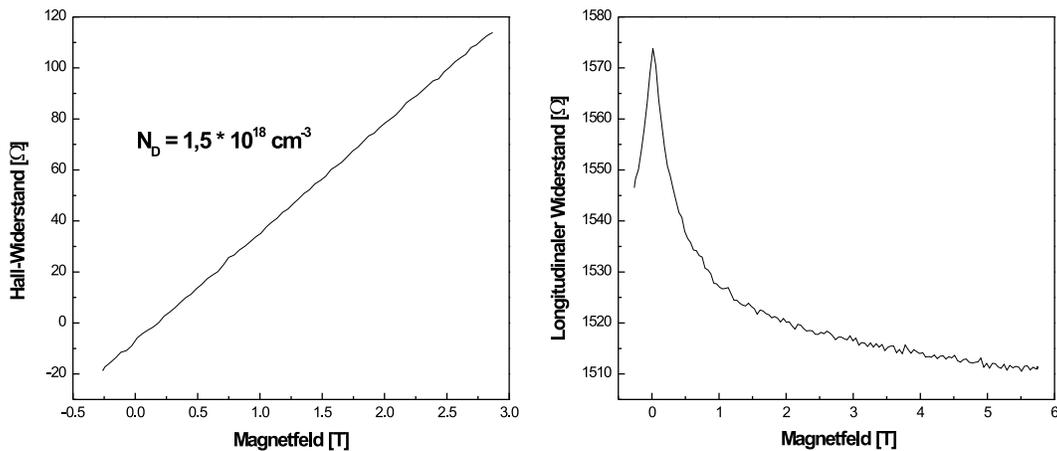


Abbildung 6.4: Hall-Widerstand (links) und longitudinaler Magnetowiderstand (rechts) einer $Cd_{0,98}Mn_{0,02}Se$ -Schicht gemessen bei 4,2 K. Die effektive Ladungsträgerkonzentration beträgt $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Die Ergebnisse der Hall-Messungen an einer solchen Probe sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die $Cd_{0,98}Mn_{0,02}Se$ -Schicht ist 200 nm dick und die Ladungsträgerkonzentration beträgt $1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Dieser Wert ist etwa doppelt so hoch wie die maximale Dotierung der $Cd_{0,93}Mn_{0,07}Se$ -Schichten. Auch für den longitudinalen Widerstand ergibt sich

ein deutlich verändertes Bild. Der Widerstand sinkt von 1574Ω ohne äußeres Magnetfeld schnell auf 1511Ω bei 5 T ab. Dies entspricht einem Abfall um etwa 4,2 %. Durch geeignete Wahl des Mangengehaltes der $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten kann also ein negativer Magnetowiderstand erreicht werden.

6.3 Transportexperimente an InAs

Hier werden Experimente zum Nachweis der Spininjektion in InAs mittels $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ auf elektrischem Wege dargestellt. Das grundsätzliche Konzept dieser Experimente besteht in der direkten Injektion der spinpolarisierten Elektronen in ein zweidimensionales Elektronengas.

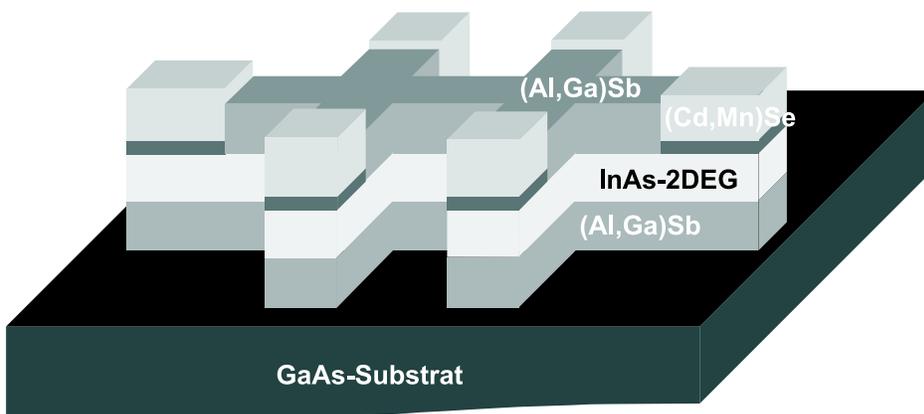


Abbildung 6.5: Aufbau einer Probe für Spininjektionsexperimente, in denen spinpolarisierte Elektronen direkt in das zweidimensionale Elektronengas injiziert werden sollen.

In Abbildung 6.5 ist der Aufbau einer solchen Probe dargestellt. Die Struktur des InAs-2DEG besteht im Wesentlichen aus einem InAs-Quantentrog, der in $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ -Barrieren eingebettet wird. In die obere $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ -Barriere werden die Löcher für die Kontakte geätzt. In diese Löcher in der $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ -Schicht wird anschließend das $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ gewachsen.

6.3.1 Das Wachstum der InAs-2DEGs

Als ersten Schritt zur Realisierung solcher Strukturen wurden InAs-2DEGs mit hoher Elektronenbeweglichkeit hergestellt. Diese ist nötig, um eine höhere freie Weglänge der Elektronen als die Abmessungen des Bauelements zu erreichen. Nur so kann eine Relaxation der Spins zwischen den Kontakten vernachlässigt werden.

Die InAs-2DEGs werden auf GaAs-Substraten gewachsen. Ebenso wie bei den Proben für Hall-Messungen an $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten soll eine so die Parallellleitung durch das Substrat verhindert werden. Wegen der großen Gitterfehlpassung wird eine hohe Zahl an Stapelfehlern in die Probe eingebaut. Durch geeignete Schichtfolgen kann die Stapelfehlerdichte jedoch reduziert werden.

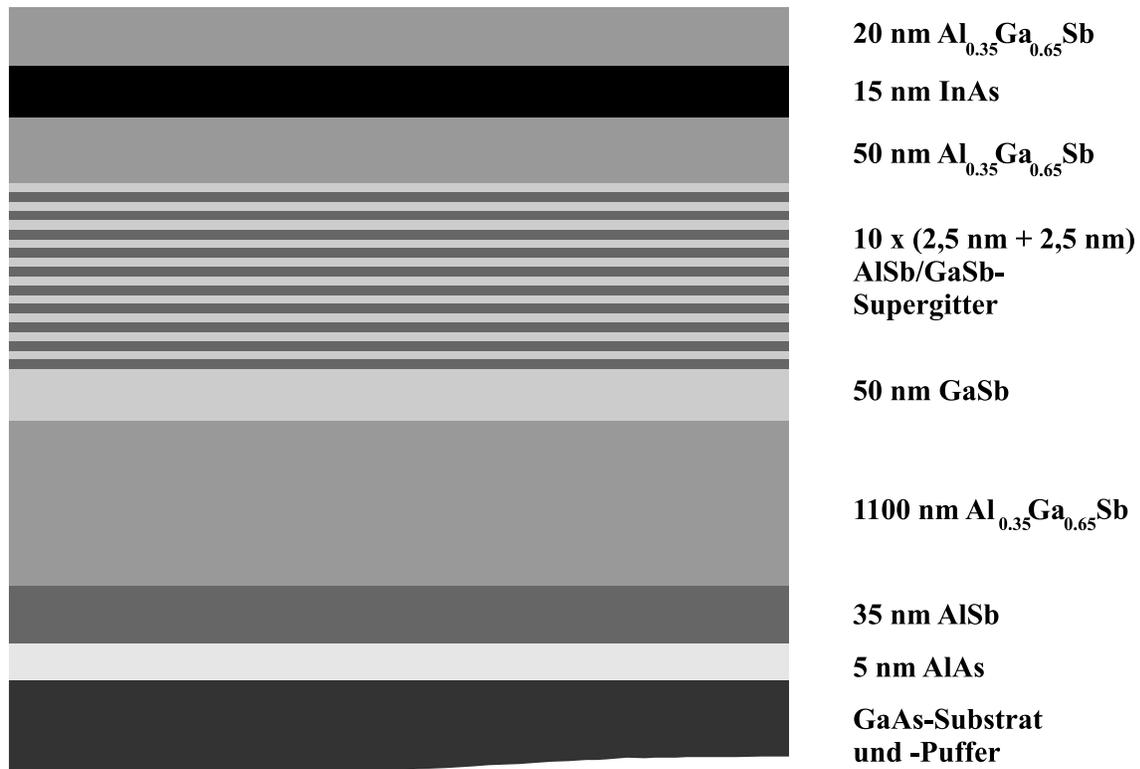


Abbildung 6.6: Schichtfolge einer InAs-2DEG-Probe.

Zunächst wird auf dem GaAs-Substrat ein GaAs-Puffer gewachsen. Dies geschieht bei einer Substrattemperatur von 600°C . Anschließend wird eine 5 nm dicke AlAs-Schicht gewachsen. Daraufhin wird die Substrattemperatur auf 550°C abgesenkt. Während dieser Wachstumsunterbrechung wird die Probe einem Arsen-Fluss ausgesetzt, um eine Desorption des Arsens von der Oberfläche zu verhindern. Nun wird eine 35 nm dicke AlSb-Nukleationsschicht aufgewachsen. Dies soll ein schnelleres zweidimensionales Wachstum bewirken als bei einem Wachstumsstart mit GaSb [Sub89] und die Dichte von Schraubenversetzungen reduzieren [Qia97b]. Anschließend wird die Substrattemperatur weiter auf 480°C abgesenkt. Während der Wartezeit zur Stabilisierung der Substrattemperatur (etwa 5 Minuten) wird die Probe im Antimon-Fluss belassen, um eine Desorption von

Antimon zu verhindern. Bei dieser Substrattemperatur wird nun der Rest der Struktur gewachsen.

Es wird eine $1,1 \mu\text{m}$ dicke $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Schicht gewachsen. Hierdurch bildet sich eine glatte Oberfläche. Die Gitterkonstante relaxiert hierbei vollständig auf die Gitterkonstante von $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$. Zur weiteren Glättung der Oberfläche wird eine 50 nm dicke GaSb-Schicht abgeschieden. Anschließend wird ein Übergitter mit 10 Perioden aus AlSb- und GaSb-Schichten gewachsen. Die Schichtdicke sowohl der GaSb- als auch der AlSb-Schichten beträgt jeweils $2,5 \text{ nm}$. Durch dieses Übergitter soll die Versetzungsdichte reduziert werden [Qia97a].

Die eigentliche 2DEG-Struktur besteht aus einem 15 nm dicken InAs-Quantentrog, der in zwei $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Barrieren eingebettet ist. Diese wird auf das AlSb/GaSb-Supergitter gewachsen. Die untere Barriere ist 50 nm dick und die obere Deckschicht ist 20 nm dick. Der Aufbau dieser Proben ist in Abbildung 6.6 graphisch dargestellt.

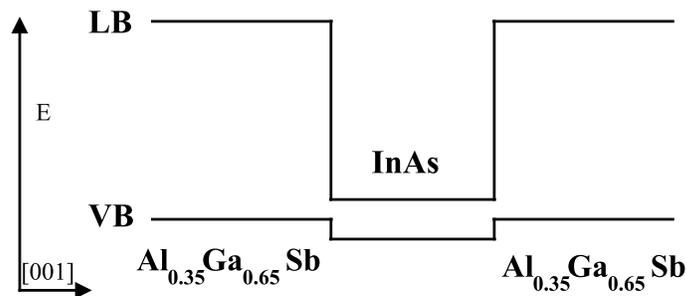


Abbildung 6.7: Stark vereinfachter Bandverlauf des InAs-Quantentroges in den $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Barrieren. Es sind keine Bandverbiegungen an den Grenzflächen berücksichtigt.

Für den InAs-Quantentrog ergibt sich der in Abbildung 6.7 stark vereinfacht dargestellte örtliche Verlauf von Leitungs- und Valenzband. Zwischen dem InAs und dem $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ bildet sich ein Typ II Bandübergang aus. Das bedeutet, dass sowohl das Leitungs- als auch das Valenzband von InAs energetisch unter dem des $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ liegt. Die Leitungsbandunterkante des InAs wird dadurch unter das Fermi-niveau gezogen. Hierdurch sind im InAs-Quantentrog auch ohne Dotierung immer freie Ladungsträger.

Um hohe Elektronenbeweglichkeiten im Quantentrog zu erreichen, muss besonderes Augenmerk auf die Grenzfläche zwischen den $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Barrieren und dem InAs-Quantentrog gerichtet werden. Dieser Übergang kann entweder über die Bildung von InSb- oder von (Al,Ga)As-Bindungen vollzogen werden. Hierbei ist eine InSb-Grenzfläche eindeutig vorzuziehen [Tut90]. Um dies zu erreichen, wurde die in Abbildung 6.8 dargestellte Sequenz zum Öffnen und Schließen der Zellen verwendet.

Nach dem Schliessen der Gallium- und Aluminiumverschlüsse bleibt die Probe noch für 5 Sekunden im Antimonfluss, um eine antimonreiche Oberfläche zu präparieren. An-

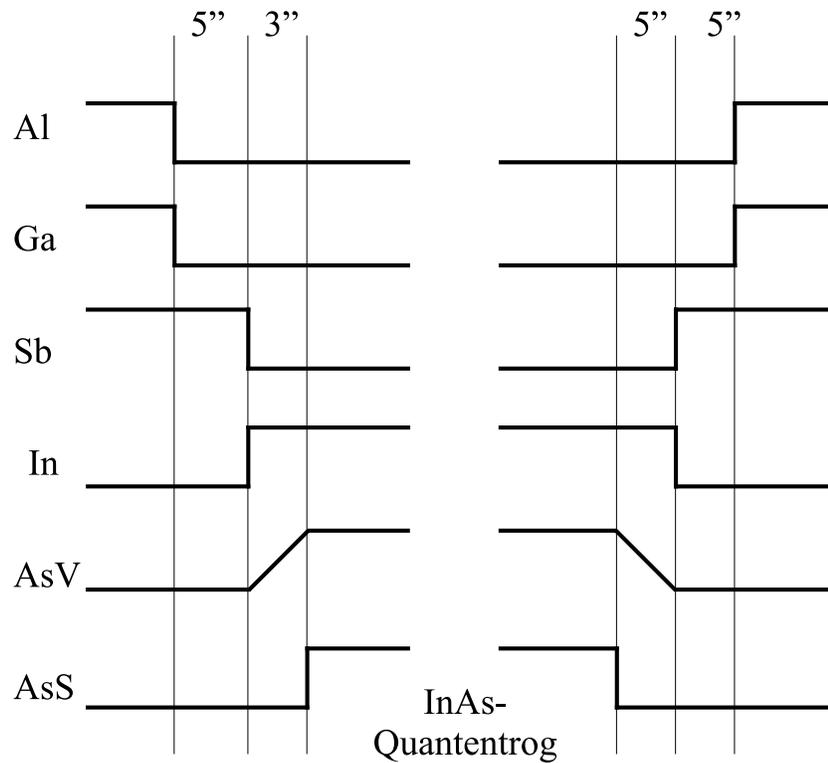


Abbildung 6.8: Verwendete Sequenz zum Öffnen und Schließen der Zellen an der Grenzfläche zwischen den $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Barrieren und dem InAs-Quantentrog zur Präparation einer InSb-Grenzfläche. AsV bedeutet die Stellung des Arsenventils der Crackerzelle und AsS steht für die Position des Verschußbleches vor der Zelle.

schließend wird das Antimonverschlußblech geschlossen und gleichzeitig das der Indiumzelle geöffnet. Hierdurch sollen die InSb-Bindungen gebildet werden. Gleichzeitig wird auch das Ventil der Arsencrackerzelle geöffnet. Dies dauert etwa 3 Sekunden. Nach Ablauf dieser Zeit wird das Verschlußblech der Arsenzelle geöffnet und der InAs-Quantentrog gewachsen.

Nach dem Wachstum des Quantentroges wird analog verfahren. Zuerst wird die Arsenzelle und das Ventil der Crackerzelle geschlossen. Wegen der Trägheit des Systems beim Abpumpen des hohen Arsenhintergrunddrucks wird hier im Vergleich zum Start des Quantentroges etwas länger gewartet (5 Sekunden), um eine indiumreiche Oberfläche zu erhalten. Nun wird wieder gleichzeitig die Indiumzelle geschlossen und die Antimonzelle geöffnet. Nach weiteren 5 Sekunden werden auch die Gallium- und Aluminiumzellenverschlüsse wieder geöffnet.

Für die Charakterisierung der Proben bezüglich ihrer Transporteigenschaften werden Hall-Strukturen hieraus präpariert. Hierfür wird die $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ -Schicht mit einer selektiven Ätze vollständig entfernt und die darunterliegende InAs-Schicht freigelegt. Als Ätze hierfür wird eine Mischung aus Kaliumdichromat und Schwefelsäure ¹ verwendet. Zur Verbesserung des Metall-Halbleiterkontakts wird zunächst eine Schwefelpassivierung der nun freiliegenden und somit oxidierten InAs-Oberfläche durchgeführt. Hierfür wird eine Lösung aus $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ und HNO_3 ² verwendet. In die so entstandenen *Löcher* in der $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{Sb}$ -Schicht wird anschließend der Metallkontakt aufgedampft. Es wird eine 10 nm dicke Haftschrift aus Titan und eine 150 nm dicke Goldschicht aufgedampft.

In Abbildung 6.9 sind die Ergebnisse von Transportmessungen an einer solchen Probe dargestellt. Die Shubnikov-de-Haas-Oszillationen des longitudinalen Widerstands sind ab Magnetfeldern von etwa 1 T sehr deutlich ausgeprägt. Bei höheren Magnetfeldern sinkt der longitudinale Widerstand zwischen den Maxima auf Null ab. Auch im Hall-Widerstand sind sehr deutlich die Hall-Plateaus erkennbar. Dies sind Beweise für die hohe Qualität dieser Probe. Die Beweglichkeit der Elektronen in dieser Probe beträgt $\mu_e = 1,6 \cdot 10^5 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ bei einer Elektronendichte von $n_e = 9,5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die sichtbare Aufspaltung der Shubnikov-de-Haas-Maxima bei Magnetfeldern ab 3,5 T hat ihre Ursache vermutlich in der Zeeman-Aufspaltung der Zustände im InAs-Quantentrog wegen des hohen negativen g-Faktor von etwa -12 bis -15 [Bro98].

6.3.2 Die Kontaktierung der 2DEGs mit (Cd,Mn)Se

Für die geplanten Spininjektionsexperimente soll das zweidimensionale Elektronengas nicht mit einem Metall kontaktiert werden, sondern mit einer $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht. Die hierfür verwendeten Prozesse sind sehr ähnlich, allerdings wird nach der Schwefelpassivierung der InAs-Schicht die Probe nicht mit Metall bedampft, sondern auf einen Sub-

¹30 g $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ + 300 ml H_2SO_4 + 600 ml H_2O

²1:10 verdünnte HNO_3 wird in 10:85 verdünntes $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ gegeben, bis der pH-Wert der Lösung 9,2 beträgt.

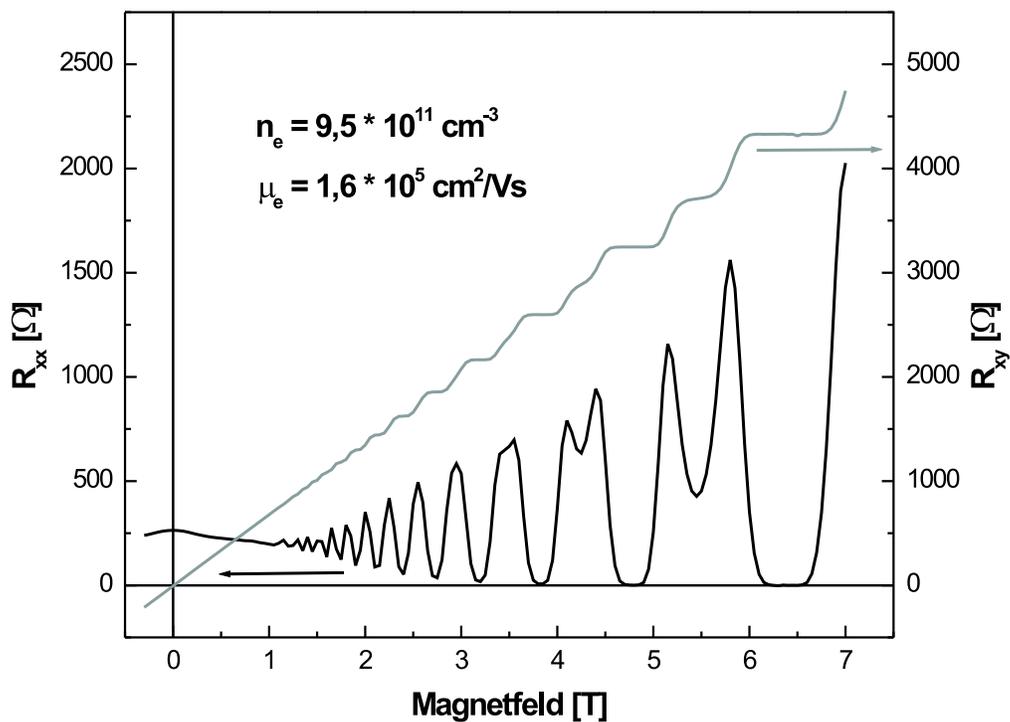


Abbildung 6.9: Ergebnisse von magnetfeldabhängigen Transportmessungen an einer InAs-2DEG-Struktur. Es ist der longitudinale Widerstand R_{xx} und der Hall-Widerstand R_{xy} aufgetragen. Die Messungen wurden bei 4,2 K durchgeführt.

strahalter aus Molybdän mit einem Indium-Gallium-Eutektikum aufgeklebt und in das MBE-System eingeschleust.

Anfangs wurde für die Schwefelpassivierung eine konzentriertere Lösung verwendet. Das $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ wurde hierbei nicht verdünnt, bevor die verdünnte Salpetersäure zugegeben wurde. Die Präparation der InAs-Substrate wurde so durchgeführt. Diese Lösung scheint allerdings das InAs anzuätzen. Im linken Bild von Abbildung 6.10 ist der freigelegte InAs-Quantentrog einer 2DEG-Probe nach der Schwefelpassivierung mit der konzentrierteren Lösung zu sehen. Auf großen Teilen der Probe ist die Deckschicht entfernt worden. Es ist anzunehmen, dass es sich bei der teilweise entfernten Schicht um den InAs-Quantentrog handelt.

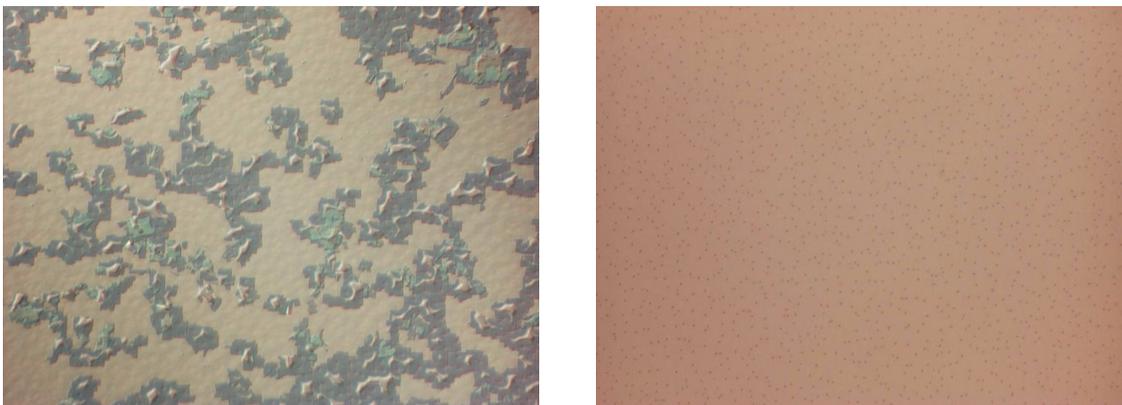


Abbildung 6.10: Aufnahmen eines freigelegten InAs-Quantentrogs einer 2DEG-Struktur nach der Schwefelpassivierung mit einer konzentrierten Lösung (links) und einer verdünnten Lösung (rechts). Die Bilder wurden mit einem Mikroskop mit Nomarski-Optik aufgenommen.

Auf dem rechten Bild ist die gleiche Probe zu sehen, die mit der verdünnten Lösung schwefelpassiviert wurde. Die InAs-Schicht ist nicht angeätzt. Die Punkte sind wahrscheinlich die Stellen, an denen die Versetzungen an die Oberfläche der Probe treten.

Eine so präparierte Probe wurde in das MBE-System eingeschleust und die Schwefelpassivierung bei einer Substrattemperatur von etwa 460°C entfernt. Anschließend wurde in der II/VI-Wachstumschamber bei einer Substrattemperatur von 300°C der 3 Monolagen dicke ZnTe-Puffer und bei 280°C eine dotierte CdSe-Schicht aufgewachsen. Die Probe wurde anschließend *in situ* mit einem Metallkontakt versehen und Proben für Transportexperimente hergestellt.

In diesen Experimenten konnte kein Transport durch den InAs-Quantentrog festgestellt werden. Wahrscheinlichste Ursache hierfür ist eine mögliche Diffusion des InAs bei den hohen Substrattemperaturen, die verwendet wurden, um die Schwefelpassivierung

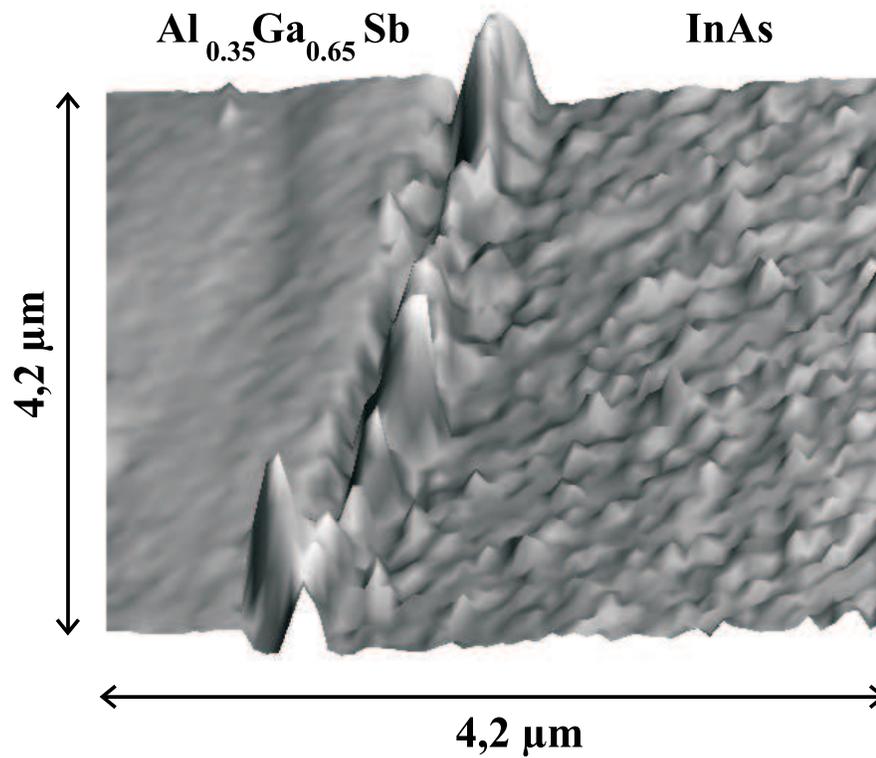


Abbildung 6.11: Rasterkraftmikroskopaufnahme (AFM) eines freigelegten InAs-Quantentrops einer 2DEG-Struktur nach der Schwefelpassivierung und anschließender thermischer Desorption des Schwefels in der GaAs-Kammer.

abzuheizen. Diese Vermutung wird durch Bilder, die mit einem AFM³ aufgenommen wurden, untermauert (siehe Abbildung 6.11). Sie zeigen eine sehr raue Oberfläche nach der thermischen Desorption des Schwefels von der Oberfläche. An der Kante zwischen dem freigelegten InAs-Quantentrog und der $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}$ -Barriere haben sich sogar bis zu 150 nm hohe Materialansammlungen gebildet, deren Ursprung noch nicht geklärt ist.

Weitere Experimente sind nötig und im Gange, um dieses Problem zu lösen. Ein Lösungsansatz ist, das II/VI-Material direkt auf der schwefelpassivierten InAs-Oberfläche zu wachsen. Hierunter würde zwar wahrscheinlich die strukturelle Qualität der (Cd,Mn)Se-Schicht leiden, aber durch die niedrigere Substrattemperatur, sollte die InAs-Diffusion reduziert werden.

Ein weiterer Ansatz ist, nach dem Abheizen der Schwefel-Passivierung eine wenige Nanometer dicke InAs-Schicht aufzuwachsen, die dann eine glattere Oberfläche bilden sollte.

6.4 Spininjektion in InAs-LEDs

Analog zu den Ergebnissen an den $\text{Be}_y\text{Zn}_{1-y-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -basierenden Spin-LEDs werden hier Experimente mit InAs-basierenden LEDs dargestellt. Hierdurch soll die Spininjektion von $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ in InAs auf optischem Wege nachgewiesen werden.

6.4.1 Der Aufbau der InAs-LEDs

Das Design einer geeigneten Leuchtdiode als Detektor ist jedoch ungleich schwieriger verglichen mit den GaAs-LEDs. Zum einen spielen wegen der geringen Bandlücke von InAs nichtstrahlende Rekombinationsmechanismen wie zum Beispiel Auger-Übergänge eine viel stärkere Rolle. Zum anderen stellt die Auswahl geeigneter Barrierenmaterialien ein großes Problem dar. Wegen des sehr tief liegenden Valenzbandes gibt es kein III-V-Material mit einer ähnlichen Gitterkonstante, welches effektive Barrieren für die Löcher in einem InAs-Quantentrog bilden würde. Dies ist in Abbildung 6.12 verdeutlicht. Das Valenzbandmaximum der III-V-Halbleiter mit ähnlicher Gitterkonstante wie InAs (GaSb, AlSb) liegt energetisch über dem von InAs. Diese Materialien sind als n-Barriere also ungeeignet.

Die III-V-Halbleiter, deren Valenzbandmaximum deutlich unter dem von InAs liegt, besitzen eine stark von InAs abweichende Gitterkonstante. Wegen der benötigten hohen Schichtdicken der Barriere wären nur Mischkristalle mit geringen Anteilen von Phosphor oder Arsen denkbar. Allerdings ist auch hier der resultierende Valenzbandoffset zwischen der Barriere und dem InAs-Quantentrog nur gering.

Aus diesen Gründen wurde von S. Ivanov vom Ioffe-Institut in St. Petersburg die Verwendung von (Cd,Mg)Se als n-Barriere für InAs-Laser vorgeschlagen [Iva01b, Iva01a].

³engl.: atomic force mikroskop - Rasterkraftmikroskop

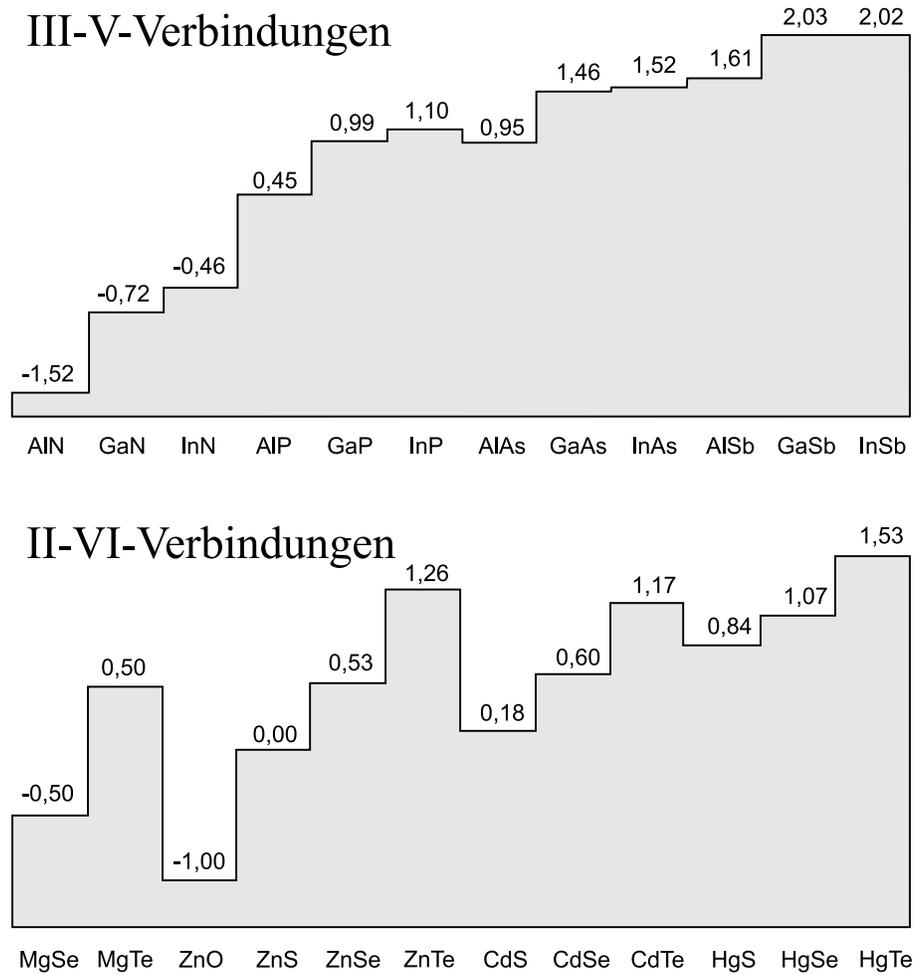


Abbildung 6.12: Berechnete Werte für die Lage des Valenzbandmaximums verschiedener II-VI- und III-V-Halbleitermaterialien relativ zu ZnS aus [Wei98].

CdSe hat einen großen Valenzbandoffset von $0,86 \pm 0,18$ eV zu InAs [Gle02]. Hierdurch wird der Einschluss der Löcher im Quantentrog gewährleistet. CdSe hat eine ähnliche Gitterkonstante wie InAs und kann durch Beimischung von Magnesium oder Mangan gitterangepasst wachsen werden.

Für die p-Barriere wird $(Al,Ga)(Sb,As)$ verwendet. Dieses Material kann ebenfalls gitterangepasst zu InAs wachsen werden. Es hat einen sehr hohen Leitungsbandoffset zu InAs von etwa 1,8 eV [Vur01]. So können auch die Elektronen nicht aus dem Quantentrog abfließen. Es ergibt sich ein stark asymmetrischer Bandverlauf der Leuchtdiode, der in Abbildung 6.13 vereinfacht dargestellt ist.

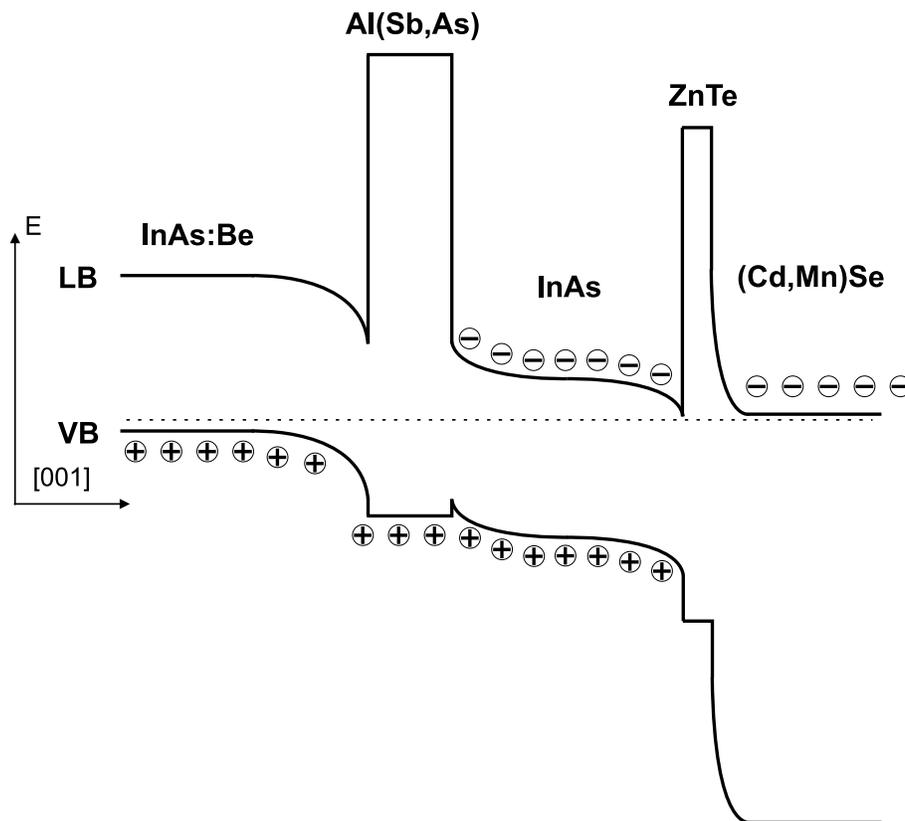


Abbildung 6.13: Schematischer Bandverlauf einer asymmetrischen InAs-Leuchtdiode mit $(Al,Ga)(Sb,As)$ - und $(Cd,Mn)Se$ -Barrieren.

Dieses Design hat im Vergleich zu den verwendeten GaAs-Leuchtdioden Vor- und Nachteile. Ein Vorteil ist, dass die spinpolarisierten Elektronen direkt in den Quantentrog injiziert werden. Es entfällt die Laufstrecke durch die n- $(Al,Ga)As$ -Barriere. Dies ist allerdings auch direkt ein Nachteil dieser Strukturen. Die Wellenfunktionen der Elektronen im Quantentrog werden nicht ausschließlich auf diesen beschränkt sein, sondern auch in die

Barrieren hineinreichen. Es wäre also möglich, dass durch den Überlapp der Wellenfunktionen mit den Manganionen eine Polarisation der Elektronen im Quantentrog erzeugt wird. Dies kann aber experimentell durch den Einbau einer unmagnetischen CdSe-Schicht zwischen dem Quantentrog und der $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht ausgeschlossen werden.

Ein eindeutiger Nachteil dieses Designs ist, dass eine der Grenzflächen des Quantentroges durch den Übergang zwischen InAs und ZnTe gebildet wird. Dies ist eine III-V/II-VI-Halbleitergrenzfläche, weshalb sie der Ausgangspunkt von vielen Versetzungen ist. Desweiteren wird die Rauigkeit der Grenzfläche höher als bei einem vergleichbaren Übergang zwischen zwei III-V-Halbleitern sein. Versetzungen und Rauigkeiten des Quantentroges erhöhen die Wahrscheinlichkeit von nichtstrahlender Rekombination von Ladungsträgern im Quantentrog und verringern so die Effizienz der Leuchtdiode.

6.4.2 Das MBE-Wachstum der InAs-LEDs

Das Wachstum der InAs-Leuchtdioden geschieht auf p-dotierten InAs-Substraten. So wird der Rückseitenkontakt durch das Substrat sichergestellt. Die Substrate sind mit Zink dotiert und haben eine Ladungsträgerkonzentration von etwa $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Sie werden vor dem Einschleusen in das MBE-System mit der bereits erwähnten Lösung aus $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ und HNO_3 ⁴ behandelt, um die Oxidschicht gegen eine Schwefelpassivierung auszutauschen.

Die Schwefelpassivierung wird in der III-V-Wachstumskammer bei einer Substrattemperatur von 500° C weggeheizt. Anschließend wird die Substrattemperatur auf 480° C unter Arsen-Fluss abgesenkt. Bei dieser Substrattemperatur wird zunächst ein InAs-Puffer gewachsen, der mit Beryllium p-dotiert wird. Die Ladungsträgerkonzentration in dieser Schicht beträgt ebenso wie beim Substrat etwa $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Anschließend wird eine 30 nm dicke $\text{AlSb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ -Schicht gewachsen. Diese Schicht stellte in den ersten Strukturen die p-Barriere dar. Sie wird ebenfalls mit Beryllium auf eine Ladungsträgerkonzentration von $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ p-dotiert.

Nun wird der 100 nm breite InAs-Quantentrog gewachsen. Bei dieser Breite sind kaum Quantisierungseffekte der Zustände im Quantentrog zu erwarten. Diese hohe Breite ist jedoch nötig, um eine für die geplanten Experimente ausreichende Lichtstärke zu erreichen. Erste Experimente mit einem nur 30 nm dicken Trog waren wegen der zu geringen Lichtausbeute nicht erfolgreich.

Die Probe wird nun unter Arsen-Fluss abgekühlt und in die II-VI-Kammer transferiert. Hier wird bei einer Substrattemperatur von 280° C der 3 Monolagen dicke ZnTe-Puffer und anschließend die 200 nm dicke $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht gewachsen. Für die Spininjektionsexperimente wurde eine Mangankonzentration von 2 % verwendet. Wegen der bereits erwähnten sinkenden Dotierbarkeit mit steigender Mangankonzentration, konnten keine Proben mit höherem Mangangehalt getestet werden. Die Ladungsträgerkonzentration in

⁴1:10 verdünnte HNO_3 wird in 10:85 verdünntes $(\text{NH}_4)_2\text{S}$ gegeben, bis der pH-Wert der Lösung 9,2 beträgt.

diesen Schichten lag bei etwa $1 - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Für die unmagnetischen Referenzproben wurde die (Cd,Mn)Se-Schicht durch eine ebenfalls 200 nm dicke CdSe-Schicht ersetzt. Die Dotierung dieser Schicht war entsprechend höher. Hier betrug die Ladungsträgerkonzentration etwa $1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Für die Kontaktierung der LED wurde auf allen Strukturen eine 30 nm dicke hoch dotierte CdSe-Schicht aufgewachsen, auf die in der Metallisierungskammer der *in situ* Metallkontakt aufgedampft wird. Hierfür wurde wieder ein Mehrschichtkontakt bestehend aus 10 nm Aluminium, 10 nm Titan und 30 nm Gold verwendet.

6.4.3 Messungen an den InAs-LEDs

In Abbildung 6.14 sind Strom-Spannungs-Kennlinien einer InAs-Leuchtdiode dargestellt. Sie wurden bei Raumtemperatur sowie bei einer Temperatur von etwa 20 K aufgenommen. Das Verhalten in Sperrrichtung entspricht nicht den Erwartungen an eine Leuchtdiode. Sollte der Strom erst oberhalb einer Durchbruchspannung deutlich ansteigen, so steigt er hier sehr schnell mit der Spannung an. Mögliche Erklärungen hierfür liegen in der niedrigen Bandlücke von InAs und der Ähnlichkeit des Designs zu einer Esaki-Diode [Esa58]. Hierdurch können Löcher von der p-Seite in freie Leitungsbandzustände auf der n-Seite tunneln. In Durchlassrichtung hingegen zeigt die Tieftemperaturkennlinie ein zu erwartendes Verhalten. Der Strom steigt ab einer Einsatzspannung annähernd linear mit der Spannung an.

Die optischen Messungen an den InAs-LEDs wurden von Christian Meining in der Gruppe von B. D. McCombe an der University at Buffalo durchgeführt. Hierfür wurde ein Heliumbadkryostat mit einem 10 T-Magneten verwendet. Er ist mit Spezialfenstern für die optische Spektroskopie mit Licht aus dem mittleren Infrarotbereich ausgestattet. Das von den Leuchtdioden emittierte Licht wurde mittels CaF_2 -Linsen fokussiert und in einem Fourier-Spektrometer mit einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten InSb-Detektor analysiert. Die Untersuchung der zirkularen Polarisierung des emittierten Lichts erfolgte über eine Kombination aus einem Linearpolarisator und einer wellenlängenverstellbaren Savart-Platte aus MgF_2 . Für alle Messungen wurden die LEDs gepulst betrieben, um durch die Verwendung von Lock-in-Verstärkern die Schwarzkörperstrahlung des Raumes zu unterdrücken.

In Abbildung 6.15 sind Spektren einer solchen LED dargestellt. Sie wurden bei verschiedenen Stromstärken und einer Temperatur von 2 K aufgenommen. Bei niedrigen Strömen ist ein sehr breites Maximum der Elektrolumineszenz bei etwa 340 meV zu sehen, welches auch bei höheren Stromstärken beobachtbar bleibt. Es scheint allerdings etwas in Richtung höherer Energien zu verschieben. Dieses Verhalten deutet auf einen räumlich-indirekten Übergang hin. Wahrscheinlichste Herkunft dieser Lumineszenz wäre die Rekombination von Elektronen, die an der InAs/CdSe-Grenzfläche lokalisiert sind, mit Löchern von der Al(Sb,As)/InAs-Grenzfläche. Durch die Bandverbiegungen bilden sich an den Grenzflächen Dreieckspotentiale, in dem sich quantisierte Zustände für die

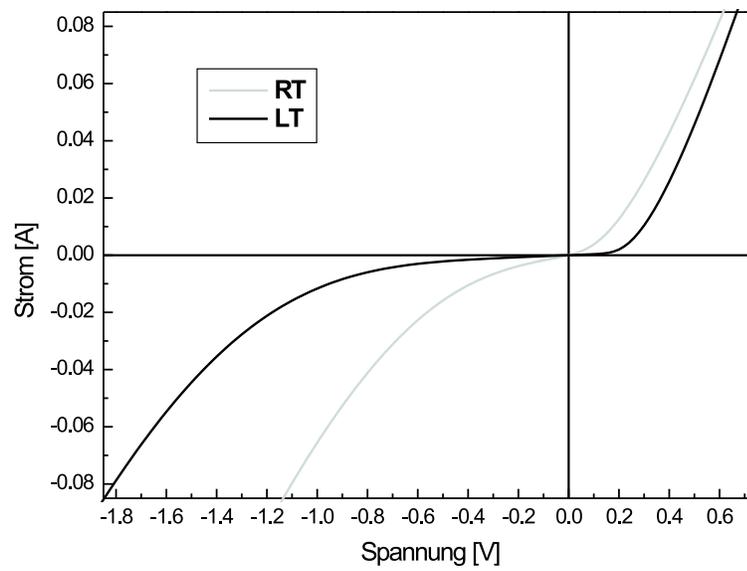


Abbildung 6.14: Strom-Spannungs-Kennlinien einer InAs-Leuchtdiode aufgenommen bei Raumtemperatur (RT) und bei etwa 20 K (LT) in einem Flusskryostaten mit Kaltkopf.

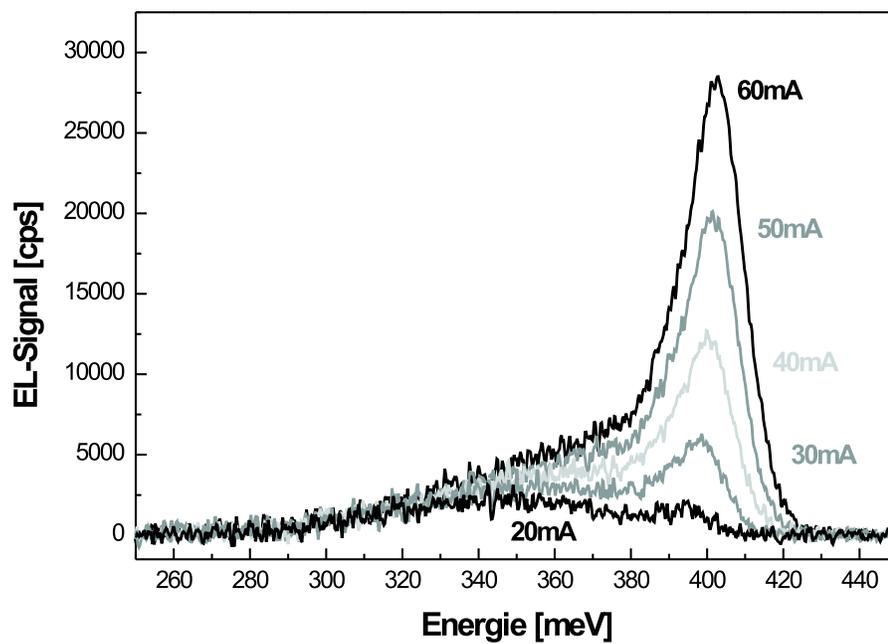


Abbildung 6.15: Elektrolumineszenzspektren einer InAs-LED mit einer CdSe-Schicht als n-Barriere bei verschiedenen Stromstärken aufgenommen bei einer Temperatur von 2 K.

Ladungsträger bilden. Durch den Überlapp der Wellenfunktionen ist eine Rekombination der Ladungsträger möglich. Die resultierende Lumineszenz hat eine hohe spektrale Breite und eine vergleichsweise geringe Intensität.

Ab einer Stromstärke von etwa 30 mA bildet sich ein vergleichsweise scharfes Maximum bei etwa 408 meV aus. Die Linienbreite beträgt etwa 20 meV. Dieses Signal stammt wahrscheinlich von der Rekombination von defektgebundenen Exzitonen im InAs-Quantentrog. Die Übergangsenergie liegt etwa 10 meV unter der Bandlücke von InAs. Diese Rotverschiebung ist auf die hohen Ladungsträgerdichten im Quantentrog beim Betrieb der Leuchtdiode (20 A cm^{-2}) zurückzuführen [Sem78]. Dies ist auch die Ursache für die asymmetrische Verbreiterung des Signals auf der höherenergetischen Seite. Auch Ladungsträger, die nicht in die energetisch tiefsten Zustände relaxiert sind, tragen dann zur Lumineszenz bei.

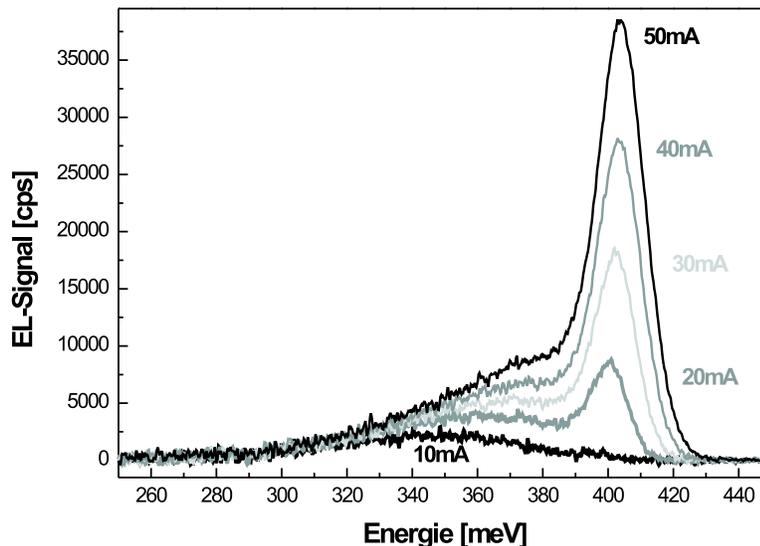


Abbildung 6.16: Elektrolumineszenzspektren einer InAs-LED mit einer $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht als n-Barriere bei verschiedenen Stromstärken aufgenommen bei einer Temperatur von 2 K.

In Abbildung 6.16 sind die Ergebnisse von Elektrolumineszenzmessungen an einer InAs-Leuchtdiode mit einer $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht als n-Barriere dargestellt. Die Spektren sind nahezu identisch mit den Spektren der unmagnetischen Leuchtdiode. Die InAs-Leuchtdioden können also reproduzierbar in einer Serie mit sehr ähnlichen Eigenschaften gewachsen werden.

In Photolumineszenzmessungen an dieser magnetischen Leuchtdiode wurde die Verschiebung der Lumineszenz aus dem $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ mit dem Magnetfeld bestimmt und hieraus die Mangankonzentration ermittelt. Die Mangankonzentration in dieser Probe betrug nur etwa 0,3 %. Die hierdurch verursachte Zeeman-Aufspaltung wird durch die Heizung der Probe durch den hohen Betriebsstrom (60 mA im Vergleich zu 1 mA bei den GaAs-LEDs) weiter reduziert. Ein eindeutiger Nachweis der Spininjektion in die InAs-Leuchtdiode war daher nicht möglich.

Deshalb wurden weitere Proben gewachsen, die

- eine höhere Mangankonzentration in der $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht haben und
- eine breitere modifizierte p-Barriere besitzen.

Die vergleichsweise dünne (30 nm) $\text{Al}(\text{Sb},\text{As})$ -Barriere verhindert das Abfließen von Elektronen aus dem Quantentrog wahrscheinlich nicht sehr effektiv. $\text{Al}(\text{Sb},\text{As})$ oxidiert an der Luft jedoch sehr stark, weshalb es nicht möglich ist, diese Barriere dicker zu wachsen. Daher wurde eine 100 nm dicke $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ -Schicht eingeführt. Durch die Beimischung von Gallium ist dieses Material nicht mehr anfällig für Oxidation an Luft. Der Leitungsbandoffset zwischen $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ und $\text{AlSb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ ist nur sehr gering. Dieses Material stellt also eine ähnlich gute Barriere für Elektronen dar. Das Valenzband von $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ liegt jedoch energetisch über dem Valenzband von InAs. Die Löcherleitung in den Quantentrog wird hierdurch also behindert. Durch einen graduellen Übergang zwischen dem $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ und dem $\text{AlSb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ soll dieser Effekt reduziert werden. Dies ist in Abbildung 6.17 verdeutlicht.

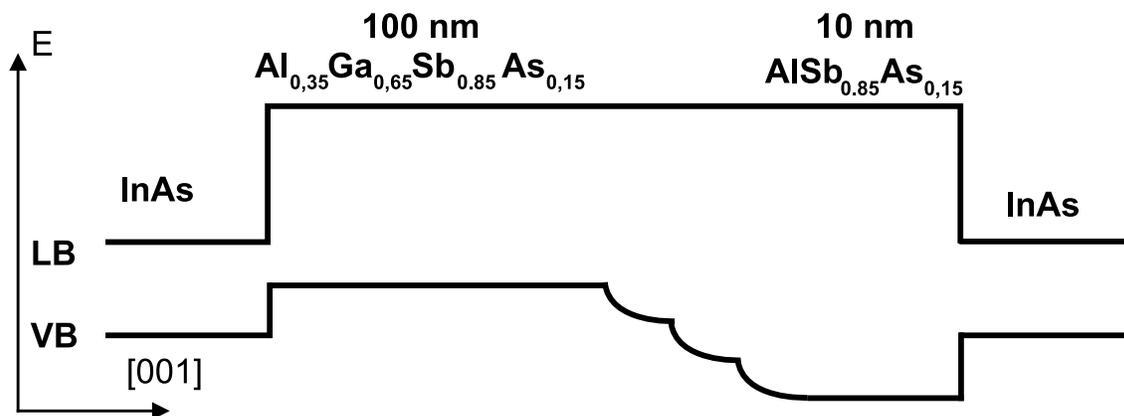


Abbildung 6.17: Schematische Darstellung des Verlaufes von Leitungs- (LB) und Valenzband (VB) der p-Barriere einer InAs-LED mit zusätzlicher $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ -Schicht.

Zunächst wird eine 100 nm dicke $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{Sb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ -Schicht gewachsen. Anschließend wird die Temperatur der Galliumzelle in drei Schritten reduziert, während das Wachstum weiterläuft. Hierdurch verringert sich der Galliumanteil am $(\text{Al,Ga})(\text{Sb,As})$ kontinuierlich. Diese Übergangsschicht ist 50 nm dick. Danach wird das Verschlußblech der Galliumzelle geschlossen und es werden noch 10 nm $\text{AlSb}_{0,85}\text{As}_{0,15}$ aufgewachsen bevor mit dem Wachstum des Quantentrogos begonnen wird.

Diese breitere Barriere soll zu einer niedrigeren Betriebsstromstärke für die Leuchtdioden führen. Dies würde den Effekt der Aufheizung der Probe verringern, was eine Reduzierung der Zeemanaufspaltung und somit der Spinpolarisation der injizierten Elektronen zur Folge hat. Außerdem wurde in den neuen Proben der Mangangehalt der $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schicht auf 2 % erhöht.

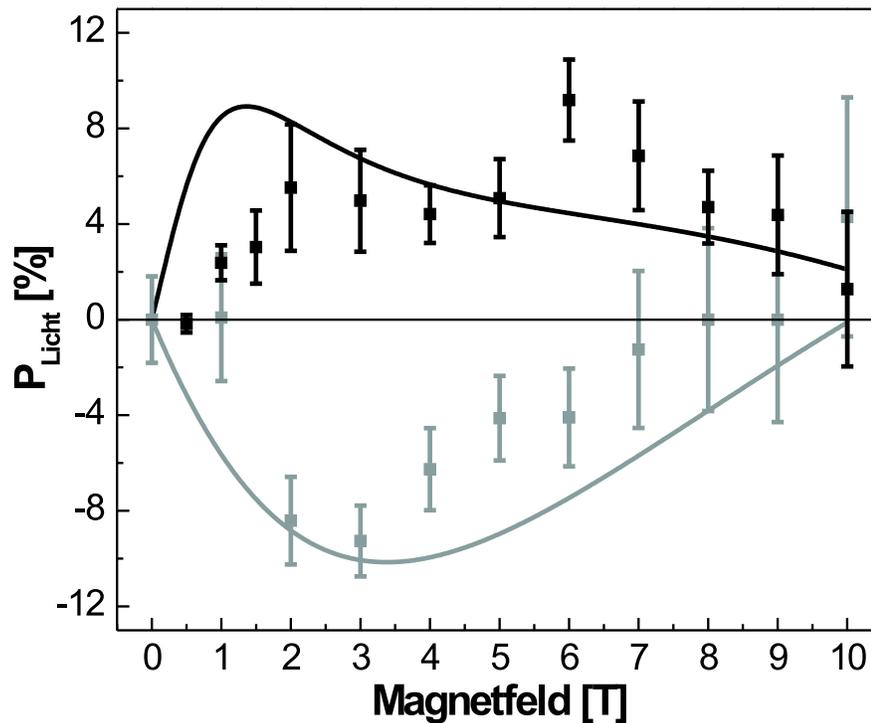


Abbildung 6.18: Zirkulare Polarisation des von InAs-LEDs mit einem $(\text{Cd,Mn})\text{Se}$ -Injektor (schwarze Kurve) und unmagnetischer Referenzprobe (graue Kurve) emittierten Lichts in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Messungen wurden in einem Heliumbadkryostat bei einer Temperatur von 2 K. Die Linien entsprechen Simulationen des Polarisationsgrades.

In Abbildung 6.18 ist der Grad der zirkularen Polarisation von zwei InAs-LEDs aus dieser Serie dargestellt. Eine Leuchtdiode hat eine n-Barriere aus $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Se}$ (schwarze Kurve). Es zeigt sich eine deutliche positive zirkulare Polarisation des emittierten Lichts. Die unmagnetische Referenzprobe die statt der $\text{Cd}_{0,98}\text{Mn}_{0,02}\text{Se}$ -Barriere eine CdSe-Barriere besitzt zeigt einen negativen Polarisationsgrad des emittierten Lichts, der bei hohen Magnetfeldern wieder verschwindet. Die Ursache dieses negativen Polarisationsgrads liegt wahrscheinlich in dem hohen negativen g-Faktor im InAs, der im Magnetfeld zu einer Aufspaltung der Leitungsbandniveaus für die beiden Spinrichtungen führt, die der Aufspaltung im (Cd,Mn)Se entgegengesetzt ist.

Die beobachtende Polarisation des emittierten Lichts der magnetischen InAs-LED hängt daher vom Verhältnis der Lebensdauer bis zur Rekombination der Elektronen im Quantentrog und der Spin-Flip-Zeit der Elektronen ab. Dieses Verhältnis ist sehr stark von der Stärke des von außen angelegten Magnetfelds abhängig, da die Zeeman-Aufspaltung im Quantentrog nicht bei hohen Magnetfeldern sättigt.

Die gezeigten Ergebnisse deuten auf einen Nachweis der Injektion spinpolarisierter Elektronen in die InAs-Schicht hin [McC05]. Die Analyse der Daten ist jedoch noch nicht abgeschlossen und erfolgt über ein Modell, in das die Zeemanaufspaltungen im Injektor und im InAs-Quantentrog sowie die Spinlebensdauer und die Rekombinationszeit der Ladungsträger einfließen. Die durchgezogenen Linien in der Abbildung 6.18 sind die Ergebnisse solcher Simulationen.

Für eine detaillierte Darstellung der hier genannten Experimente und der ablaufenden Prozesse sei auf die Doktorarbeit von Christian Meining [Mei05] verwiesen.

6.5 Zusammenfassung Spininjektion in InAs

Im Rahmen dieser Arbeit sollten Halbleiterheterostrukturen für Experimente zum Nachweis der Injektion spinpolarisierter Elektronen in InAs hergestellt werden. Hierfür wurden zunächst umfangreiche Experimente zur Dotierung von (Cd,Mn)Se durchgeführt. Schwerpunkte hierbei waren die maximal mögliche Dotierbarkeit des Materials in Abhängigkeit von der Mangankonzentration sowie das Verhalten des spezifischen Widerstands des Materials in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Es zeigte sich, dass die maximale Dotierung mit steigendem Mangangehalt sinkt. Trotzdem ist es gelungen, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten mit hohen Dotierungen bei für Spininjektionsexperimente ausreichenden Mangankonzentrationen herzustellen. Diese zeigen einen negativen Magnetowiderstand, was die Auswertung der geplanten Experimente erleichtert.

Für Transportexperimente wurden Proben mit zweidimensionalen Elektronengasen in einem Quantentrog aus InAs hergestellt. Diese haben eine hohe Qualität, was sich in Hallmessungen gezeigt hat.

Es wurde ein Konzept für die Injektion spinpolarisierter Elektronen direkt in dieses 2DEG aufgezeigt und erste Versuche zu deren Umsetzung dargestellt. Ein Problem stellt

die Diffusion des InAs bei den für das Wachstum des (Cd,Mn)Se nötigen Substrattemperaturen dar. Ein möglicher noch zu verfolgender Ansatz ist die Einführung eines zusätzlichen InAs-Wachstums vor dem Aufbringen der (Cd,Mn)Se-Kontakte.

Für den Nachweis der Spininjektion in InAs auf optischem Wege wurden Leuchtdioden mit einem InAs-Quantentrog hergestellt. Für die Realisierung einer solchen Leuchtdiode war die Verwendung eines asymmetrischen Designs mit einer p- und n-Barriere aus unterschiedlichen Materialien nötig. Während die p-Barriere aus (Al,Ga)(Sb,As) besteht, wurde für die n-Barriere (Cd,Mn)Se verwendet. Es wurden sowohl magnetische als auch unmagnetische Referenzproben hergestellt und vermessen. Die Ergebnisse deuten auf einen experimentellen Nachweis der Spininjektion hin.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sollten Halbleiterheterostrukturen mit semimagnetischen II-VI-Halbleitern hergestellt werden, mit denen Experimente zum Nachweis und der Erforschung der Spininjektion in Halbleiter durchgeführt werden. Hierzu sollten optische und Transportexperimente dienen. Zur Polarisation der Elektronenspins werden semimagnetische II-VI-Halbleiter verwendet, bei denen in einem von außen angelegten magnetischen Feld bei tiefen Temperaturen durch den riesigen Zeemaneffekt die Spinentartung der Energiebänder aufgehoben ist. Da diese Aufspaltung sehr viel größer als die thermische Energie der Ladungsträger ist, sind diese nahezu vollständig spinpolarisiert. Für die vorgestellten Experimente wurden $(\text{Be,Zn,Mn})\text{Se}$ und $(\text{Cd,Mn})\text{Se}$ als Injektormaterialien verwendet.

Durch die Verwendung von $(\text{Be,Zn,Mn})\text{Se}$ als Injektor konnte die Spininjektion in eine GaAs-Leuchtdiode nachgewiesen werden. Hierzu wurde der Grad der zirkularen Polarisation des von der Leuchtdiode emittierten Lichts gemessen, welches ein direktes Maß für die Spinpolarisation der injizierten Elektronen ist. Durch diverse Referenzmessungen konnte die Polarisation des Lichts eindeutig der Spininjektion in die Leuchtdiode zugeordnet werden. So konnten eventuell denkbare andere Ursachen, wie ein zirkularer Dichroismus des Injektormaterials oder die Geometrie des Experiments ausgeschlossen werden.

Um die physikalischen Prozesse in der Spin-LED näher zu untersuchen, wurde eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt. So wurde unter anderem die Abhängigkeit der Effizienz der Spininjektion von der Dicke der semimagnetischen $(\text{Be,Zn,Mn})\text{Se}$ -Schicht erforscht. Hieraus wurde eine magnetfeldabhängige Spin-Flip-Länge im semimagnetischen Halbleiter ermittelt, die kleiner als 20 nm ist.

Im Zuge dieser Experimente wurde auch die magnetooptischen Eigenschaften dieser hochdotierten $(\text{Be,Zn,Mn})\text{Se}$ -Schichten untersucht. Die große Zeemanaufspaltung bleibt zwar erhalten, wird allerdings insbesondere unter Stromfluß durch eine isolierte Aufheizung der Manganionen in der Schicht reduziert.

Die Spin-LEDs wurden auf eine eventuelle Eignung zur Detektion der Spininjektion in Seitenemission, wie es für Experimente mit anderen spinpolarisierenden Materialien nötig ist, getestet. Obwohl die Effizienz der Spininjektion in diesen LEDs nachweislich sehr hoch ist, konnte in Seitenemission keine Polarisation des emittierten Lichts nachgewiesen werden. In dieser Konfiguration sind $(\text{Al,Ga})\text{As}$ -LEDs als Detektor also nicht zu

verwenden.

Der Nachweis der Injektion spinpolarisierter Elektronen in einen Halbleiter sollte auch in Transportexperimenten erfolgen. Hierfür wurden (Be,Zn,Mn)Se/(Be,Zn)Se-Heterostrukturen hergestellt, die wie erwartet einen deutlichen positiven Magnetowiderstand zeigen, der nicht auf die verwendeten Materialien oder die Geometrie der Proben zurückzuführen ist. Der beobachtete Effekt scheint durch ein Zusammenspiel des semimagnetischen Halbleiters mit dem Metall-Halbleiter-Kontakt aufzutreten. Aus diesen Experimenten konnte eine Abschätzung der Spin-Flip-Länge in hochdotierten ZnSe-Schichten getroffen werden. Sie liegt zwischen 10 und 100 nm.

Weiterhin sollten Spininjektionsexperimente an InAs durchgeführt werden. Zur Polarisation der Elektronenspins in diesen Experimenten sollte als semimagnetischer Halbleiter (Cd,Mn)Se verwendet werden, da es gitterangepasst zu InAs gewachsen werden kann. Anders als bei (Be,Zn,Mn)Se konnte jedoch auf nahezu keine Erfahrungen auf dem Gebiet der (Cd,Mn)Se-Epitaxie zurückgegriffen werden. Durch die Verwendung eines ZnTe-Puffers ist es gelungen (Cd,Mn)Se-Schichten auf InAs in sehr hoher struktureller Qualität herzustellen. Die Untersuchung der magnetooptischen Eigenschaften dieser Schichten bestätigte die Eignung von (Cd,Mn)Se als Injektor für die geplanten Spininjektionsexperimente.

Für die elektrische Charakterisierung ist es nötig, (Cd,Mn)Se auf einem elektrisch isolierenden GaAs-Substrat mit einer (Al,Ga)Sb-Pufferschicht zu epitaxieren. Das monokristalline Wachstum von (Cd,Mn)Se-Schichten hierauf wurde nur durch die Verwendung eines ZnTe-Puffers möglich, der bei sehr niedrigen Substrattemperaturen im ALE-Modus gewachsen wird.

Insbesondere die Dotierbarkeit der (Cd,Mn)Se-Schichten ist für die Spininjektionsexperimente wichtig. Es zeigte sich, dass sich die maximal erreichbare n-Dotierung mit Iod durch den Einbau von Mangan drastisch reduziert. Trotzdem ist es gelungen, $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ -Schichten herzustellen, die einen negativen Magnetowiderstand zeigen, was eine Voraussetzung für Spininjektionsexperimente ist.

Für Transportexperimente sollen die spinpolarisierten Elektronen direkt in ein zweidimensionales Elektronengas injiziert werden. Hierfür wurden Heterostrukturen mit einem InAs-Quantentrog, in dem sich ein solches 2DEG ausbildet, hergestellt und in Hall-Messungen charakterisiert. Für die Realisierung dieser Experimente wurde ein Konzept erstellt und erste Versuche zu dessen Umsetzung durchgeführt. Ein zu lösendes Problem bleibt hierbei die Diffusion auf der freigelegten InAs-Oberfläche bei den für das (Cd,Mn)Se-Wachstum nötigen Substrattemperaturen.

Leuchtdioden mit einem InAs-Quantentrog wurden für den Nachweis der Spininjektion in InAs auf optischem Wege hergestellt. Für die Realisierung einer solchen Leuchtdiode war es nötig, auf ein asymmetrisches Design mit einer n-Barriere aus (Cd,Mn)Se und einer p-Barriere aus (Al,Ga)(Sb,As) zurückzugreifen. Es wurden sowohl magnetische als auch unmagnetische Referenzproben hergestellt und vermessen. Die Ergebnisse deuten auf einen experimentellen Nachweis der Spininjektion hin.

Summary

The goal of this thesis was the fabrication of semiconductor heterostructures utilizing II-VI diluted magnetic semiconductors for optical and electrical spin injection experiments into semiconductors. To polarize the electron spins, II-VI diluted magnetic semiconductors were used, where, at low temperatures in an external magnetic field, the spin degeneracy of the energy bands is lifted by the Giant Zeeman Effect. The energy splitting is larger than the thermal energy of the carriers, leading to a nearly completely spin polarized electron population. For the discussed experiments, (Be,Zn,Mn)Se and (Cd,Mn)Se were used as spin aligner material.

Spin injection into a GaAs-LED was demonstrated by using a (Be,Zn,Mn)Se injector. For this, the degree of circular polarization of the light emitted by the LED was measured, as a direct measure of the degree of polarization of the injected electrons. A huge effort was made to clearly prove that the origin of this optical polarization is indeed the injection of spin polarized electrons into the LED. By these experiments other spurious origins like a possible circular dichroism of the spin aligner or the geometry of the experiment could be excluded.

A multitude of experiments was performed to investigate the physical processes playing a role in the Spin-LED. Inter alia the dependence of the efficiency of the spin injection on the thickness of the (Be,Zn,Mn)Se injector layer was examined and a magnetic field dependent spin flip length in the DMS was found which is smaller than 20 nm.

During these experiments the magneto-optical properties of the doped (Be,Zn,Mn)Se layers were investigated. Although the Giant Zeeman Splitting is preserved it is reduced by a heating of the manganese ions especially when an electrical current is flowing.

The usability of the Spin-LEDs for detection of spin injection in side emission, as it will be necessary for spin injection experiments with different spin aligners, was tested. Despite the evidenced highly efficient spin injection in these (Al,Ga)As Spin-LEDs, no optical polarization could be detected in side emission making them unemployable in this configuration.

The evidence of the injection of spin polarized electrons into a semiconductor was also to be provided by electrical transport experiments. To do so (Be,Zn,Mn)Se/(Be,Zn)Se heterostructures were fabricated which show an expected increase of the resistance with increasing magnetic field, which is not associated with the used materials themselves, nor with the sample geometry. The observed effect seems to be due to the interplay between

the diluted magnetic semiconductor and the semiconductor-metal-contact. These experiments lead to an estimate for the spin flip length in highly doped ZnSe between 10 and 100 nm.

Furthermore, spin injection experiments into InAs were to be done. For this (Cd,Mn)Se was used as aligner of the electron spins because it can be grown lattice matched to InAs. Unlike to (Be,Zn,Mn)Se, there were nearly no previous experiences on the epitaxial growth of (Cd,Mn)Se. The growth of layers with very high structural quality was made possible by the introduction of a thin ZnTe buffer layer. Magneto-optical investigations showed the usability of this material as an injector material for the planned spin injection experiments.

For further experiments it is necessary to grow (Cd,Mn)Se on an electrical insulating GaAs substrate with an (Al,Ga)Sb buffer layer. The monocrystalline growth of (Cd,Mn)Se could only be obtained by using a ZnTe buffer grown at very low substrate temperatures in an ALE mode.

The dopability of the (Cd,Mn)Se layers is very important for the spin injection experiments. The maximum value of achievable n-type doping with iodine is drastically reduced by the incorporation of manganese. Nevertheless, we succeeded in fabricating highly doped (Cd,Mn)Se layers with negative magnetoresistance, a requirement for their use in spin injection experiments.

To perform transport experiments the spin polarized electrons shall be injected directly into a two-dimensional electron gas. For this purpose heterostructures with an InAs quantum well containing such a 2DEG were produced and characterized by Hall measurements. A concept for the realization of these experiments was introduced and first steps for its implementation were made. The diffusion on the free InAs surface at the high substrate temperatures necessary for the (Cd,Mn)Se growth remains a problem to be solved.

LEDs with an InAs quantum well were fabricated for the optical detection of spin injection into InAs. In order to realize such an LED, the use of an asymmetric design with an (Al,Ga)(Sb,As) p-type and a (Cd,Mn)Se n-type barrier was essential. Both magnetic and non-magnetic LEDs were grown and characterized. First results indicate evidence of spin injection in these LEDs.

Anhang A: (Be,Zn,Mn)Se

		Beryllium-Gehalt										
Mangan-Gehalt	%	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	0	5,6684	5,6631	5,6578	5,6525	5,6472	5,6419	5,6366	5,6313	5,6260	5,6208	5,6155
	1	5,6712	5,6659	5,6606	5,6553	5,6500	5,6447	5,6395	5,6342	5,6289	5,6236	5,6183
	2	5,6740	5,6687	5,6634	5,6582	5,6529	5,6476	5,6423	5,6370	5,6317	5,6264	5,6211
	3	5,6768	5,6716	5,6663	5,6610	5,6557	5,6504	5,6451	5,6398	5,6345	5,6292	5,6239
	4	5,6797	5,6744	5,6691	5,6638	5,6585	5,6532	5,6479	5,6426	5,6373	5,6320	5,6267
	5	5,6825	5,6772	5,6719	5,6666	5,6613	5,6560	5,6507	5,6454	5,6401	5,6348	5,6295
	6	5,6853	5,6800	5,6747	5,6694	5,6641	5,6588	5,6535	5,6482	5,6429	5,6377	5,6324
	7	5,6881	5,6828	5,6775	5,6722	5,6669	5,6616	5,6563	5,6511	5,6458	5,6405	5,6352
	8	5,6909	5,6856	5,6803	5,6750	5,6698	5,6645	5,6592	5,6539	5,6486	5,6433	5,6380
	9	5,6937	5,6885	5,6832	5,6779	5,6726	5,6673	5,6620	5,6567	5,6514	5,6461	5,6408
	10	5,6966	5,6913	5,6860	5,6807	5,6754	5,6701	5,6648	5,6595	5,6542	5,6489	5,6436

		Beryllium-Gehalt										
Mangan-Gehalt	%	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	0	2,8200	2,8480	2,8760	2,9040	2,9320	2,9600	2,9880	3,0160	3,0440	3,0720	3,1000
	1	2,8190	2,8470	2,8750	2,9030	2,9310	2,9590	2,9870	3,0150	3,0430	3,0710	3,0990
	2	2,8187	2,8467	2,8747	2,9027	2,9307	2,9587	2,9867	3,0147	3,0427	3,0707	3,0987
	3	2,8193	2,8473	2,8753	2,9033	2,9313	2,9593	2,9873	3,0153	3,0433	3,0713	3,0993
	4	2,8207	2,8487	2,8767	2,9047	2,9327	2,9607	2,9887	3,0167	3,0447	3,0727	3,1007
	5	2,8229	2,8509	2,8789	2,9069	2,9349	2,9629	2,9909	3,0189	3,0469	3,0749	3,1029
	6	2,8260	2,8540	2,8820	2,9100	2,9380	2,9660	2,9940	3,0220	3,0500	3,0780	3,1060
	7	2,8298	2,8578	2,8858	2,9138	2,9418	2,9698	2,9978	3,0258	3,0538	3,0818	3,1098
	8	2,8345	2,8625	2,8905	2,9185	2,9465	2,9745	3,0025	3,0305	3,0585	3,0865	3,1145
	9	2,8399	2,8679	2,8959	2,9239	2,9519	2,9799	3,0079	3,0359	3,0639	3,0919	3,1199
	10	2,8462	2,8742	2,9022	2,9302	2,9582	2,9862	3,0142	3,0422	3,0702	3,0982	3,1262

Gitterfehlanspassung zum GaAs-Substrat			
$<0,1\%$	$<0,2\%$	$<0,3\%$	$>0,3\%$

Abbildung 19: Tabelle der Gitterkonstanten (oben) und Bandlücke (unten) von $Be_yZn_{1-y-x}Mn_xSe$ für verschiedene gebräuchliche Mangan- bzw. Berylliumkonzentrationen. Die Farbe der Felder steht für die Gitterfehlanspassung zum GaAs-Substrat.

Anhang B: Wachstumsbedingungen

Material	Substrattemperatur	Flüsse in Torr	RHEED-Rekonstruktion
ZnSe	300° C	$p_{Zn} = 1,7 \cdot 10^{-6}$, $p_{Se} = 5,2 \cdot 10^{-6}$	(2 × 1)
CdSe	280° C	$p_{Cd} = 2,5 \cdot 10^{-7}$, $p_{Se} = 6,0 \cdot 10^{-6}$	(2 × 1)
BeTe	350° C	$p_{Be} = 2,0 \cdot 10^{-8}$, $p_{Te} = 1,0 \cdot 10^{-6}$	(2 × 1)
ZnTe	300° C	$p_{Zn} = 9,0 \cdot 10^{-7}$, $p_{Te} = 8,0 \cdot 10^{-7}$	$c(2 \times 2)$
GaAs	600° C	$p_{Ga} = 3,5 \cdot 10^{-7}$, $p_{As} = 6,0 \cdot 10^{-6}$	(2 × 4)
InAs	480° C	$p_{In} = 3,3 \cdot 10^{-7}$, $p_{As} = 8,0 \cdot 10^{-6}$	(2 × 4)
$Al_{0,35}Ga_{0,65}Sb$	490° C	$p_{Al} = 7,8 \cdot 10^{-8}$, $p_{Ga} = 2,5 \cdot 10^{-7}$, $p_{Sb} = 5,8 \cdot 10^{-7}$	(3 × 1)
$AlSb_{0,85}As_{0,15}$	490° C	$p_{Al} = 2,9 \cdot 10^{-8}$, $p_{Sb} = 3,8 \cdot 10^{-7}$, $p_{As} = 6,0 \cdot 10^{-8}$	(3 × 1)

Tabelle 2: *Verwendete Substrattemperaturen und Flussverhältnisse beim MBE-Wachstum der verschiedenen Materialien.*

Literaturverzeichnis

- [Ada68] E. Adachi. J. Phys. Soc. Jpn. **24**, 1178 (1968).
- [Bal95] G. A. Balchin, L. M. Smith, H. Abad und B. T. Jonker. Appl. Phys. Lett. **67**, 3150 (1995).
- [Bir76] G. L. Bir, A. G. Aranov und G. E. Pikus. Sov. Phys. JETP **42**, 705 (1976).
- [Bro98] S. Brosig, K. Ensslin, B. Brar, M. Thomas und H. Kroemer. Physica B **256-258**, 239 (1998).
- [Byc84] Y. A. Bychkov und E. I. Rashba. J. Phys. C: Solid State Phys. **17**, 6039 (1984).
- [Che76] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen. Phys. Rev. B **14**, 556 (1976).
- [Col03] A. Colli, E. Pelucchi und A. Franciosi. Solid State Commun. **83**, 81 (2003).
- [Dat90] S. Datta und B. Das. Appl. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [Dun91] D. J. Dunston, S. Young und R. H. Dixon. J. Appl. Phys. **70**, 3038 (1991).
- [D'y71] M. I. D'yakonov und V. I. Perel. Sov. Phys. JETP **33**, 1053 (1971).
- [Ede90] V. M. Edelstein. Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
- [Ell54] R. J. Elliott. Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
- [Esa58] L. Esaki. Phys. Rev. B **109**, 603 (1958).
- [Fas94] W. Faschinger, S. Ferreira und H. Sitter. Appl. Phys. Lett. **64**, 2682 (1994).
- [Fas95] W. Faschinger, S. Ferreira und H. Sitter. Appl. Phys. Lett. **66**, 2516 (1995).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp. Nature **402**, 787 (1999).
- [Fis98] F. Fischer, M. Keller, T. Gerhard, T. Behr, T. Litz, H. J. Lugauer, M. Keim, G. Reuscher, T. B. amd A. Waag und G. Landwehr. J. Appl. Phys. **84**, 1650 (1998).

- [Gai92] J. M. Gaines, J. Petruzello und B. Greenberg. *J. Appl. Phys.* **73**, 2835 (1992).
- [Gle02] T. Gleim, L. Weinhardt, T. Schmidt, R. Fink, C. Heske, E. U. P. Grabs, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, B. Richter, A. Fleszar und H.-P. Steinrck. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3813 (2002).
- [Gun87] R. L. Gunshor, L. A. Kolodziejski, M. R. Melloch, M. Vaziri, C. Choi und N. Otsuka. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 200 (1987).
- [Ham02] P. R. Hammar und M. Johnson. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 066806 (2002).
- [Hei86] D. Heiman, P. Becla, R. Kershaw, D. Ridgley, K. Dwight, A. Wold und R. R. Galazka. *Phys. Rev. B* **34**, 3961 (1986).
- [Hir99] J. E. Hirsch. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [Iva01a] S. V. Ivanov, V. A. Solov'ev, K. D. Moiseev, I. V. Sedova, Y. V. Terent'ev, A. A. Toropov, B. Y. Meltzer, M. P. Mikhailova, Y. P. Yakovlev und P. S. Kop'ev. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1655 (2001).
- [Iva01b] S. V. Ivanov, V. A. Solov'ev, A. A. Toropov, I. V. Sedova, Y. V. Terent'ev, V. A. Kaygorodov, M. G. Tkachman, P. S. Kop'ev und L. W. Molenkamp. *J. Crystal Growth* **227**, 693 (2001).
- [Jed99] F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. H. Hoving, A. T. Filip und T. M. Klapwijk. *Phys. Rev. B* **60**, 16549 (1999).
- [Jon00] B. T. Jonker, Y. D. Park, B. R. Bennett, H. D. Cheong, G. Kioseoglou und A. Petrou. *Phys. Rev. B* **62**, 8180 (2000).
- [Kay02] V. A. Kaygorodov, I. V. Sedova, S. V. Sorokin, A. A. Sitnikova, O. V. Netrutkina, T. V. Shubina, A. A. Toropov, V. S. Sorokin und S. V. Ivanov. *Phys. Status Solidi (b)* **229**, 19 (2002).
- [Kel02] D. Keller, D. R. Yakovlev, B. König, W. Ossau, T. Gruber, A. Waag, L. W. Molenkamp und A. V. Scherbakov. *Phys. Rev. B* **65**, 035313 (2002).
- [Kik99] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom. *Nature* **397**, 139 (1999).
- [Kim94] Y. D. Kim, M. V. Klein, S. F. Ren, Y. C. Chang, H. Luo, N. Samarth und J. K. Furdyna. *Phys. Rev. B* **49**, 7262 (1994).
- [Kol86] L. A. Kolodziejski, R. L. Gunshor, R. Venkatasubramanian, T. C. Bonsett, R. Frohne, S. Datta, N. Otsuka, R. B. Bylsma, 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. *Phys. Rev. B* **60**, 2653 (1999).
- [Kön00a] B. König. *Wechselwirkung zwischen Ladungsträgern und magnetischen Ionen in semimagnetischen Halbleiter-Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Würzburg (2000).
- [Kön00b] B. König, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski und J. Kossut. *Phys. Rev. B* **61**, 16870 (2000).
- [Kra03] V. Y. Kravchenko und E. I. Rashba. *Phys. Rev. B* **67**, 121310 (2003).
- [LA98] J. Luyo-Alvarado, M. Melendez-Lira, M. Lopez-Lopez, I. Hernandez-Calderon, M. E. Constantino, H. Navarro-Contreras, M. A. Vidal, Y. Takagi, K. Samonji und H. Yonezu. *J. Appl. Phys.* **84**, 1551 (1998).
- [LB99] Landolt-Börnstein. *Tables* (Springer, Berlin, 1999).
- [Leh05a] F. Lehmann. Dissertation, Universität Würzburg (2005).
- [Leh05b] F. Lehmann, P. Grabs, C. Gould, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. to be submitted (2005).
- [Lug99] H. J. Lugauer. *Herstellung und Optimierung blaugrüner Laserdioden auf der Basis von berylliumhaltigen II-VI-Halbleitern*. Dissertation, Universität Würzburg (1999).
- [Luo91] H. Luo, N. Samarth, F. C. Zhang, A. Pareek, M. Dobrowolska, J. K. Furdyna, K. Mahalingam, N. Otsuka, W. C. Chou, A. Petrou, und S. B. Qadri. *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1783 (1991).
- [McC05] B. D. McCombe (2005). SFB-Workshop, Würzburg 2005.
- [Mei05] C. J. Meining. *Infrared optical studies of spin-effects in semiconductor heterostructures*. Dissertation, The State University of New York at Buffalo (2005).
- [Miw98] S. Miwa, L. H. Kuo, K. Kimura, T. Yasuda, A. Ohtake und C. G. Jin. *Appl. Phys. Lett.* **73**, 939 (1998).
- [Moo65] G. E. Moore. *Electronics* **38** (1965).
- [Mot56] N. F. Mott. *Can. J. Phys.* **34**, 1356 (1956).
- [Nic94] R. Nicolini, L. Vanzetti, G. Mula, G. Bratina, L. Sorba, A. Franciosi, M. Peressi, S. Baroni, R. Resta, A. Baldereschi, J. E. Angelo und W. Gerberich. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 294 (1994).

- [Nür01] J. H. Nürnberger. *Optimierung blauer und grüner Halbleiterlaserdioden auf der Basis von ZnSe*. Dissertation, Universität Würzburg (2001).
- [Ohn99] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno und D. D. Awschalom. *Nature* **402**, 790 (1999).
- [Ols96] L. . Olsson, C. B. M. Andersson, M. C. Håkansson, J. Kanski, L. Ilver und U. O. Karlsson. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3626 (1996).
- [Par85] H. C. Parker. In *The Technology and Physics of Molecular Beam Epitaxy*, herausgegeben von M. Ilegems (Plenum Press, New York, 1985).
- [Qia97a] W. Qian, M. Skowronski und R. Kaspi. *J. Electrochem. Soc.* **144**, 1430 (1997).
- [Qia97b] W. Qian, M. Skowronski, R. Kaspi, M. D. Graef und V. P. Dravid. *J. Appl. Phys.* **81**, 7268 (1997).
- [Reu00] G. Reuscher (2000). Private Mitteilung.
- [Ric03] G. Richter. *Nachweis der elektrischen Spininjektion in II-VI Halbleiter mittels Messung des elektrischen Widerstands*. Dissertation, Universität Würzburg (2003).
- [Rod75] D. L. Rode. *Low Field Electron Transport* (Academic Press, New York, 1975), Band 10, Seite 1.
- [Sch97] K. Schüll. *Optimierung technologischer Prozesse zur Herstellung von ZnSe-basierten Halbleiterlaserdioden*. Dissertation, Universität Würzburg (1997).
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip und B. J. van Wees. *Phys. Rev. B* **62**, R4790 (2000).
- [Sch02] G. Schmidt, C. Gould, P. G. A. M. Lunde, G. Richter, A. Slobodskyy und L. W. Molenkamp. *cond-mat* **0206347** (2002).
- [Sem78] N. A. Semikolenova, I. M. Nesmelova und E. N. Khabarov. *Sov. Phys. Semicond.* **12**, 1139 (1978).
- [Sha86] Y. Shapira, J. N. F. Oliveira, D. H. Ridgley, D. H. Ridgley, K. Dwight und A. Wold. *Phys. Rev. B* **34**, 4187 (1986).
- [Sha90] Y. Shapira. *J. Appl. Phys.* **67**, 5090 (1990).
- [Sit89] H. Sitter und M. A. Herman. *Molecular beam epitaxy: fundamentals and current status* (Springer, Berlin, 1989).

- [Sne92] M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. McDonagh, R. T. Harley und C. T. B. Foxon. *Phys. Rev. B* **45**, 3922 (1992).
- [Sol01] V. A. Solov'ev, I. V. Sedova, A. A. Toropov, Y. V. Terent'ev, S. V. Sorokin, B. Y. Mel'tser, S. V. Ivanov und P. S. Kop'ev. *Semiconductors* **35**, 419 (2001).
- [ST87] A. J. Spring-Thorpe, S. J. Ingrey, B. Emmerstorfer und P. Mandeville. *Appl. Phys. Lett.* **50**, 77 (1987).
- [Sub89] S. Subbanna, J. Gaines, G. Tuttle, H. Kroemer, S. Chalmers und J. H. English. *J. Vac. Sci. Technol. B* **7(2)**, 289 (1989).
- [Tie00] H. T. Tien und A. L. Ottava. *Current Topics in Biophysics* **25(1)**, 36 (2000).
- [Tu85] D.-W. Tu und A. Kahn. *J. Vac. Sci. Technol. A* **3**, 922 (1985).
- [Tut90] G. Tuttle, H. Kroemer und J. H. English. *J. Appl. Phys.* **67(6)**, 3032 (1990).
- [Twa83] A. Twardowski, T. Dietl und M. Demianiuk. *Solid State Commun.* **48**, 845 (1983).
- [Twa84] A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianiuk und R. Pauthenet. *Solid State Commun.* **51**, 849 (1984).
- [Val93] T. Valet und A. Fert. *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [Var67] Y. P. Varshni. *Physica* **34**, 149 (1967).
- [vS87] P. C. van Son, H. van Kempen und P. Wyder. *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2271 (1987).
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer und L. R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.* **89**, 5815 (2001).
- [Wat97] K. Watanabe, M. T. Litz, M. Korn, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr und U. Schssler. *J. Appl. Phys.* **81**, 451 (1997).
- [Web89] G. T. W. Webster (1989). *Instruction Manual for Biorad PN4300*.
- [Wei98] S.-H. Wei und A. Zunger. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2011 (1998).
- [Yu91] E. T. Yu, M. C. Phillips, J. O. McCaldin, und T. C. McGill. *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 2233 (1991).
- [Yu95] W. Y. Yu, A. Twardowski, L. P. Fu, A. Petrou und B. T. Jonker. *Phys. Rev. B* **51**, 9722 (1995).

- [Zef95] N. S. Zefirov, Herausgeber (Elsevier Scientific, Moskau, 1995), Band 4, Seite 311.
- [Zeh98] U. Zehnder. *Magnetooptische Untersuchungen an neuartigen und semimagnetischen II-VI-Halbleiter-Heterostrukturen*. Dissertation, Universität Würzburg (1998).

Eigene Publikationen

Spin Polarization Measurements of InAs-Based LEDs C. J. Meining, K. A. Korolev, B. D. McCombe, P. Grabs, I. Chado, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. J. Supercond.: Incorporating Novel Magnetism (2005)

Self Assembled II-VI Magnetic Quantum Dot as a Voltage-Controlled Spin-Filter C. Gould, A. Slobodskyy, T. Slobodskyy, P. Grabs, D. Supp, P. Hawrylak, F. Qu, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. cond-mat/0501597

Micro-patterned (Zn,Be)Se/(Zn,Mn)Se resonant tunnelling diodes S. Maximov, T. Slobodskyy, A. Gröger, F. Lehmann, P. Grabs, L. Hansen, C. R. Becker, C. Gould, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. Semicond. Sci. Technol. **19**, 946 (2004)

Spin injection in the nonlinear regime: Band bending effects G. Schmidt, C. Gould, P. Grabs, A. M. Lunde, G. Richter, A. Slobodskyy und L. W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett. **92**, 226602 (2004)

Magnetic resonant tunnelling diodes as voltage-controlled spin selectors C. Gould, A. Slobodskyy, T. Slobodskyy, P. Grabs, C. R. Becker, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. Phys. Stat. Sol. B **241**, 700 (2004)

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. Cryst. Growth **251**, 347 (2003)

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)

Energy level alignment at zinc blende Cd(Mn)Se/ZnTe/InAs(100) interfaces T. Gleim, L. Weinhardt, T. Schmidt, R. Fink, C. Heske, E. Umbach, P. Grabs, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, B. Richter, A. Fleszar und H. P. Steinruck. Appl. Phys. Lett. **81**, 3813 (2002)

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)

Spin injection into semiconductors using dilute magnetic semiconductors C. Gould, G. Schmidt, G. Richter, R. Fiederling, P. Grabs und L. W. Molenkamp. Appl. Surf. Sci. **190**, 395 (2002)

Large magnetoresistance effect due to spin injection into a nonmagnetic semiconductor G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand und L. W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett. **87**, 227203 (2001)

Applications of II-VI diluted magnetic semiconductors for magneto-electronics D. Ferrand, A. Wasiele, S. Tatarenko, J. Cibert, G. Richter, P. Grabs, G. Schmidt, L. W. Molenkamp und T. Dietl. Solid State Commun. **119**, 237 (2001)

MBE-grown laser diodes based on beryllium containing II-VI semiconductors H. J. Lugauer, M. Keim, G. Reuscher, P. Grabs, U. Lunz, A. Waag, G. Landwehr, S. Ivanov, T. Shubina, A. Toropov, N. Il'inskaya, P. Kop'ev und Z. Alferov. J. Cryst. Growth **201**, 927 (1999)

High response photodiodes based on Be-chalcogenides J. Siess, G. Reuscher, P. Grabs, H. J. Lugauer, T. Schallenberg, M. Ehinger, A. Waag und G. Landwehr. J. Cryst. Growth **201**, 965 (1999)

Zur Veröffentlichung eingereichte Publikation:

Large depletion region at an epitaxial i-GaAs/n-ZnSe interface F. Lehmann, P. Grabs, C. Gould, G. Schmidt und L. W. Molenkamp. Eingereicht bei Appl. Phys. Lett.

Danksagung

An dieser Stelle sei all denen ganz herzlich gedankt, die auf vielfältige Weise Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatten:

An erster Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. L.W. Molenkamp für die Möglichkeit, diese Dissertation an seinem Lehrstuhl anzufertigen, bedanken.

Mein Dank gilt auch PD Dr. Georg Schmidt, der als Chef der Spintronics-Gruppe sowohl für Fragen als auch für Reparaturwünsche immer ein offenes Ohr hatte.

Ohne die vielen Kollegen, die mir mit Rat und Tat zur Seite standen, wäre diese Arbeit sicherlich nicht in dieser Form zu Stande gekommen. Bedanken möchte ich mich daher bei:

Anatoliy und Taras Slobodskyy, Andreas Stahl, Andreas Waag, Armin Bader, Charles Gould, Charlie Becker, Christian Rüster, Claus Schumacher, Daniel Supp, David Ferand, Dirk Keller, Florian Lochner, Frank Lehmann, Georg Richter, Georgy Astakhov, Gisela Schott, Greg Karczewski, Günther Reuscher, Hartmut Buhmann, Idriss Chado, Jean Geurts, Jian Liu, Joachim Wagner, Kai Ortner, Karl Brunner, Katrin Pappert, Lars Hansen, Manuel Schmidt, Markus König, Markus Michelfeit, Matthias Schäfer, Michael Lentze, Michael Leufgen, Peter Bach, Ralf Scheibner, Reinhard Neder, Roland Fiederling, Sepp Ossau, Suddho Mahapatra, Tanja Borzenko, Timo Schallenberg, Thomas Gleim, Thomas Gruber, Utz Bass, Veit Wagner, Wolfgang Faschinger, Wolfgang Weigand sowie Tobias Leeb aus Regensburg, Sergei Ivanov und Sergei Sorokin vom Ioffe Institut und Christian Meining und Bruce McCombe aus Buffalo.

Ein großes Danke geht an Volkmar Hock und Alfred Schönteich, die den Betrieb in der MBE und im Reinraum unermüdlich aufrechterhielten und meistens Zeit für meine Problemchen hatten.

Natürlich gilt mein Dank auch Anita Gebhardt, Anja Brück-Poirer, Gerd Manger, Petra Wolf-Müller, Rainer Brauner und Roland Ebert.

Mein besonderer Dank gilt natürlich meiner Familie. Vielen Dank an meine Eltern, meine Schwiegereltern, meine Kinder und natürlich besonders an meine Frau für die Unterstützung und Motivation während meines Studiums und der Promotion.