

# Nachweis der elektrischen Spin-Injektion in II-VI Halbleiter mittels Messung des elektrischen Widerstandes

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

vorgelegt von  
GEORG RICHTER  
aus Aachen

Würzburg  
Dezember 2003

Eingereicht am:

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. L.W. Molenkamp
2. Gutachter: Prof. G. Bacher

1. Prüfer: Prof. L. W. Molenkamp
2. Prüfer: Priv.-Doz. Dr. G. Reents

Tag der mündlichen Prüfung:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Spin Injektion</b>	<b>1</b>
1.1	Der Spin . . . . .	1
1.1.1	Einführung . . . . .	1
1.1.2	Formale Beschreibung . . . . .	2
1.2	Magnetismus . . . . .	3
1.2.1	Pauli-Prinzip . . . . .	4
1.3	Praktische Anwendung - Festplatten . . . . .	5
1.3.1	Funktionsweise . . . . .	5
1.3.2	Zugriffsmöglichkeiten . . . . .	5
1.3.3	Grenzen . . . . .	5
1.4	GMR-Effekt . . . . .	6
1.4.1	Bauteil-Geometrie . . . . .	6
1.4.2	Spinpolarisation in 3d-Übergangsmetallen . . . . .	7
1.4.3	Funktionsweise von GMR . . . . .	11
1.4.4	Spin-Manipulation . . . . .	11
1.4.5	Grenzen von Metall basierten Bauteilen . . . . .	13
1.5	GMR in Halbleitern . . . . .	13
1.5.1	Motivation . . . . .	13
1.5.2	Spin-Bahn-Kopplung . . . . .	13
1.5.3	Spin-Relaxation . . . . .	15
1.5.4	Datta-Transistor . . . . .	16
1.5.5	Experimentelle Ergebnisse . . . . .	19
1.6	Spinpolarisierter Transport in Halbleitern . . . . .	20
1.6.1	Optische Erzeugung spinpolarisierter Elektronen . . . . .	20
1.6.2	Spin-Transport in Halbleitern . . . . .	21
1.6.3	Elektrische Spin-Injektion in Halbleiter . . . . .	23
1.7	Widerstandsmodell . . . . .	24
1.7.1	Der Leitfähigkeitsflaschenhals . . . . .	24
1.7.2	Quantitatives Modell . . . . .	26
1.8	Spin-Injektion mit verdünnten magnetischen Halbleitern . . . . .	34

<b>2</b>	<b>II/VI- Halbleiter: Grundlagen</b>	<b>35</b>
2.1	Gittereigenschaften . . . . .	35
2.1.1	Kristallstruktur . . . . .	35
2.1.2	Gitterkonstanten . . . . .	36
2.1.3	Verdünnte magnetische Halbleiter . . . . .	36
2.1.4	Bandlücken . . . . .	38
2.2	Elektrische Eigenschaften . . . . .	38
2.2.1	Nicht magnetische Halbleiter . . . . .	38
2.2.2	Verdünnte magnetische Halbleiter . . . . .	40
2.3	Folgen der sp-d Austauschwechselwirkung . . . . .	46
<b>3</b>	<b>Elektrische Spin-Injektion in (Zn,Be)Se</b>	<b>49</b>
3.1	Materialwahl . . . . .	49
3.2	Materialcharakterisierung . . . . .	49
3.3	Metall-Halbleiter-Kontakt . . . . .	50
3.3.1	Metall- n-(Be,Zn,Mn)Se- Kontakt . . . . .	50
3.3.2	Quantitative Bestimmung des Kontaktwiderstandes . . . . .	51
3.4	Materialcharakterisierung . . . . .	53
3.4.1	Herstellung der Proben . . . . .	53
3.4.2	Ergebnisse . . . . .	54
3.4.3	Resumé . . . . .	58
3.5	Probenaufbau und Herstellung . . . . .	59
3.5.1	Probengeometrie . . . . .	59
3.5.2	Schicht-Struktur . . . . .	60
3.5.3	Prozessierung . . . . .	60
3.6	Messungen . . . . .	61
3.6.1	Kryotechnik . . . . .	61
3.6.2	Elektrische Messtechnik . . . . .	62
3.7	Ergebnisse . . . . .	63
3.7.1	Positiver Magnetowiderstand der Heterostruktur . . . . .	63
3.7.2	Charakterisierung der Einzelschichten . . . . .	64
3.7.3	Einfluss der Injektor-Dicke . . . . .	66
3.7.4	Modellierung . . . . .	66
3.7.5	Abhängigkeit von DMS Dicke . . . . .	70
3.7.6	Abhängigkeit von Temperatur . . . . .	71
3.7.7	Abhängigkeit von Dotierung . . . . .	73
3.7.8	Andere Effekte . . . . .	76
3.7.9	Geplante Messungen . . . . .	77

<b>4</b>	<b>Nasschemisches Ätzen</b>	<b>81</b>
4.1	Materialsystem . . . . .	81
4.2	Ätztechnologie . . . . .	83
4.2.1	Motivation . . . . .	83
4.2.2	Isotropes Ätzen . . . . .	84
4.2.3	Ätz-Rezepte . . . . .	85
4.3	Elektronenstrahl-Lithographie . . . . .	87
4.3.1	Motivation . . . . .	87
4.3.2	Funktionsweise . . . . .	87
4.3.3	Lacksystem . . . . .	89
4.3.4	Wechselwirkung mit Materie . . . . .	90
4.3.5	Proximity Effekt . . . . .	92
4.4	Ätzverhalten nach 30 kV Belichtung . . . . .	95
4.5	Ätzverhalten nach 2,5 kV Belichtung . . . . .	96
4.6	Resistlose Prozessierung . . . . .	97
4.7	Einfluss der EBL auf den Ätzprozess . . . . .	97
4.7.1	(Al,Ga)Sb . . . . .	97
4.7.2	InAs . . . . .	98
4.7.3	Reversibilität der EBL . . . . .	98
4.7.4	Resistlose Prozessierung von Mehrfachschichten . . . . .	99
4.8	Herstellung von sub- $\mu$ Mesas . . . . .	100
4.8.1	(Al,Ga)Sb-InAs Heterostrukturen . . . . .	100
4.8.2	InAs . . . . .	103
4.8.3	Ätzmodell . . . . .	104
<b>5</b>	<b>Elektrische Spin Injektion in InAs ?</b>	<b>109</b>
5.1	Motivation . . . . .	109
5.2	Materialsystem . . . . .	109
5.2.1	InAs . . . . .	109
5.2.2	(Cd,Mn)Se . . . . .	110
5.3	Probenaufbau . . . . .	110
5.3.1	Schichtsystem . . . . .	110
5.3.2	Probengeometrie . . . . .	111
5.3.3	Messverfahren . . . . .	112
5.4	Ergebnisse . . . . .	112
5.4.1	I / U Kennlinien . . . . .	112
5.4.2	Magnetowiderstand . . . . .	114
5.4.3	Tunnelkontakte . . . . .	115
5.4.4	Intrinsische Magnetowiderstände . . . . .	119
5.5	Spinabhängiger Tunneleffekt ? . . . . .	121

<b>Literatur</b>	<b>125</b>
<b>Eigene Publikationen</b>	<b>133</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Die verschiedenen Geometrien des GMR-Effektes . . . . .	6
1.2	Schematische Darstellung der Zustandsdichten bei den 3d-Übergangsmetallen. . . . .	8
1.3	Unkorrigierte und mit der Beweglichkeit normierte Zustands- dichten von Eisen und Nickel . . . . .	9
1.4	Dichte- ( $P_N$ ) und Strompolarisation ( $P_j$ ) von Eisen und Nickel	10
1.5	Schematische Funktionsweise eines Spinvalve . . . . .	12
1.6	Interaktionen des Elektronenspin mit und ohne Spin-Bahn-Kopplung . . . . .	14
1.7	Der Datta Transistor . . . . .	17
1.8	Spinabhängige Dispersionsrelation bei Berücksichtigung des Rashba-Terms . . . . .	18
1.9	Optische Auswahl-Regeln zur Erzeugung von spinpolarisierten Ladungsträgern . . . . .	20
1.10	Photolumineszenz-Messung zur Ermittlung der Spin-Relaxationslänge in GaAs . . . . .	22
1.11	Optischer Nachweis der elektrischen Spin-Injektion von einem II / VI DMS in (Al,Ga)As . . . . .	23
1.12	Einfaches Ersatzschaltbild für eine Ferromagnet-Halbleiter- Ferromagnet Hybridstruktur . . . . .	24
1.13	Erwartete Widerstandsänderung zwischen paralleler und anti- paralleler Magnetisierung der ferromagnetischen Kontakte . .	27
1.14	Die elektrochemischen Potentiale an einem spinpolarisierten Kontakt-Halbleiter-Interface . . . . .	29
1.15	Verlauf der elektrochemischen Potentiale bei stark gekoppel- ten Grenzflächen . . . . .	33
2.1	Einheitszelle und erste Brillouin-Zone der Zinkblendestruktur .	36
2.2	Gitterkonstante und Bandlücke von verschiedenen Halbleitern.	37
2.3	Bandverlauf von direkten open-gap II/VI-Halbleitern. . . . .	39

2.4	Abhängigkeit der intrinsischen Polarisierung der Elektronen im DMS vom angelegten Magnetfeld . . . . .	46
3.1	Schematische Übersicht über alle im Bauteil vorkommenden intrinsischen und Grenzflächen-Widerstände. . . . .	50
3.2	Bauteil-Geometrie zur quantitativen Ermittlung von Kontaktwiderständen. . . . .	52
3.3	Die benutzte Schichtstruktur zur Ermittlung der Kontaktwiderstände. . . . .	53
3.4	Die einzelnen Prozessierungsschritte bei TLM-Strukturen . . . . .	54
3.5	Omsche Kennlinie zweier <i>in-situ</i> Al Kontakte auf hochdotiertem ZnSe . . . . .	56
3.6	Der Gesamtwiderstand $R_{\Sigma}$ zwischen jeweils zwei benachbarten Metall-Pads in Abhängigkeit vom Abstand. . . . .	57
3.7	Spezifischer Kontaktwiderstand von <i>in-situ</i> Al auf ZnSe als Funktion der Temperatur. . . . .	58
3.8	Naheliegendste, weil dem 1D-Modell am ehesten entsprechende Bauteil- und Messgeometrie. Verworfen. . . . .	59
3.9	Modifizierte TLM-Geometrie zur elektrischen Spin-Injektion . . . . .	60
3.10	Benutzte Schichtstruktur und -Geometrie zur elektrischen Spin-Injektion. . . . .	61
3.11	Benutzter Stromkreis zur Vermessung der Proben. . . . .	62
3.12	Magnetowiderstand einer (Be,Zn,Mn)Se / (Be,Zn)Se-Struktur . . . . .	64
3.13	Elektrische Charakterisierung der DMS Schicht . . . . .	65
3.14	Elektrische Charakterisierung der NMS-Schicht . . . . .	65
3.15	Relative Widerstandsänderung durch elektrische Spin-Injektion in Abhängigkeit von der DMS-Dicke . . . . .	68
3.16	Simulation einer zweidimensionalen DMS-NMS- Struktur . . . . .	69
3.17	Absolute Widerstandsänderung bei verschiedenen Abständen zwischen den DMS-Pads. . . . .	70
3.18	Modell zur Abhängigkeit der Spininjektion von der Dicke des DMS. . . . .	71
3.19	Modell zur Abhängigkeit der Spin-Injektion von der Temperatur . . . . .	72
3.20	Abhängigkeit des LMR von der NMS-Dotierung . . . . .	74
3.21	Bandverläufe für verschiedene Dotierregime . . . . .	75
3.22	Modell zur Spin-Polarisierung von Elektronen im DMS bei verschiedenen Dotierkonzentrationen. . . . .	76
3.23	LMR-Effekt mit niedrigdotierten DMS-Kontakten . . . . .	78
3.24	LMR-Effekt mit mitteldotierten DMS-Kontakten . . . . .	79
3.25	LMR-Effekt mit hochdotierten DMS-Kontakten . . . . .	80

4.1	Die benutzte (Al,Ga)Sb-InAs Quantentrog Struktur. . . . .	82
4.2	Schematischer Verlauf einer nasschemischen Ätze mit isotropen Ätzraten . . . . .	84
4.3	Vergleich von optischer und Elektronenstrahl-Lithographie . . .	88
4.4	Ausschnitt eines Polymethylmethacrylat-Moleküls . . . . .	89
4.5	Monte Carlo Simulationen von Elektronenbahnen . . . . .	91
4.6	Eindringtiefe von Elektronen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie . . . . .	92
4.7	Aufweitung des Elektronenstrahles in tieferen Resist-Schichten und Konsequenzen für die weitere Prozessierung . . . . .	93
4.8	Vergleich des Proximity Effektes bei verschiedenen Strahl-Energien (2 kV, 25 kV und 100 kV). . . . .	94
4.9	(Al,Ga)Sb- InAs- Heterostruktur nach resistloser Prozessierung	100
4.10	Testprobe zum Ermitteln von lateralen Ätzraten . . . . .	101
4.11	Erzielte (Al,Ga)Sb- InAs- Mesabreiten in Abhängigkeit der de- finierten Breite und Belichtungsdosis . . . . .	102
4.12	Lateralabweichung $\Delta d$ als Funktion der Belichtungsdosis bei (Al,Ga)Sb- Mesas . . . . .	103
4.13	Lateralabweichung von InAs- Mesas in Abhängigkeit von der benutzten Dosis . . . . .	104
4.14	Schmalste mit nasschemischen Ätzen hergestellte InAs-Mesa. Breite: ca. 12 nm. . . . .	105
4.15	Gaußförmige radiale Dosisverteilung bei verschiedenen Gesamt- dosen . . . . .	106
4.16	Vergleich der experimentellen Daten der 225 nm breit definier- ten InAs-Mesa mit dem Modell . . . . .	107
5.1	Probengeometrie und Messaufbau bei (Cd,Mn)Se- InAs- Heterostrukturen . . . . .	110
5.2	I/U Kennlinie einer (Cd,Mn)Se- InAs- Heterostruktur . . . . .	114
5.3	Magnetowiderstand einer (Cd,Mn)Se- InAs- Struktur . . . . .	115
5.4	Magnetowiderstand einer (Cd,Mn)Se- InAs- Struktur bei ver- schiedenen Temperaturen. . . . .	116
5.5	Leitwerte der Probe mit 3 ML ZnTe als Wachstumsstart für verschiedene Temperaturen. . . . .	117
5.6	Allgemeine Beschreibung eines trapezförmigen Potentials . . . .	118
5.7	Bandstruktur an der Grenzfläche (Cd,Mn)Se- InAs mit ZnTe als Startschicht und ohne weitere Zwischenschichten. . . . .	118
5.8	Magnetowiderstand von (Cd,Mn)Se- InAs- Proben für verschie- dene Interface-Strukturen. . . . .	120
5.9	Magnetowiderstand einer $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$ Schicht. . . . .	121



# Tabellenverzeichnis

1.1	Spinpolarisation von verschiedenen 3d-Metallen an der Fermi-Kante. . . . .	11
2.1	Elektronegativitäten der beteiligten Elemente . . . . .	35
2.2	Effektive Massen, Dielektrizitätszahl und kritische Dichte für den Metall-Halbleiter-Übergang der benutzten Materialien . .	41
2.3	Experimentell ermittelte s-d ( $\alpha$ ) und p-d ( $\beta$ ) Austauschintegrale.	44
3.1	Benutzte Ätzrezepte zur Strukturierung von TLM- und Spin-Injektionsproben. . . . .	55
3.2	Benutzte (Be,Zn,Mn)Se- (Be,Zn)Se-Schichtstrukturen . . . . .	67
3.3	Ladungsträgerkonzentrationen der verschieden dotierten DMS- und NMS-Schichten bei 4,2 K. . . . .	73
4.1	Schichtdicken der benutzten (Al,Ga)Sb-InAs-Heterostrukturen.	83
4.2	Benutzte Ätzrezepte für (Al,Ga)Sb und InAs. . . . .	86
5.1	Verwendete Lösung zu Passivierung von InAs-Oberflächen. . .	112
5.2	Benutzte (Cd,Mn)Se- InAs- Schichtstrukturen . . . . .	113
5.3	Die Widerstände von (Cd,Mn)Se- Türmen auf InAs in Abhängigkeit von der Interface-Struktur. . . . .	119



# Einleitung

Seit der Erfindung des Transistors durch Shockley, Bardeen und Brattain (1947), des Integrierten Schaltkreises (integrated circuit, IC) durch Kilby (1958) und des MOS-FET (1970) hat die Halbleiterelektronik eine stürmische Entwicklung genommen. Waren es in dem ersten hergestellten IC lediglich 4 Transistoren und Widerstände, hat sich in den letzten 40 Jahren im Durchschnitt die Anzahl der Transistoren und anderer Bauelemente pro Chip alle 2 Jahre verdoppelt. Entsprechende Steigerungen in Rechengeschwindigkeit, Erschwinglichkeit und Zuverlässigkeit waren die Folge, so dass elektronische Bauteile aus dem heutigen Alltag nicht mehr wegzudenken sind.

Die gesamte beschriebene Entwicklung beruht größtenteils auf dem Prinzip der Miniaturisierung der Bauteile, so dass aktuelle ICs im wesentlichen noch auf den gleichen Basis-Funktionen beruhen wie Ihre Vor-Vorgänger 50 Jahre zuvor. Zur Zeit werden in der Massenfertigung ICs hergestellt, bei denen die Strukturbreiten der Transistoren eine Größe von lediglich 130 nm haben. Diese Miniaturisierung bei im wesentlichen unveränderter Funktionsweise hat allerdings zur Folge, dass auch andere, unerwünschte, Effekte eine Rolle spielen: Leckströme, thermisches Rauschen, nicht zuletzt hervorgerufen durch die hohe Energiedissipation in den Bauteilen selbst, sind Gründe, die die Chipdesigner vor immer größer werdende Probleme stellen.

Nun besitzt das Elektron nicht nur eine Ladung, sondern auch einen Spin. Während der Spin in der Grundlagenforschung schon immer Beachtung fand, ist diese Eigenschaft in der Halbleiterelektronik weitestgehend ignoriert worden.

In der modernen Computertechnik werden Elektronen-Spins allerdings indirekt benutzt - die magnetischen Eigenschaften von externen Speichermedien, wie z. B. Festplatten, basieren auf dem Spin der Elektronen.

Diese Zweiteilung, zum einen die auf der Ladung des Elektrons beruhende klassische Elektronik, zum anderen der auf dem Spin beruhende Magnetismus der gebäuchlichsten externen Speichermedien, wird mittels Schreib-Leseköpfen überbrückt. Die Schreib-Leseköpfe müssen in der Regel mecha-

nisch auf den Speichermedien positioniert werden. Daher stellt oft gerade die Positionierung bei wahlfreiem Zugriff auf die gespeicherten Daten den die Gesamtleistung des Systems begrenzenden Flaschenhals dar.

Im Jahre 1988 wurde mit dem Giant magneto resistance (GMR) ein Bauteilkonzept demonstriert, das diesen Dualismus umgeht. Bei diesen, aus metallischen Multilayern bestehenden, Bauteilen kann die relative Magnetisierungsrichtung benachbarter Metallschichten, mittels der Messung des elektrischen Widerstandes ermittelt werden. Die Spins der den Strom tragenden Elektronen dienen dabei als Sonde.

Übertragen auf die Halbleitertechnik und die Thematik von nichtflüchtigen Massespeichern ist ein solches Bauteilkonzept von hoher Relevanz. Mit einem solchen Bauteil könnte man in der Lage sein, die Magnetisierungsrichtung einer als Speicherzelle dienenden Domäne direkt auszulesen. Die Spin-Orientierung der aus diesem permanenten Speicher kommenden Elektronen beeinflusst in diesem Fall die Eigenschaften des Schaltkreises.

Analog zur klassischen Elektronik müssen in dieser sogenannten *Spinelektronik* mehrere Grundfunktionalitäten gewährleistet sein: Elektronen-Spins müssen in den Halbleiter gelangen, dort transportiert und manipuliert werden können und wieder herausgelangen.

Diese Arbeit widmet sich dem ersten dieser Probleme, der elektrischen Injektion von spinpolarisierten Elektronen und dem Nachweis dieser Injektion mittels elektrischer Messungen. Injektion und Nachweis gerade über die Messung von elektrischen Größen ist deswegen so wichtig, weil die bislang bekannten Alternativen (optische Erzeugung, Elektrolumineszenz oder mit Spulen erzeugte Magnetfelder) für die angestrebten Bauteilabmessungen zu aufwendig sind.

Die Arbeit ist wie folgt aufgeteilt: Im ersten Kapitel wird zuerst ein Überblick über den Stand der Forschung der Spin-Injektion, insbesondere der elektrischen Spin-Injektion, gegeben. Danach wird ein Modell vorgestellt, das im diffusiven Regime die bisherigen Ergebnisse gut beschreibt, insbesondere das Scheitern einer Spin-Injektion von ferromagnetischen Metallen in Halbleiter ohne weitere Tunnelbarrieren. Im zweiten Kapitel werden verdünnte magnetische Halbleiter vorgestellt, die sich durch eine hohe Elektronen-Spinpolarisation, verbunden mit halbleitertypischen Leitfähigkeiten, auszeichnen. Im dritten Kapitel werden Untersuchungen zur elektrischen Spininjektion am Materialsystem (Be,Zn,Mn)Se-(Be,Zn)Se beschrieben und der erste Nachweis einer elektrischen Spininjektion in Halbleiter präsentiert. Im vierten Kapitel wird eine nasschemische, durch Elektronenstrahl-Belichtung manipulierbare, Ätztechnik am Materialsystem (Al,Ga)Sb - InAs vorgestellt. Dies bildet die technologische Vorbereitung, um, wie, im fünften Kapitel beschrieben, die elektrische Spin-Injektion von einem anderen

verdünnten magnetischen II/VI Halbleiter, (Cd,Mn)Se, in einen III/V Halbleiter, InAs, zu untersuchen. Am Ende werden die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf die in Zukunft geplanten Messungen gegeben.



# Kapitel 1

## Spin Injektion

„*Electrons have spin as well as charge and this may make all the difference in future electronics*“ [Pri95]. Dieses Zitat von Garry Prinz ist eine kurze Zusammenfassung der Spin-Elektronik und damit der elektrischen Spin-Injektion. Die gesamte bisherige Halbleiter-Elektronik basiert auf der Elektronen-Eigenschaft „Ladung“, sei es als Ladung oder Nicht-Ladung von Kondensatoren, den daraus resultierenden Spannungen oder fließenden Elektronen als Ströme. In der Spin-Elektronik rückt nun die zweite Eigenschaft des Elektrons mit in das Blickfeld des Interesses: Der Spin.

In diesem Kapitel wird daher zuerst Grundlegendes zum Spin gesagt werden. Danach folgt ein kurzer Überblick, wie Spins bisher in der Elektronik im weitesten Sinne genutzt wurde. Mit der Entdeckung des „giant magnetoresistance“ ändert sich die Zugriffsmöglichkeit auf den Spin qualitativ. Am Ende des Kapitels wird mit dem „Datta-Transistor“ das Paradigma der Spin-Elektronik vorgestellt.

### 1.1 Der Spin

#### 1.1.1 Einführung

Der Elektronen-Spin  $s$  ist, klassisch gesehen, der Eigendrehimpuls der Elektronen. Mit ihm ist ein magnetisches Moment  $\mu_s$  verbunden:

$$\mu_s = -g_s \frac{e\hbar}{2m_e} \frac{s}{\hbar} = -g_s \mu_B \frac{s}{\hbar}, \quad \text{mit : } \mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (1.1)$$

Dabei ist  $g_s$  das gyromagnetische Verhältnis,  $m_e$  die Elektronen-Masse, und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton:

$$\mu_B = 5,79 \cdot 10^{-1} \text{eV/T}$$

Im Gegensatz zu den Bahndrehimpulsen, bei denen der g-Faktor  $g_l$  dem klassisch zu erwartenden Wert  $g_l = 1$  entspricht, beträgt der g-Faktor vom Elektronen Spin:

$$g_s \approx 2 \quad (1.2)$$

Der Elektronen-Spin ist - auch im hier im Kontrast zu Bahndrehimpulsen - nicht ganzzahlig:  $s = 1/2$ . Nach den Auswahlregeln der Drehimpulse  $\Delta l = \pm 1$  kann der Spin bezüglich einer Quantisierungsachse  $z$  genau zwei Orientierungen  $m_s = \pm 1/2$  annehmen.

Bei nicht zu starken Magnetfeldern können Spin  $s$  und Bahndrehimpuls  $l$  zum Gesamtdrehimpuls  $j$  koppeln. Unter Mitberücksichtigung des Spins konnte von Goudsmit und Uhlenbeck [Gou25] die Feinstruktur der Spektrallinien erklärt werden.

Der Spin mit seinem ungeradzahligem Betrag und seiner gyromagnetischen Anomalie ist klassisch nicht zu deuten, erst in der relativistischen Quantenmechanik (Dirac) ergeben sich zwanglos sowohl der Betrag als auch  $g = 2$ . Weitere Korrekturen für  $g - 2 = 0,00232$  liefert die Quantenelektrodynamik [Coh87].

### 1.1.2 Formale Beschreibung

Der Hilbertraum eines isolierten Elektronenspins besitzt wegen  $s_z = \pm \frac{1}{2}\hbar$  zwei Dimensionen. Es existieren zwei linear unabhängige Basiszustände ( $\chi^+$  und  $\chi^-$ ), die die Eigenzustände des Spinoperators zu den beiden Eigenwerten sind. Der Spinoperator muss als quantenmechanischer Drehimpulsoperator den Vertauschungsrelationen genügen:

$$\vec{s} \times \vec{s} = i\hbar\vec{s} \quad (1.3)$$

Dies bedeutet gleichzeitig zwingend nach der Heisenbergschen Unschärfere-lation [Nol93], dass lediglich **eine** der drei Komponenten des Spin genau gemessen werden kann. Im folgenden wird statt  $\vec{s}$  (mit den Eigenwerten  $\pm 1/2\hbar$ ) ein dimensionsloser Operator  $\vec{\sigma}$  eingeführt:

$$\vec{\sigma} = \frac{2}{\hbar}\vec{s} \quad (1.4)$$

Damit lauten die Eigenwertgleichungen:

$$\sigma_z \chi^\pm = \pm 1 \chi^\pm \quad \text{und} \quad \vec{\sigma}^2 \chi^\pm = 3 \chi^\pm \quad (1.5)$$

Die bekannteste Repräsentation dieser Operatoren sind die *Pauli-Matrizen*:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_y &= \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_z &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.6)$$

Im Allgemeinen wird „z“ als die zu messende Komponente angenommen, dann gilt:

$$\begin{aligned}\chi^+ &= |z+\rangle = |\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \chi^- &= |z-\rangle = |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.7)$$

Für die anderen Komponenten gilt entsprechend:

$$\begin{aligned}|x+\rangle &= \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} & |x-\rangle &= \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \\ |y+\rangle &= \begin{pmatrix} -i \\ 1 \end{pmatrix} & |y-\rangle &= \begin{pmatrix} i \\ 1 \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (1.8)$$

Da der Hilbert-Raum für ein isoliertes Elektron zweidimensional ist, lässt sich jeder in einer bestimmten Spin-Komponente präparierter Zustand als Linearkombination von Eigenzuständen einer der anderen Komponenten darstellen, z.B.:

$$|x+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = 1 \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + 1 \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 1 \cdot |z+\rangle + 1 \cdot |z-\rangle \quad (1.9)$$

Die dabei benötigten Vorfaktoren haben aber immer, wie im Beispiel, den gleichen Betrag. Der Spin ist in dieser zweiten Komponente, in Übereinstimmung mit der Forderung aus der Unschärferelation, maximal unbestimmt.

## 1.2 Magnetismus

Der Elektronenspin (und u. U. der Bahndrehimpuls der Elektronen) besitzen ein permanentes magnetisches Moment (vgl. Gl. 1.1). Diese sind in Verbindung mit dem Pauli-Prinzip die Ursache für makroskopische magnetische Ordnungsphänomene wie Ferri-, Antiferro- und Ferromagnetismus.

### 1.2.1 Pauli-Prinzip

Elektronen sind als Träger eines halbzahligen Spins Fermionen. Mehrelektronen-Wellenfunktionen müssen daher nach Pauli [Pau25] total antisymmetrisch unter Teilchentausch sein:

$$\begin{aligned} & \phi_n(\mathbf{r}_1, s_1, \dots, \mathbf{r}_i, s_i, \dots, \mathbf{r}_j, s_j, \dots, \mathbf{r}_n, s_n) \\ = & - \phi_n(\mathbf{r}_1, s_1, \dots, \mathbf{r}_j, s_j, \dots, \mathbf{r}_i, s_i, \dots, \mathbf{r}_n, s_n) \end{aligned} \quad (1.10)$$

$\phi_n(\mathbf{r}_1, s_1, \dots, \mathbf{r}_n, s_n)$  ist dabei eine n-Elektronen-Wellenfunktion, die, wie in Gl. 1.10 dargestellt, unter Vertauschung der Elektronen  $i$  und  $j$  das Vorzeichen wechselt.

Im folgenden geht man vom -vereinfachenden- Sonderfall einer Zwei-Elektronen-Wellenfunktion  $\phi_2$  mit nur geringer oder gar keine Spin-Bahn-Wechselwirkung aus. Unter diesen Umständen kann  $\phi_2$  als Produktansatz einer Zwei-Elektronen-Spin-Funktion  $\chi_2$  und einer Zwei-Elektronen-Ortswellenfunktion  $\psi_2$  beschrieben werden:

$$\phi_2(\mathbf{r}_1, s_1, \mathbf{r}_2, s_2) = \chi_2(s_1, s_2) \cdot \psi_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \quad (1.11)$$

Da die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch unter Teilchentausch sein muss, ist

- entweder die Ortsfunktion symmetrisch und die Spin-Funktion antisymmetrisch
- oder die Ortsfunktion antisymmetrisch und die Spin-Funktion symmetrisch.

Die Symmetrie der Ortswellenfunktion hat aber aufgrund der Coulomb-Abstoßung zwischen den beiden Elektronen einen Einfluss auf die Energie des Systems. In diesem Fall gilt:

$$E(\psi_2^s) - E(\psi_2^a) = A \quad (1.12)$$

Die Austauschenergie  $A$  beschreibt dabei den Energieunterschied zwischen den verschiedenen symmetrischen Ortswellenfunktionen und damit auch der verschiedenen Spin-Ausrichtungen. Dies bedeutet, dass bei positiver *Austauschenergie* aufgrund des Pauli-Prinzipes und der Coulomb-Abstoßung eine bestimmte Ausrichtung der Spins verursacht wird (hier parallel). Die allgemeine Formulierung dieses Phänomens für isolierte mehr-Elektronen-Atome sind die *Hundschen Regeln*. Im Festkörper hängen Vorzeichen und Größe der Austauschenergie von Symmetrien im Material und - bei delokalisierten

Elektronen- Bandstrukturen ab. Zusätzlich muss insbesondere beim Band-Magnetismus der 3d-Übergangsmetalle auch die kinetische Energie berücksichtigt werden, die aufgewendet werden muss, um Elektronen-Spins parallel zueinander auszurichten. Dieses Gegenspiel von potentieller und kinetischer Energie kann durch das *Stoner* Kriterium beschrieben werden (s. Abschnitt 1.4.2, S. 7).

## 1.3 Praktische Anwendung - Festplatten

### 1.3.1 Funktionsweise

Festplatten sind die zur Zeit am häufigste benutzte Technik zur dauerhaften und verhältnismäßig schnellen Speicherung von Daten in der Computer-Welt.

Die Speichermedien sind rotierende Platten mit einer dünnen, ferromagnetischen Oberfläche. Die Magnetisierungsrichtung einzelner magnetischer Bereiche wird dabei zur Speicherung von Bits genutzt.

### 1.3.2 Zugriffsmöglichkeiten

Der Zugriff auf die magnetische Orientierung der Domänen erfolgt „indirekt“ mit Hilfe eines auf die Domäne zu positionierenden Schreib/Lesekopfes.

Beim Lesen wird das von dieser Domäne erzeugte Magnetfeld detektiert, beim Schreiben durch ein erzeugtes Magnetfeld die Domäne ummagnetisiert. Durch diesen „Umweg“ über die magnetischen Felder wird zum einen die Schreib/Lesegeschwindigkeit limitiert, zum anderen aufgrund von „Störfeldern“ benachbarter Domänen die maximale Speicherdichte.

### 1.3.3 Grenzen

Zwar kann durch entsprechende Optimierung der Schreib / Lesekopf- Technologie die Speicherdichte beachtlich erhöht werden, der eigentlich begrenzende Faktor hingegen bleibt: Zur Speicherung von Daten werden weiterhin langsame mechanische Komponenten zur Positionierung des Schreib / Lesekopfes benötigt. Der Auslesemechanismus basiert weiterhin auf dem Magnetfeld. Für eine vollständige Integration dieses Speichermediums ist es daher wünschenswert, einen „direkten“ elektrischen Zugriff auf diese Speicherzellen zu erhalten, also einen direkten elektrischen Zugriff auf Spins.

## 1.4 GMR-Effekt

Beim 1988 erstmals dokumentierten *Giant magneto resistance* Effekt (GMR) wurde die Orientierung vom Elektronenspin ausgenutzt, um direkt einen elektrischen Widerstands-Effekt zu erreichen [Bai88] [Bar90]. Dies ist ein deutlicher, qualitativer Unterschied zu den in Abschnitt 1.3 beschriebenen indirekten Verfahren mittels Schreib/Lese-Köpfen.

### 1.4.1 Bauteil-Geometrie

Ein GMR-Bauteil besteht aus einer Metall- Multilayer- Struktur, in der sich ferromagnetische und paramagnetische Schichten abwechseln. Je nach relativer Orientierung von Strom und Schichtstruktur wird beim GMR zwischen „current in plane“ (cip) und „current perpendicular to plane“ (cpp) unterschieden [Pra91] (vgl. Abb. 1.1).

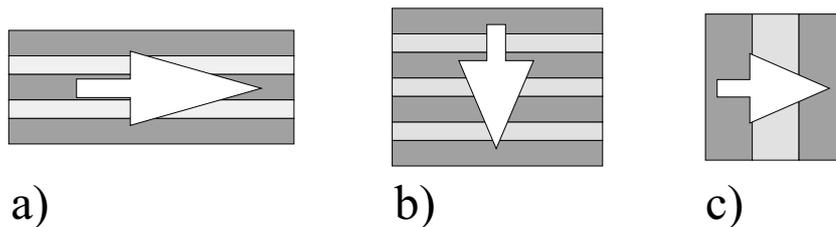


Abbildung 1.1: Die verschiedenen Geometrien des GMR-Effektes: a) current in plane (cip) und b) current perpendicular to plane (cpp). Ein Sonderfall stellt das minimale cpp-GMR Device dar, das „Spin valve“ (c). Die großen Pfeile repräsentieren die Richtung des Stromflusses.

Der Widerstand ist bei beiden Geometrien klein, wenn die ferromagnetischen Schichten parallel magnetisiert sind, bei antiparalleler Ausrichtung ist er erhöht. Die antiparallele Orientierung benachbarter Schichten kann entweder durch antiferromagnetische Kopplung, Ausnutzung der Formanisotropie der Schichten oder durch magnetischen „Pinnen“<sup>1</sup>, mit Außenschichten erreicht werden. Zur Zeit werden als ferromagnetische Materialien vorwiegend 3d-Übergangsmetalle (Fe, Co, Ni) eingesetzt. Da der Begriff der „Spinpolarisation“ beim Funktionsprinzip vom GMR-Bauteilen relevant ist, wird dieser im folgenden definiert.

<sup>1</sup>Unter magnetischem Pinnen versteht man eine - meist antiferromagnetische - Wechselwirkung zwischen zwei Schichten, die bewirkt, dass die betrachtete ferromagnetische Schicht eine erhöhte Korzitivfeldstärke aufweist.

### 1.4.2 Spinpolarisation in 3d-Übergangsmetallen

Messungen mit verschiedenen Techniken haben gezeigt, dass in den 3d-Übergangsmetallen Fe, Co und Ni die Elektronen an der Fermi-Kante spinpolarisiert sind [Lan86].

#### Stoner-Kriterium

Die 3d-Übergangsmetalle genügen aufgrund der hohen Zustandsdichten an der Fermi-Kante  $D(E_F)$  des 3d-Bandes dem Stoner-Kriterium [Sto38].

$$A(E_F) \cdot D(E_F) > 1 \quad (1.13)$$

Dabei ist  $A(E_F)$  die Austauschenergie. Da die 3d-Elektronen vorwiegend lokalisierten Charakter haben, ist der erlaubte Energiebereich vergleichsweise niedrig, umso höher die Zustandsdichte. Bei Gültigkeit des Stoner-Kriterium ist es energetisch günstig, die Bänder der verschiedenen Spinorientierungen gegeneinander um den Betrag  $A$  zu verschieben. Die dann notwendige Umverteilung der (energetisch angehobenen) Spin-Spezies auf das zweite Band „kostet“ zwar kinetische Energie, diese ist jedoch aufgrund der hohen Kapazität der Bänder (Zustandsdichte) vom Betrag her geringer als der Gewinn an potentieller Energie (s. Abb. 1.2). Durch die Bandverschiebung existieren daher bei allen ferromagnetischen 3d-Übergangsmetallen stark spinabhängige Zustandsdichten in der Nähe der Fermi-Kante.

#### Die Definition der Spinpolarisation

Eine intuitiv einsichtige Definition der oben erwähnten Polarisation der Elektronen ist die normierte Differenz der Zustandsdichten von  $\uparrow$ - und  $\downarrow$ -Elektronen an der Fermi-Kante ( $D^\uparrow(E_F)$ ,  $D^\downarrow(E_F)$ ):

$$P_N = \frac{D^\uparrow(E_F) - D^\downarrow(E_F)}{D^\uparrow(E_F) + D^\downarrow(E_F)} \quad (1.14)$$

Diese Definition der „Dichtepolarisation“ berücksichtigt allerdings nur die Zustandsdichten der beiden Spin-Orientierungen, nicht den Bindungscharakter. Sie ist daher lediglich für diejenigen Messungen uneingeschränkt gültig, bei denen (Nicht-)Lokalisierung irrelevant ist, wie z. B. spin-aufgelöster Photoemission [Kis85]. Bei Transportmessungen, wie Andreev-Reflektion an einer Ferromagnet-Supraleiter Grenzfläche [Upa98] [Sou98] oder ein-Elektron-Tunneleffekte [Mer94]) und elektrischer Spin-Injektion, ist die Frage der Lokalisierung elementar. In diesem Fall ist die relevante Größe die Spinpolarisation

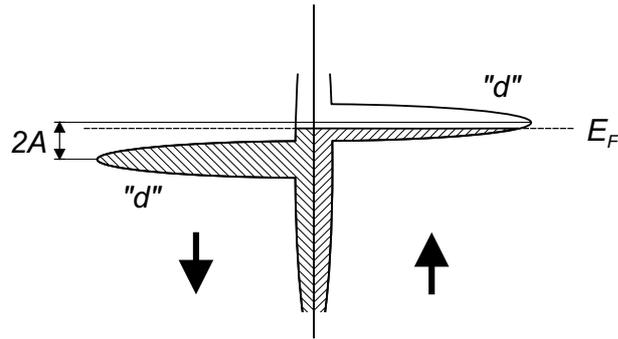


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung der Zustandsdichten bei den 3d-Übergangsmetallen. Aufgrund der hohen Zustandsdichten der d-artigen Elektronen („d“) ist es energetisch günstig, das eine Spinband, hier Spin-down, um den Austauschenergie  $A$  abzusenken (und das andere anzuheben), weil die zur Umverteilung der Elektronen aufzubringende kinetische Energie im Vergleich zu der durch die Absenkung des Spin-down Bandes gewonnenen klein ist.

der Ströme („Strompolarisation“):

$$P_j = \frac{j^\uparrow - j^\downarrow}{j^\uparrow + j^\downarrow} \quad (1.15)$$

Wie in Abb. 1.3 ersichtlich, wird der Hauptanteil der für den Ferromagnetismus verantwortlichen hohen Zustandsdichten an der Fermi-Kante von 3d-artigen Elektronen gebildet. Diese sind lokalisiert, besitzen also eine niedrige Beweglichkeit. Dagegen sind die Elektronen des 4s-Bandes aufgrund ihrer Nicht-Lokalisierung energetisch breiter verteilt. Ihre Zustandsdichte ist im Vergleich zu der der 3d-Elektronen klein. Im Im Fall einer geringen Hybridisierung zwischen 4s und 3d, wie im Beispiel Ni (s. Abb. 1.3, rechts), dominieren die 3d-Elektronen die „Dichtepolarisation“, während dagegen die 4s-Elektronen aufgrund ihrer hohen Beweglichkeit die „Strompolarisation“ maßgeblich bestimmen. In diesem Fall beschreiben beide Polarisierungen komplett unterschiedliche Aspekte des Materials (s. Abb. 1.4). Ein Rückschluss von einer zur anderen Größe ist direkt nicht möglich [Maz99].

Bei starker Hybridisierung beider Bänder dominiert lediglich ein Elektronen-Typ - die Hybride - beide Polarisationsstypen. In diesem Fall folgen sowohl die „Dichtepolarisation“, als auch die „Strompolarisation“ dem gleichen Trend, ein Vergleich der bei verschiedenen Experimenten gewonnenen Daten ist zumindest qualitativ möglich [Maz99]. Als Beispiel ist in Abb. 1.3 (links) Eisen angegeben.

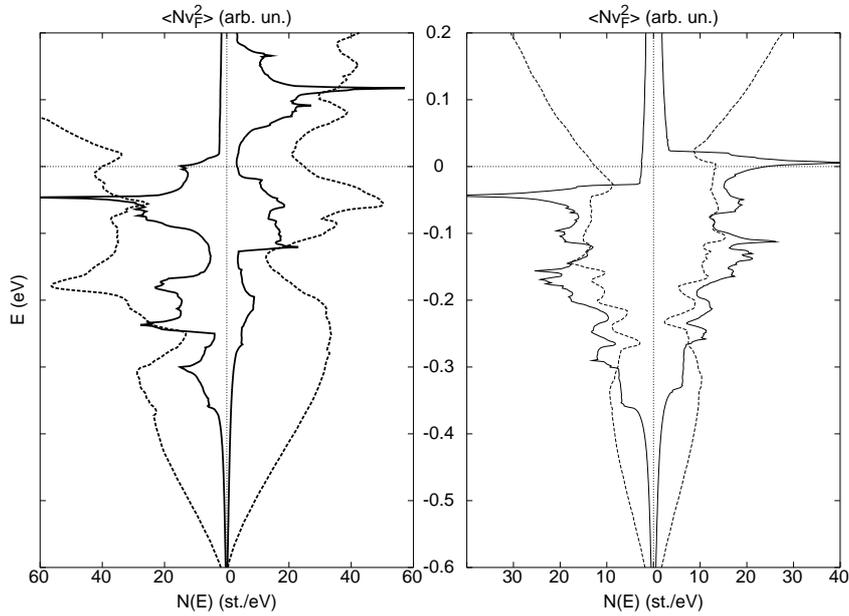


Abbildung 1.3: Unkorrigierte (durchgezogen) und mit der Beweglichkeit normierte (punktiert) Zustandsdichten von Eisen (links) und Nickel (rechts). Deutlich zu erkennen ist der unterschiedliche Grad der Hybridisierung zwischen den Bändern. Während bei Ni die 3d-Bänder als  $\delta$ -ähnliche Peaks in der Zustandsdichte der übrigen Bandstruktur auffallen (geringe Hybridisierung), sind die Peaks bei Fe deutlich verbreitert - ein Hinweis auf starke Hybridisierung (nach [Maz99]).

Im folgenden werden daher vorwiegend Experimente mit Eisen als Ferromagnet dargestellt, da für dieses Material  $P_N$  und  $P_j$  als von der gleichen Größenordnung angenommen werden. Die mit verschiedenen Messmethoden ermittelten Spinpolarisationen sind in Tabelle 1.1 angegeben.

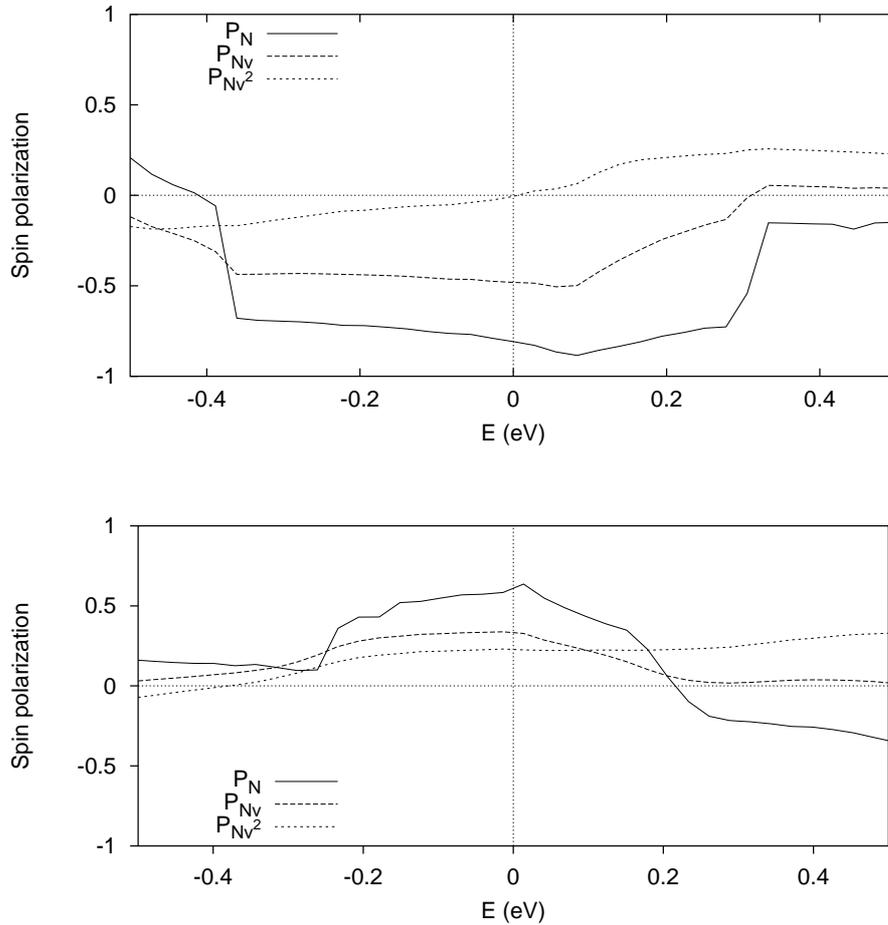


Abbildung 1.4: Die verschieden starke Hybridisierung schlägt sich auch in den Polarisierungen nieder: Bei Fe (unten) folgen  $P_N$  und  $P_j$  in der Nähe der Fermi-Kante qualitativ dem gleichen Verlauf. Bei Ni (oben) dagegen liegt  $P_N(E_F)$  bei über 70%, während  $P_{Nv^2}$  (dies entspricht im wesentlichen  $P_j$  im difusiven Regime) verschwindet und knapp über  $E_F$  sogar das Vorzeichen wechselt (nach [Maz99]).

	$P_{AR}[\%]$	$P_{Tu}[\%]$
Fe	42	40
Co	40	35
Ni	41	33

Tabelle 1.1: Spinpolarisation von verschiedenen 3d-Metallen an der Fermi-Kante, ermittelt mittels Andreev-Reflektion ( $P_{AR}$ ) [Upa98] [Sou98], und ein-Elektron Tunnel-Experimenten ( $P_{Tu}$ ) [Mer94].

### 1.4.3 Funktionsweise von GMR

Bei der im folgenden betrachteten cpp-Geometrie kann man nach Abschnitt 1.4.2 davon ausgehen, dass ein spinpolarisierter Strom vom Ferromagneten in das „Transportmaterial“ injiziert wird. Bei nicht zu langen Drift-Strecken im Transportmaterial bleibt ein Teil der Spinpolarisation bis zur Ankunft am zweiten Ferromagneten erhalten. Je nachdem, ob der spinpolarisierte Strom zur Zustandsdichte bzw. Magnetisierung des zweiten ferromagnetischen Kontaktes passt (parallele Magnetisierung) oder nicht (antiparallel), fällt der Übergang am zweiten Interface leicht (niedriger Widerstand) oder nicht (hoher Widerstand), s. Abb. 1.5. Neben dem Vergleich von Strompolarisation und besetzbaren Zuständen im Detektor werden als mögliche weitere Ursachen mikroskopisch spinabhängige Streu-Effekte angeführt [Val93].

Aufgrund der hohen Spin-Relaxationsraten in Metallen ist die Größe des Widerstandseffektes stark von der Dicke des Transportmaterials abhängig. Übliche Dicken sind 5-20 nm [Pra91]. Der Sonderfall eines 3-Lagen-cpp-GMR wird als metallisches „Spinvalve“ bezeichnet [Pri95].

### 1.4.4 Spin-Manipulation

Da mit dem Spin der Elektronen auch ein magnetisches Moment  $\mu_s$  verknüpft ist (Gl. 1.1), kann mit einem externen Magnetfeld der Spin manipuliert werden. Im einfachsten Fall, das externe Magnetfeld  $\mathbf{B}$  steht senkrecht zum magnetischen Moment  $\mu_s$ , präzidiert der Spin mit der Larmor-Frequenz

$$\omega_L = \frac{g\mu_B B}{\hbar} \quad (1.16)$$

Nach einer Driftzeit  $\tau_D$  ist der Spin im Spinor-Raum um den Winkel

$$\phi = \omega_L \tau_D \quad (1.17)$$

verdreht.

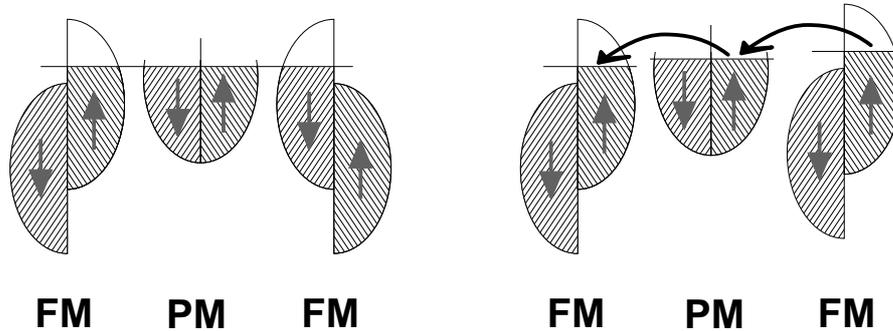


Abbildung 1.5: Schematische Funktionsweise einer minimalen cpp-GMR-Struktur mit 3 Schichten („Spinvalve-Transistor“). Im Falle antiparallel magnetisierter ferromagnetischer Kontakte mit 100% Polarisation (links) ist ohne Spinflip im paramagnetischen Metall kein Stromtransport möglich. Sind beide Ferromagneten parallel magnetisiert, können, bei entsprechender Vorspannung, Elektronen vom linken Kontakt zum rechten fließen. Die Funktionsweise bei einer Wiederholung dieser Schichtstruktur (der Übergang vom Trilayer zum Multilayer) erfolgt analog.

### Tunnel-Messungen an einem Co-Al-Co Bauteil

In diesem von Jedema *et al.* vorgestellten Experiment wurde die Spin-Manipulation an einem lateral strukturierten Co-Al-Co Bauteil nachgewiesen [Jed02]. Elektronen werden vom ersten Co-Kontakt durch eine AlO-Tunnelbarriere in das darunter liegende, als Transportmaterial fungierende Aluminium injiziert. In einem Abstand von ca. 500 nm treten sie über einen weiteren Tunnelkontakt vom Al in einen zweiten Co-Kontakt über.

Ohne externes Feld wurde das erwartete Verhalten gemessen: Ein niedriger Widerstand  $R_{\text{parallel}}$  des Gesamtbauteils bei paralleler Magnetisierung, ein hoher Widerstand  $R_{\text{antiparallel}}$  bei antiparalleler Magnetisierung der beiden Co-Kontakte. Wurde ein Magnetfeld angelegt, stieg der Widerstand der parallel Konfiguration an, da die „passend“ injizierten Spins während des Driftens durch das Aluminium verdreht wurden und bei der Ankunft am zweiten Co Kontakt, dem Detektor nicht mehr „passten“. Analog dazu verringerte sich der Widerstand bei der antiparallelen Konfiguration.

Zusätzlich wurde - ohne externes Magnetfeld - die Abhängigkeit von  $\Delta R = R_{\text{parallel}} - R_{\text{antiparallel}}$  vom Abstand der beiden Co Elektroden ermittelt. Eine Auswertung ergibt eine Spin-Relaxationslänge von  $\lambda_{S,Al} \approx 640$  nm, die also im sub- $\mu$  Regime liegt.

### 1.4.5 Grenzen von Metall basierten Bauteilen

Mit der letzten Abschätzung aus Abschnitt 1.4.4 werden auch die Grenzen von Metall basierten GMR Bauteilen deutlich. Spin-Relaxtionslängen im sub- $\mu$ -Bereich stellen zum einen hohe Anforderungen an die Prozesstechnologie, zum anderen bleibt bei solch kurzen Weglängen nicht mehr viel Gelegenheit zur Spinmanipulation.

Da die Leitfähigkeit von Metallen 3 bis 4 Größenordnungen über der von Halbleitern liegt, ist es aufwendig, Gesamt-Bauteilwiderstände in der Größenordnung der klassischen Halbleiterelektronik zu erreichen. Dies wäre aber eine Bedingung zur direkten Implementation in die klassischen Elektronik.

## 1.5 GMR in Halbleitern

### 1.5.1 Motivation

Aus den eben genannten Gründen ist es wünschenswert, ein GMR-Bauteil auf Halbleiterbasis herzustellen, um damit einen direkt in die Halbleiterelektronik implementierbaren **programmierbaren** Widerstand zu erhalten. Eine Möglichkeit besteht darin, das „Transportmaterial“ (in Abschnitt 1.4.4 Aluminium) durch einen Halbleiter zu ersetzen. Halbleiter besitzen eine niedrigere Leitfähigkeit, die Ladungsträgerkonzentration ist durch Dotierung über weite Bereiche wählbar und zur Herstellung und Strukturierung von Halbleiter basierten Bauteilen steht eine hochoptimierte Prozesstechnologie zur Verfügung. Im einfachsten Fall werden die ferromagnetischen Kontakte aus dem Metall-basierten GMR übernommen.

Ein weiterer Effekt, der die *Spin-Manipulation* vereinfacht, ist die *Spin-Bahn-Kopplung*

### 1.5.2 Spin-Bahn-Kopplung

Über die Spin-Bahn-Kopplung koppeln die Elektronen-Spins an die Translationsbewegung der Elektronen im Ortsraum. Während ohne diese Wechselwirkung lediglich eine Interaktion der Spins mit externen B-Feldern stattfindet, können Spins mit Spin-Bahn-Kopplung auch mit elektrischen Feldern oder Kristallpotentialen wechselwirken (Abb. 1.6). Diese Interaktion mit der Umgebung kann förderlich sein, z. B. existieren nun mehr Möglichkeiten den Spin zielgerichtet zu beeinflussen (z. B. über den Rashba-Effekt [Dat90]), oder hinderlich, weil Spin-Relaxations- und -Dephasierungsmechanismen bestehen (z. B. D'yakonov - Perel'-Effekt [Dya71], Elliot-Yaffet-Effekt [Ell54] [Yaf63]).

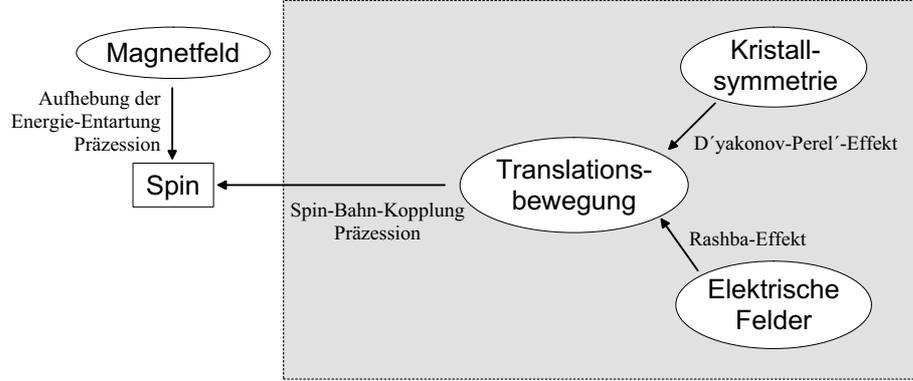


Abbildung 1.6: Interaktionen des Elektronenspin ohne Spin-Bahn-Kopplung und mit (grauer Bereich). Unter Vernachlässigung der Spin-Bahn-Kopplung sind Spin und Ortsanteil der Wellenfunktion unabhängig. Die einzige Interaktion findet mit einem externen Magnetfeld statt. Unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung treten, über die Translationsbewegung im Ortsraum, symmetrievermindernde Effekte wie makroskopische und mikroskopische E-Felder oder Kristallsymmetrien hinzu.

Der Hamilton-Operator  $\mathcal{H}_{SB}$  der Spin-Bahn-Kopplung eines Elektrons mit Impuls  $\mathbf{p}$  und Spin  $\boldsymbol{\sigma}$  an ein externes elektrisches Potential  $V$  lautet [Yu 99]:

$$\mathcal{H}_{SB} = \frac{\hbar}{4m^2c^2} [(\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \boldsymbol{\sigma}] \quad (1.18)$$

Der die Hamiltonfunktion *ohne* Spin-Bahn-Kopplung erfüllende Produktsatz, aus zwei Funktionen, die nur vom Spin  $\mathbf{S}$  bzw. vom Ort  $\mathbf{r}$  abhängen

$$\phi(\mathbf{S}, \mathbf{r}) = \chi(\mathbf{S}) \cdot \psi(\mathbf{r}) \quad (1.19)$$

ist im folgenden keine Eigenfunktion des Problems mehr.

Generell ist die notwendige Korrektur aber vergleichsweise klein, so dass diese im Rahmen einer Störungstheorie erzielt werden kann. Dabei kommt es auch zur Beimischung von Zuständen anderer Bänder, deren Amplitude vom Reziproken der energetischen Distanz abhängt. Die Elektronenzustände im Leitungsband sind vorwiegend s-artig ( $l = 0$ ), die im Valenzband p-artig ( $l = 1$ ) (vgl. Abschnitt 2.2.1, S. 38). Daher kann erwartet werden, dass die Auswirkungen der Spin-Bahn-Kopplung im Valenzband generell deutlich stärker als im Leitungsband sind. Als weiterer grober Trend gilt, dass die Spin-Bahn-Kopplung im Leitungsband mit sinkender Bandlücke steigt [Kan66].

Bei makroskopische Störungen wie externen oder eingebauten elektrischen Feldern werden die Wellenfunktionen analog angepasst.

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten durch Spin-Bahn-Kopplung hervorgerufenen Spin-Relaxations-Mechanismen dargestellt.

### 1.5.3 Spin-Relaxation

Da die Spin-Bahn-Kopplung im Valenzband deutlich stärker als im Leitungsband ist, sind die Spin-Relaxationsraten für Löcher in der Regel um Größenordnungen höher als für Elektronen. Im folgenden werden daher lediglich Spins von Elektronen betrachtet.

Im wesentlichen tragen in Halbleitern drei verschiedene Mechanismen zur Spin-Relaxation von Elektronen bei. Welcher dieser Prozesse der dominierende ist, hängt von den jeweiligen Eigenschaften des Halbleiters (Stöchiometrie, Bandlücke, Reinheit, Art und Größe der Dotierung) ab.

#### Elliot-Yafet

Der Elliot-Yafet-Effekt [Ell54] [Yaf63]) ist eine direkte Konsequenz der Spin-Bahn-Kopplung allgemein (Gl. 1.18). Statt eines einzelnen Produkt von Orts- und Spin-Funktion kann die Wellenfunktion von Elektronen unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung mit einer Linearkombination mehrerer solcher Produkte mit beiden Spinorientierungen beschrieben werden.

$$\phi(\uparrow, \mathbf{r}) = A \cdot \chi(\uparrow) \cdot \psi_{\uparrow}(\mathbf{r}) + b \cdot \chi(\downarrow) \cdot \psi_{\downarrow}(\mathbf{r}) \quad (1.20)$$

Die Amplitude der durch die Spin-Bahn-Kopplung hervorgerufenen  $\downarrow$ -Beimischung  $b$  hängt dabei von der Stärke der Spin-Bahn-Kopplung  $\lambda$  ab. Die Folge ist, dass bei Streuprozessen, die an sich Spin-erhaltend sind, die Amplituden der Teilwellenfunktionen ( $A, b$ ) geändert werden und damit die Spin-Informationen zerstört werden können. Der Elliot-Yafet Prozess spielt vor allem in Halbleitern mit kleiner Bandlücke wegen der dort starken Spin-Bahn Kopplung ein Rolle [Fab99].

#### D'yakonov - Perel'

Der D'yakonov - Perel'-Effekt [Dya71] tritt bei Halbleitern mit fehlender Inversionsymmetrie auf. Dies ist z. B. bei Halbleitern mit Zinkblende- und Wurtzit-Struktur der Fall. Als Folge wird in bestimmten Raumrichtungen die Energie-Entartung bezüglich der Spin-Orientierung aufgehoben. Dies lässt sich als effektives Magnetfeld  $\mathbf{B}$  beschreiben, dass von Betrag und vor allem der Richtung des Elektronen-Impulses  $\mathbf{k}$  abhängt:  $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{k})$ .

Während der Elektronen-Bewegung im Kristall präzediert der Elektronen-Spin in dem entsprechenden Magnetfeld (vgl. Abschnitt 1.5.4). Ändert sich, hervorgerufen durch an sich Spin-erhaltende elastische Streuung, die Richtung des Elektronen-Impulses, wirkt ein u. U. vom vorherigen in Betrag und Richtung unterschiedliches Magnetfeld auf den Spin. Die Präzessions-Achse kann sich ändern, so dass die Spin-Information verloren geht.

### Bir-Aronov-Pikus

Analog zum D'yakonov - Perel'-Effekt beschreibt der Bir-Aronov-Pikus-Effekt [Bir75] die Präzession von Elektronen in einem effektiven Magnetfeld  $\mathbf{B}$ . In diesem Fall wird mit  $\mathbf{B}$  die Kopplung der Elektronen an Löcher mittels Austauschwechselwirkung beschrieben. Dieser Spin-Relaxationsprozess spielt nur in Halbleitern mit einer hohen p (Hintergrund-)Dotierung eine nennenswerte Rolle.

### 1.5.4 Datta-Transistor

Im Jahre 1990 ist von Datta und Das der Halbleiter-basierte Spin-Feldeffekt-Transistor (Spin-FET) vorgestellt worden, der die Idee des cpp-GMR aufgreift und unter Benutzung der Spin-Bahn-Kopplung erweitert [Dat90].

Der Aufbau des Bauteils [Dat90] ist schematisch in Abb. 1.7 dargestellt. Ein an der Grenzfläche einer (In,Al)As-(In,Ga)As-Schicht ausgebildetes zweidimensionales Elektronengas (2DEG) ist über zwei Eisenpads elektrisch kontaktiert. Elektronen werden z. B. vom linken Pad (im folgenden „Injektor“ genannt) in das 2DEG injiziert, im 2DEG transportiert und danach vom 2DEG in den zweiten Kontakt („Detektor“) injiziert. Die Eisenkontakte sind parallel oder antiparallel zur x-Achse magnetisiert, die in das 2DEG injizierten Spins aufgrund der Zustandsdichte an der Fermi-Kante ebenfalls. Die Spin-Relaxationsrate, also der komplette Verlust der Spin-Information, ist im Halbleiter deutlich niedriger als bei Metallen. Als weiteres Element wird im folgenden die Spin-Bahn-Kopplung (s. Abschnitt 1.5.2) der durch das 2DEG driftenden Elektronen mit dem mikroskopischen elektrostatischen Potential an der (In,Ga)As-(In,Al)As Grenzfläche berücksichtigt.

Das das 2DEG in y-Richtung begrenzende Potential äußert sich lokal als elektrisches Feld  $\mathbf{E}$ . Dies führt nach Lorentz-Transformation der Felder ins Ruhesystem des Elektrons zu einem Magnetfeld, das die Spin-Bahn-Kopplung vermittelt, selbst dann, wenn im Laborsystem *kein* B-Feld anliegt. Als Analogie sind im folgenden die Lorentz-Transformationen für die B-Felder im bewegten System angegeben, falls die Relativgeschwindigkeit, wie in Abb. 1.7,

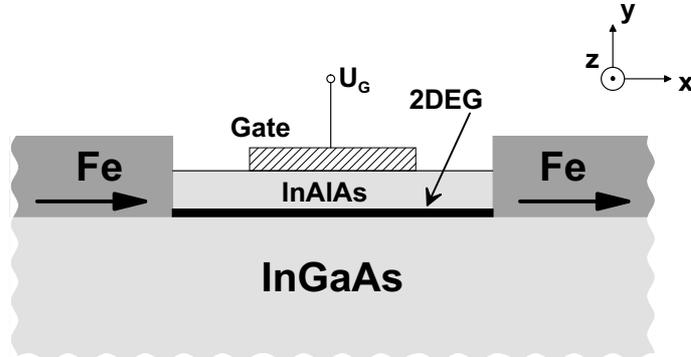


Abbildung 1.7: Der Datta-Transistor. Ein an einer (In,Al)As-(In,Ga)As-Grenzfläche ausgebildetes 2DEG wird mit zwei ferromagnetischen Metallen (hier Eisen) kontaktiert. Während des Transportes durch das 2DEG präzediert der Elektronenspin. Die Frequenz und damit auch die Orientierung bei der Ankunft am zweiten Kontakt kann mittels eines vorgespannten Gates manipuliert werden.

parallel zur x-Achse verläuft [Nol99],

$$\begin{aligned} B'_x &= B_x \\ B'_y &= \gamma \left( B_y + \frac{\beta}{c} E_z \right) \\ B'_z &= \gamma \left( B_z - \frac{\beta}{c} E_y \right), \end{aligned} \quad (1.21)$$

also in der Geometrie des Datta-Transistors:

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \Longrightarrow \quad \mathbf{B}' = -\gamma \frac{\beta}{c} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_y \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

Dabei sind  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  die Felder im Laborsystem und  $\mathbf{B}'$  das Magnetfeld im bewegten System.

Der Spinor für einen Spin in positiver x-Richtung lautet in der z-Repräsentation der Pauli Matrizen (vgl. Gl. 1.8):

$$|X+\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |Z+\rangle + |Z-\rangle \quad (1.23)$$

und lässt sich, da der Hilbert-Raum des Spins nur zweidimensional ist, als Linearkombination von Z-Spins darstellen.

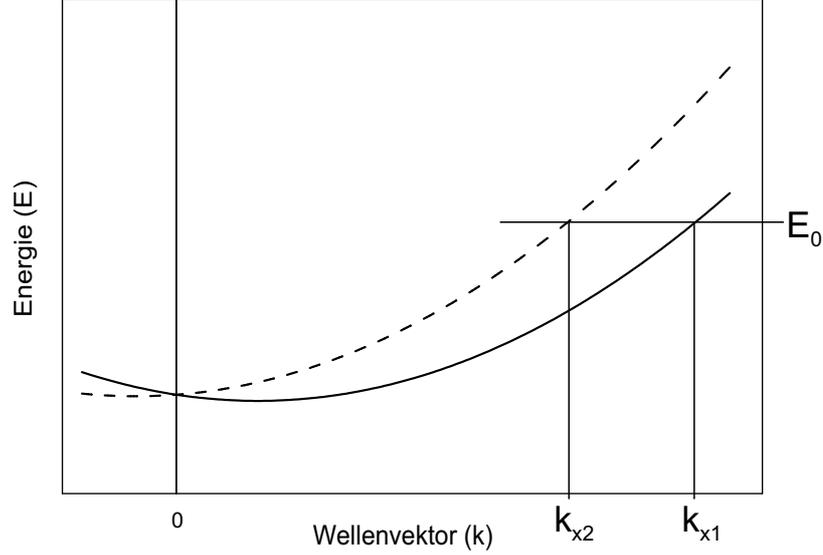


Abbildung 1.8: Spinabhängige Dispersionsrelation bei Berücksichtigung des Rashba-Terms

Das oben erwähnte sogenannte „zero-field splitting“ lässt sich bei Halbleitern mit kleiner Bandlücke mittels des *Rashba-Terms* beschreiben [Lom88]:

$$\mathcal{H}_R = \eta(\sigma_z k_x - \sigma_x k_z) \quad (1.24)$$

Die Stärke der Spin-Bahn-Kopplung wird über den Kopplungsparameter  $\eta$  berücksichtigt. Verläuft der Stromtransport nur in einer Dimension, hier  $x$ , ergibt sich eine spinabhängige Dispersionsrelation. Elektronen mit Spin-up in  $z$ -Richtung haben bei gleichem Wellenvektor  $k$  eine höhere Energie, als Elektronen mit Spin-down in  $z$ -Richtung:

$$\begin{aligned} E^{|Z+\rangle} &= \frac{\hbar^2 k_{x1}^2}{2m^*} - \eta k_{x1} \\ E^{|Z-\rangle} &= \frac{\hbar^2 k_{x2}^2}{2m^*} + \eta k_{x2} \end{aligned} \quad (1.25)$$

Da die Elektronen mit gleicher Energie in das 2DEG injiziert werden, besitzen die Elektronen im Halbleiter unterschiedliche Wellenvektoren (Abb. 1.8). Es entsteht im Verlauf des Transportes eine Phasendifferenz zwischen up-Spin und down-Spin-Elektronen,

$$\Delta\vartheta = (k_{x1} - k_{x2}) L = 2m^* \frac{\eta L}{\hbar^2} \quad (1.26)$$

die sich im Rahmen der Linearkombination von Gl. 1.23 als (teilweise) Drehung des x-Spins äußert. Für eine Phasendifferenz von  $\Delta\vartheta = \pi$  gilt insbesondere:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + e^{i\vartheta} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} = |X-\rangle \quad (1.27)$$

Im realistischeren Fall eines Transportes entlang der x-z Ebene im 2 DEG wird der Effekt verringert, weil Geschwindigkeitskomponenten in z keine Phasendifferenz der z-Spins verursachen.

Der Kopplungsparameter  $\eta$  wurde experimentell für das Materialsystem (In,Al)As / (In,Ga)As zu  $\approx 4 \cdot 10^{-12}$  eVm [Dat90] abgeschätzt, eine Drehung des Spins lässt sich somit nach einer freien Wegstrecke von  $\approx 0,7 \mu\text{m}$  erreichen. Der Kopplungsparameter beruht im wesentlichen auf der Größe des elektrischen Feldes am Interface. Mittels des in Abb. 1.7 dargestellten Gates lässt sich das elektrische Feld und damit auch die Präzessionsfrequenz beeinflussen.

Die Elektronen werden somit in diesem Bauteil-Konzept vom Injektor spinpolarisiert injiziert, der Spin während des Transportes manipuliert, und die letztendlich erhaltene Spinorientierung am Detektor analysiert. Dieses Funktionsprinzip hat sein Analogon in der Optik als Elektrooptischer Modulator.

### 1.5.5 Experimentelle Ergebnisse

Motiviert durch dieses Bauteilkonzept, das den bereits in der Praxis nachgewiesenen GMR-Effekt mit der Halbleitertechnologie verknüpft und durch die Spin-FET Funktionsweise sogar erweitert, wurden große Anstrengungen zum Nachweis von spinpolarisiertem Transport in Metall-Halbleiter-Hybridstrukturen unternommen. Trotz vieler Arbeiten liegen die bis jetzt detektierten relativen Widerstandsänderungen auch bei optimistischer Auswertung unter 1% [Cab97, Gar99, Ham99, Hu 01]. Auch ist der physikalische Ursprung dieser Änderungen umstritten. Als Alternativen wurden lokale Hall-Effekte durch Streufelder, andere Magnetowiderstände und (Anti-) Lokalisierungseffekte vorgeschlagen ([Mon99, Fil00, Mon00, vWe00, Ham00]). Eine experimentell überzeugende und allgemein akzeptierte Realisierung dieses Bauteilkonzeptes steht daher noch aus.

Im folgenden werden verschiedene Experimente skizziert, mit denen sich Teilfunktionen des Datta-Transistors analysieren lassen, um das Hauptproblem weiter eingrenzen zu können.

## 1.6 Spinpolarisierter Transport in Halbleitern

Dass spinpolarisierte Elektronen in Halbleitern erzeugt und transportiert werden können, lässt sich mittels optischer Experimente nachweisen.

### 1.6.1 Optische Erzeugung spinpolarisierter Elektronen

Durch Bestrahlung eines Halbleiters mit Licht geeigneter Frequenz  $h\nu \geq E_G$  werden Elektron-Loch-Paare gebildet. Da die Dipol-Matrix-Elemente die Übergangswahrscheinlichkeiten dominieren, hat die Polarisation des eingestrahnten Lichtes einen direkten Einfluss auf die Spinpolarisation der erzeugten Ladungsträger. Bei rechtszirkular ( $\sigma^+$ ) oder linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertem Licht gelten in Dipol-Näherung für einen idealen Kristall die in Abb. 1.9 dargestellten Übergangswahrscheinlichkeiten [Dya84], die auf der Erhaltung des Drehimpulses bei Erzeugung oder Rekombination von Elektron-Loch-Paaren beruhen.

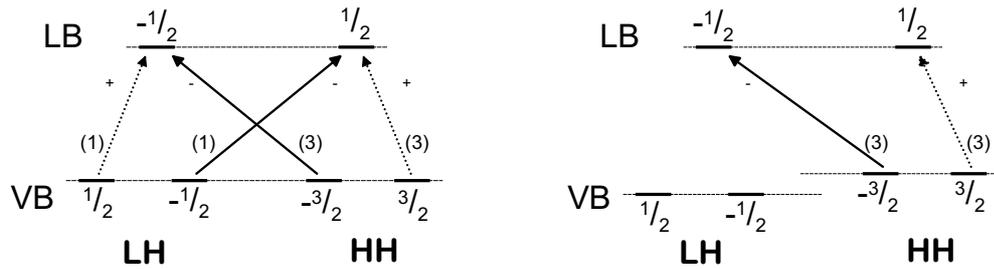


Abbildung 1.9: Auswahl-Regeln zur Erzeugung von spinpolarisierten Photo-Ladungsträgern: Dargestellt ist die Erzeugung von Elektronen im Leitungsband (LB) und Löchern im Valenzband (VB) durch entweder rechtszirkular ( $\sigma^+$ ) bzw. linkszirkular ( $\sigma^-$ ) polarisiertes Licht. Die erreichbare Polarisation hängt davon ab, ob das VB entartet ist (links) oder nicht (rechts). Die relative Größen der Übergangsmatrix-Elemente sind in Klammern angegeben.

### Erzeugung

Im Falle eines nicht entarteten Valenzbandmaximums (s. Abb. 1.9, rechts) entspricht die erreichbare Spinpolarisation der Elektronen  $\beta$  der des die Paare erzeugenden Lichtes  $\theta$  ( $\beta = \theta$ ). Im Falle einer bestehenden Valenzband-Entartung (s. Abb. 1.9, links) ist die erzeugte Spinpolarisation halb so groß wie die der optischen Anregung, da der Übergang *heavy hole* (HH) - Leitungsband (LB) dreimal wahrscheinlicher ist, als der Übergang *light hole* (LH) -

Leitungsband:

$$\beta = 1/2 \theta \quad (1.28)$$

Die Spin-Relaxationsraten der Löcher sind aufgrund der viel höheren Spin-Bahn-Kopplung im Valenzband viel höher als für die Elektronen im Leitungsbandum (s. Abschnitt 1.5.3). Es kann daher im folgenden davon ausgegangen werden, dass die Spin-Information der Löcher nahezu instantan verloren geht. Im folgenden wird daher nur noch von spinpolarisierten Elektronen und **nicht**spinpolarisierten Löchern ausgegangen.

### Analyse

Dieser Mechanismus lässt sich umgekehrt auch zur Analyse eines evtl. vorhandenen spinpolarisierten Elektronen-Gas nutzen: Rekombinieren spinpolarisierte Elektronen mit unpolarisierten Löchern, wird das Rekombinationslicht eine Vorzugspolarisierung aufweisen. Bei entartetem Valenzbandmaximum ist dann die optische Polarisation halb so groß wie die des Elektronensystems:

$$\theta = 1/2 \beta \quad (1.29)$$

### 1.6.2 Spin-Transport in Halbleitern

Finden optische Erzeugung der spinpolarisierten Elektronen und die Detektion ihres Polarisationsgrades an unterschiedlichen Stellen statt, kann der Transport von spinpolarisierten Elektronen nachgewiesen werden. Bei einem ersten Experiment [Hae98] dieser Art wurde eine [i-GaAs, (Ga,In)As, p-(AlGa)As]-Heterostruktur benutzt. Aufbau und Funktionsweise sind schematisch in Abb. 1.10 dargestellt. Durch Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Licht werden spinpolarisierte Elektronen und Löcher gebildet, die sich aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes voneinander weg bewegen. Die Elektronen driften durch das i-GaAs und erreichen den (Ga,In)As-Potentialtopf. Dort rekombinieren sie mit den (nicht spinpolarisierten) Löchern, die von der p-(Al,Ga)As-Schicht geliefert werden.

Das Rekombinationslicht lässt, wie in Abschnitt 1.6.1 beschrieben, Rückschlüsse auf den Grad der Spinpolarisation zu. Da die Energie des Rekombinationslichtes aus dem Potentialtopf unter der Bandlücke des i-GaAs liegt, kann es dieses unbeeinflusst passieren. Neben hier nicht weiter relevanten Zeit- und Feldabhängigkeiten wurde gezeigt, dass der Grad der Spinpolarisation auch nach einer Drift-Entfernung von 5  $\mu\text{m}$  nur unwesentlich abfällt [Hae98].

In einem weiteren Experiment ist von Kikkawa *et al.* mittels zeit- und ortsaufgelösten Messungen der Faraday-Rotation der Spintransport nachge-

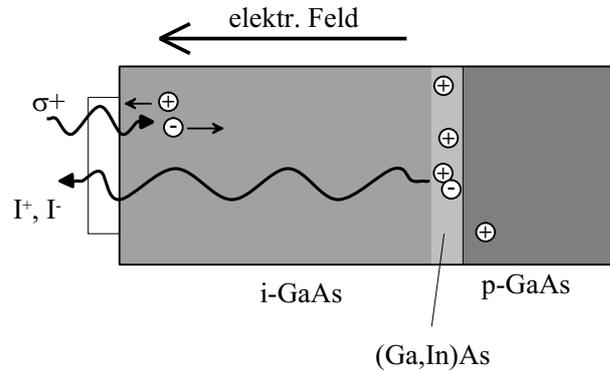


Abbildung 1.10: Tiefenaufgelöstes Photolumineszenz-Experiment zur Ermittlung der Spin-Relaxationslänge in GaAs, nach [Hae98]. Mittels Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht werden Oberflächen-nah spinpolarisierte Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die Löcher driften wegen des angelegten elektrischen Feldes nach links. Die Elektronen driften nach rechts, erreichen den (Ga,In)As-Quantentrog und rekombinieren dort mit den vom p-GaAs zur Verfügung gestellten unpolarisierten Löchern. Da das GaAs für das Rekombinationslicht transparent ist ( $E_{G,\text{GaAs}} > E_{G,(\text{Ga,In})\text{As}}$ ) kann die optische Polarisation beim Austritt aus der Probenoberfläche detektiert werden.

wiesen worden [Kik99]. Spinpolarisierte Elektronen werden mittels eines senkrecht auftreffenden polarisierten Lichtpulses („Pump“) in einer Halbleiterschicht erzeugt. Durch ein in-plane anliegendes elektrisches Feld driften die Elektronen vom ursprünglichen Ort weg. Da gleichzeitig, ebenfalls in-plane, ein Magnetfeld anliegt, präzedieren die Spins der Elektronen. Nach einer einstellbaren Verzögerung wird ein zweiter polarisierter Lichtpuls („Probe“) lateral aufgelöst auf die Probe gestrahlt und dort u. U. unter Änderung der Lichtpolarisation transmittiert. Größe und Richtung der Polarisationsänderung lassen einen Rückschluss auf die Projektion des Spinsystems in Richtung der Schicht-Normalen zu (Faraday-Effekt). Damit lässt sich, orts- und zeitaufgelöst, das Verhalten des Spin-Ensembles ermitteln. Mit dieser Technik konnte selbst in Abständen  $> 100 \mu\text{m}$  Spin-Information nachgewiesen werden<sup>2</sup>, wenn auch durch Präzession verdreht [Kik99]. Betrachtet man ausge-

<sup>2</sup>Es ist wichtig anzumerken, dass mit dieser Messung an einem Spin-Ensemble die Spin-Dephasierungszeit gemessen wird, nicht die Spin-Relaxationszeit. Die Dephasierungszeit ist die Zeit, bis zu der die individuellen Spins des Ensembles aufgrund verschiedener  $g$ -Faktoren nicht mehr in Phase zueinander sind. Da bedeutet nicht, dass die einzelnen Spins ihre Spin-Information verloren haben. Die Spin-Dephasierungszeit ist daher lediglich eine untere Schranke für die Spin-Relaxationszeit.

hend von diesen experimentellen Ergebnissen die elektrische Spin-Injektion, kann eine zu große Entfernung der beiden ferromagnetischen Kontakte daher kein Grund für die bis jetzt fehlgeschlagenen Messungen sein, da die Abmessungen der benutzten Bauteil-Geometrien zum Teil deutlich darunter liegen.

### 1.6.3 Elektrische Spin-Injektion in Halbleiter

Werden die Elektronen statt von einem *metallischen* Ferromagneten von einem verdünnten magnetischen Halbleiter injiziert (DMS), lässt sich eine erfolgreiche und effiziente elektrische Spin-Injektion nachweisen [Fie99]. Vom DMS werden spinpolarisierte Elektronen in eine p-i-n Leuchtdiode injiziert (s. Abb. 1.11). Durch Analyse der optischen Polarisation des emittierten Lichtes lassen sich analog zu Abschnitt 1.6.1 Rückschlüsse auf den Polarisationsgrad der injizierten Elektronen ziehen. Man erhält eine Spinpolarisation im Transporthalbleiter von bis zu 90 % [Fie99].

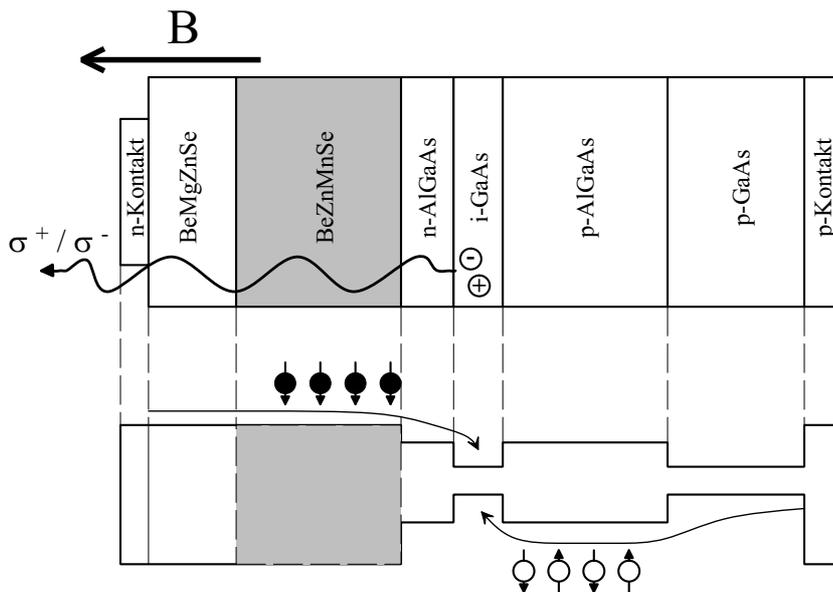


Abbildung 1.11: Nachweis der elektrischen Spin-Injektion von einem verdünnten magnetischen Halbleiter [(Be,Zn,Mn)Se] in einen nichtmagnetischen [(Al,Ga)As]. Der Nachweis erfolgte mittels Analyse des Rekombinationslichtes an der p-i-n (Al,Ga)As-GaAs-(Al,Ga)As-Diode. Dargestellt sind schematisch die Schichtstruktur (oben) und der Bandverlauf (unten). Nach [Fie99].

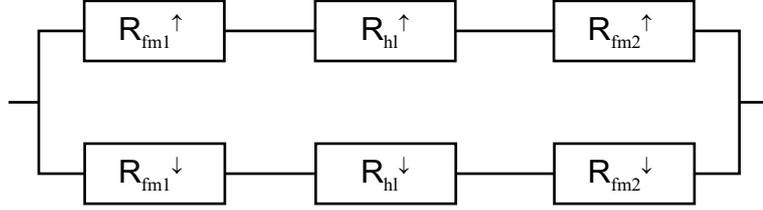


Abbildung 1.12: Einfaches Ersatzschaltbild für eine Ferromagnet-Halbleiter-Ferromagnet Hybridstruktur.

## 1.7 Widerstandsmodell von Metall-Halbleiterhybridstrukturen

Da sowohl der erfolgreiche Spin-Transport über weite Entfernungen als auch die prinzipielle Möglichkeit einer elektrischen Spin-Injektion nachgewiesen wurde, ist als wahrscheinliche Ursache für das Scheitern der übrigen Experimente das Zusammenspiel von Metall und Halbleiter anzusehen.

### 1.7.1 Der Leitfähigkeitsflaschenhals

Das Scheitern der bisherigen Experimente mit 3d-Übergangsmetallen als Injektor lässt sich im Rahmen eines Leitfähigkeitsmodell erklären [Sch00]. Bei kleinen Spannungen und niedrigen Temperaturen tragen nur die Ladungsträger an der Fermi-Kante zum Stromtransport bei:  $\sigma = eD(E_F)\mu(E_F)$ . Da unter Vernachlässigung einer evtl. auftretenden Zeeman-Aufspaltung die Zustandsdichten in Halbleitern für verschiedene Spin-Orientierungen gleich groß sind, insbesondere also auch an der Fermi-Kante,

$$D_{hl}^{\uparrow}(E_F) = D_{hl}^{\downarrow}(E_F) \quad (1.30)$$

sind die Leitfähigkeiten für beide Spinorientierungen gleich groß. Ein spinpolarisierter Strom kann also nur dann fließen, wenn verschiedene *spinabhängige* Spannungen angelegt sind:

$$V^{\uparrow} \neq V^{\downarrow} \quad (1.31)$$

Im folgenden geht man von einem einem, in Abb.1.12 dargestellten, Widerstandsnetzwerk aus und nimmt an, dass die beiden Spinkanäle innerhalb dieses Bauteiles nicht miteinander wechselwirken.

Die Annahme ist gerechtfertigt, wenn die Spin-Relaxationslänge des Halbleiters  $\lambda_{hl}$  größer ist, als die von den Elektronen im Halbleiter zurückzulegende Strecke. Spin-Relaxationslängen bis zu einer Größenordnung von 100

$\mu m$  wurden bereits nachgewiesen [Kik99] (Abschnitt 1.6.2), die Forderung kann also als erfüllt angesehen werden. Die Spin-Relaxationslänge in ferromagnetischen Metallen  $\lambda_{fm}$  ist um Größenordnungen kleiner, so dass streng genommen getrennte Spinkannäle nur bis  $\lambda_{fm}$  angenommen werden dürfen [Val93]. Für eine erste Abschätzung wird aber auch hier eine beliebig große Spin-Relaxationslänge im Ferromagneten angenommen:  $\lambda_{fm} = \infty$

Die Zustandsdichte an der Fermi-Kante im 3d-Übergangsmetall ist wegen der Bandferromagnetismus stark abhängig von der Spinorientierung. Also ist auch der Widerstand (bei starker 3d-4s-Hybridisierung, vgl. Abschnitt 1.4.2) im lineare Response spinabhängig:

$$R_{fm}^{\uparrow} = 2 \cdot R_{fm} \frac{1}{1 + \beta} \quad R_{fm}^{\downarrow} = 2 \cdot R_{fm} \frac{1}{1 - \beta} \quad (1.32)$$

Dabei ist  $R_{FM}$  der Gesamtwiderstand des Ferromagneten, und  $\beta$  die Polarisation des Stromes  $j$  im ungestörten bulk Material:

$$\beta = \frac{j^{\uparrow} - j^{\downarrow}}{j^{\uparrow} + j^{\downarrow}} \quad (1.33)$$

Der Widerstand im Halbleiter ist unabhängig vom Spin:

$$R_{hl}^{\uparrow} = R_{hl}^{\downarrow} = 2R_{hl} \quad (1.34)$$

Sind Injektor und Detektor antiparallel magnetisiert, gilt:

$$R_{fm1}^{\uparrow} = R_{fm2}^{\downarrow} \quad \text{und} \quad R_{fm1}^{\downarrow} = R_{fm2}^{\uparrow} \quad (1.35)$$

Der Strom durch den Halbleiter ist unpolarisiert. Sind hingegen Injektor und Detektor parallel magnetisiert:

$$R_{fm1}^{\uparrow} = R_{fm2}^{\uparrow} \quad \text{und} \quad R_{fm1}^{\downarrow} = R_{fm2}^{\downarrow}, \quad (1.36)$$

gilt für die Polarisation  $\alpha$  des Stromes durch den Halbleiter:

$$\alpha = \beta \frac{R_{fm}}{R_{hl}} \frac{2}{\left(2 \frac{R_{fm}}{R_{hl}} + 1\right) - \beta^2} \quad (1.37)$$

Die Spinpolarisation  $\alpha$  ist allerdings mittels einer elektrischen Transportmessung nicht direkt zugänglich. Man kann lediglich den Widerstand des Bauelementes in Abhängigkeit von den relativen Magnetisierungen beider

ferromagnetischer Kontakte messen. Für die relative Widerstandsänderung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R_{parallel}} &= \frac{R_{parallel} - R_{antiparallel}}{R_{parallel}} \\ &= \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \frac{R_{fm}^2}{R_{hl}^2} \frac{4}{\left(2 \frac{R_{fm}}{R_{hl}} + 1\right)^2 - \beta^2} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Der diese Gleichung dominierende Faktor ist das Verhältnis der beteiligten Widerstände zueinander:  $\gamma = R_{fm}/R_{hl}$ . Je unterschiedlicher beide Werte sind, desto ineffizienter ist eine mögliche Spininjektion. In Abb. 1.13 ist die vorausgesagte Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der bulk-Spinpolarisation im Ferromagneten für verschiedene Werte von  $\gamma$  dargestellt.

Da die Leitfähigkeit eines Metalls  $10^3 - 10^4$  größer ist als die eines typischen Halbleiters, liegt bei einer Spinpolarisation von max. 50% (s. Tabelle 1.1) die zu erwartende Widerstandsänderung in der Größenordnung von 0,0001%. Zum Nachweis der Spin-Injektion von ferromagnetischen Metallen in Halbleiter müssten daher Transportmessungen mit dieser Genauigkeit durchgeführt werden.

Die Grenzen dieses einfachen Modells werden deutlich, wenn man eine (hypothetische) Spinpolarisation im Ferromagneten von  $\beta = 100\%$  annimmt. Dann trägt im Falle parallel magnetisierter Kontakte 1 Spin-Kanal zur Stromtransport bei, bei antiparallel magnetisierten gar keiner mehr, da je ein Kanal durch die Kontakte gesperrt wird. Der Widerstand des Bauteils divergiert also in diesem Fall. Im folgenden wird daher ein verfeinertes Modell vorgestellt, in dem auch die endliche Spin-Relaxationslänge im Halbleiter berücksichtigt wird.

## 1.7.2 Quantitatives Modell

Der im folgende vorgestellte Ansatz, die Beschreibung der Transporteigenschaften eines Interface über die Analyse der elektrochemischen Potentiale, wurde von van Son *et. al.* [vSo87] für Metall-Interfaces eingeführt, später - theoretisch durch einen Boltzmann-Ansatz fundierter - auch auf Multilayer Strukturen und GMR [Val93] und auf Supraleiter-Ferromagnet-Hybridstrukturen angewandt [Jed99]. Schmidt *et. al.* [Sch00] schließlich analysierten mit diesem Modell die Bedingungen für eine effektive Spin-Injektion bei Hybridstrukturen mit sehr unterschiedlichen Materialparametern.

Analog zu dem Strömen in Abschnitt 1.7.1 lassen sich in der Längenskala der Spin-Relaxationslängen verschiedene elektrochemische Potentiale für  $\uparrow$ -

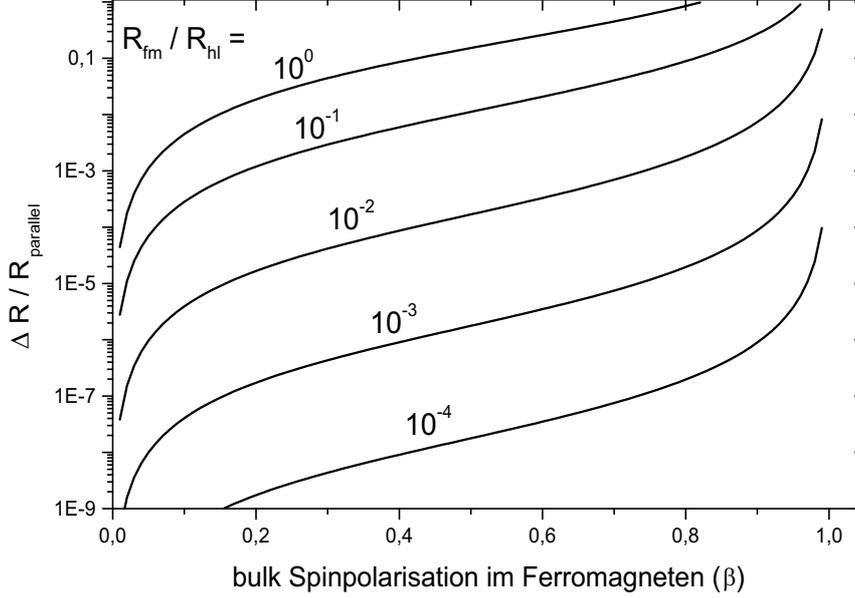


Abbildung 1.13: Erwartete Widerstandsänderung zwischen paralleler und antiparalleler Magnetisierung der ferromagnetischen Kontakte zueinander. Bei nicht perfekter bulk Polarisation  $\beta < 1$  ist nur dann eine detektierbare Widerstandsänderung zu erwarten, wenn  $R_{fm}$  etwa in der gleichen Größenordnung liegt wie  $R_{hl}$ . In allen anderen Fällen besitzt selbst der vergleichsweise „hochohmige“ Minoritätskanal der Ferromagneten eine höhere Leitfähigkeit als der Halbleiter. Dann werden die Gesamtwiderstände beider Spinkanäle durch  $R_{hl}$  dominiert, sind also gleich groß.

und  $\downarrow$ -Spins definieren. Unter der Annahme eines eindimensionalen Transportes (in x-Richtung) gilt daher das Ohmsche Gesetz jeweils getrennt für beide Spin-Orientierungen:

$$\frac{\partial \mu^\uparrow}{\partial x} = -e \frac{j^\uparrow}{\sigma^\uparrow} \quad \text{und} \quad \frac{\partial \mu^\downarrow}{\partial x} = -e \frac{j^\downarrow}{\sigma^\downarrow} \quad (1.39)$$

Die Spin-Relaxation wird in der Diffusionsgleichung berücksichtigt,

$$\frac{\mu^\uparrow - \mu^\downarrow}{\tau_s} = \frac{D \partial^2 (\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)}{\partial x^2}, \quad (1.40)$$

wobei  $\tau_s$  die Spin-Flip-Zeit ist und  $D$  eine über die verschiedenen Spin-Orientierungen gemittelte Diffusionskonstante [vSo87].

Im folgenden werden zuerst Spin-Injektionseffekte an einem isolierten Interface betrachtet und in einem zweiten Schritt die Kopplung mehrerer Interface analysiert.

### Spin-Injektionseffekte am isolierten Interface

Im weiteren wird davon ausgegangen, dass im spinpolarisierenden Kontakt  $\mathbf{k}$ , ( $-\infty < x < 0$ ) weit entfernt von der Grenzfläche (bei  $x = 0$ ), eine bulk-Spinpolarisation  $\beta$  (vgl. Gl. 1.33) vorliegt. Dementsprechend sind auch die Leitfähigkeiten beider Spinkanäle im Kontakt spinabhängig:

$$\sigma_k^\uparrow = \sigma_k \frac{1 + \beta_k}{2} \quad (1.41a)$$

$$\sigma_k^\downarrow = \sigma_k \frac{1 - \beta_k}{2} \quad (1.41b)$$

Im Gegensatz dazu sind die Leitfähigkeiten der Spinkanäle im Transport-Halbleiter  $\mathbf{hl}$  ( $0 \leq x < \infty$ ) gleich groß:

$$\sigma_{hl}^\uparrow = \sigma_{hl}^\downarrow = \frac{\sigma_{hl}}{2} \quad (1.42)$$

Weiterhin kann davon ausgegangen werden, dass die elektrochemischen Potentiale für beide Spin-Orientierungen in Entfernungen groß im Vergleich zur jeweiligen Spinrelaxationslänge  $|x| \gg \lambda_{k,hl}$  vom Interface gleich groß sind:  $\mu_k^\uparrow(-\infty) = \mu_k^\downarrow(-\infty)$  und  $\mu_{hl}^\uparrow(\infty) = \mu_{hl}^\downarrow(\infty)$ . Unter der Bedingung der Stetigkeit der einzelnen elektrochemischen Potentiale und spinpolarisierten Ströme (keine Ladungsakkumulation) lässt sich der folgende Ansatz anwenden:

$$\mu_k^{\uparrow,\downarrow}(x) = \mu_k^0(x) + c_k^{\uparrow,\downarrow} \exp\left(\frac{x}{\lambda_k}\right) \quad (1.43a)$$

$$\mu_{hl}^{\uparrow,\downarrow}(x) = \mu_{hl}^0(x) + c_{hl}^{\uparrow,\downarrow} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{hl}}\right) \quad (1.43b)$$

Dabei sind  $\mu_k^0(x)$  und  $\mu_{hl}^0(x)$  die - näherungsweise linear von  $x$  abhängigen - elektrischen Potentiale ohne Spin-Effekte. Werden mit diesem Ansatz die Gleichungen 1.39 und 1.40 unter Beachtung der Randbedingungen gelöst, ergeben sich für die Vorfaktoren auf der Kontaktseite:

$$c_k^\uparrow = -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{e j \beta}{1 + \frac{\lambda_{hl} \sigma_k}{\sigma_{hl} \lambda_k} (1 - \beta^2)} (\beta - 1) \quad (1.44a)$$

$$c_k^\downarrow = -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{e j \beta}{1 + \frac{\lambda_{hl} \sigma_k}{\sigma_{hl} \lambda_k} (1 - \beta^2)} (\beta + 1) \quad (1.44b)$$

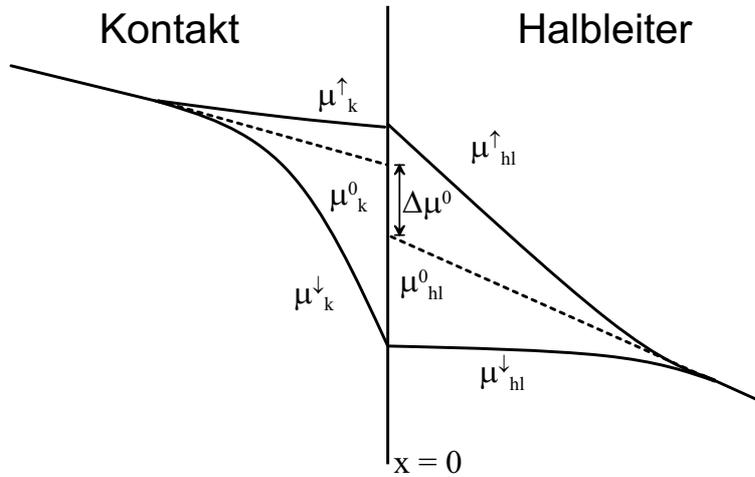


Abbildung 1.14: Verlauf der elektrochemischen Potentiale an einem spinpolarisierten Kontakt-Halbleiter-Interface. Die elektrochemischen Potentiale auf der Kontaktseite spalten asymmetrisch auf, auf der Halbleiter-Seite dagegen symmetrisch. Setzt man in diesem Fall die ungestörten elektrochemischen Potentiale beider Materialien bis zur Grenzfläche fort (gestrichelt) ergibt sich an der Grenzfläche ein Sprung, der makroskopisch als Spannungsabfall gemessen werden kann.

Die elektrochemischen Potentiale sind aufgespalten, das chemische Potential der Majoritätsspins ( $\uparrow$ ) ist am Interface höher als innerhalb des Kontaktes, das des Minoritätsspins ( $\downarrow$ ) niedriger. Die entgegengesetzte Verbiegung ist eine Konsequenz der Ladungsneutralität: Da direkt am Interface mehr  $\uparrow$ -Spins existieren ( $\mu^\uparrow$  größer), muss die Anzahl der  $\downarrow$ -Spins reduziert sein. Da aber die Leitfähigkeiten beider Spinkanäle im Kontakt verschieden hoch sind, ist auch die Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale asymmetrisch. Aus Gleichung 1.44 folgt:

$$\frac{c_k^\uparrow}{c_k^\downarrow} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1} \quad (1.45)$$

Auf der Halbleiterseite dagegen ist die Aufspaltung symmetrisch:  $c_{hl}^\uparrow = -c_{hl}^\downarrow$ . Auch hier ist das elektrochemische Potential der Majoritätsspins nahe dem Interface erhöht, da sich durch die Injektion von  $\uparrow$ -Spins eine Spin-Akkumulationszone im Halbleiter gebildet hat. Die daraus resultierende starke negative Steigung des elektrochemischen Potentials auf der Längenskala der Spin-Relaxationslänge  $\lambda_{hl}$  treibt wg. Gl. 1.39 einen entsprechend größeren Strom (vgl. Abb. 1.14). Die große negative Steigung von  $\mu_{hl}^\uparrow$  bedeutet im Sinne eines Transport-Experimentes einen höheren Spannungsabfall. Auf der

Längenskala der Spin-Relaxationslänge  $\lambda_{hl}$  muss der  $\uparrow$ -Kanal einen größeren Anteil des Stromes transportieren, als der  $\downarrow$ -Kanal, der Gesamtstrom ist spinpolarisiert.

Im Extremfall einer 100 % Polarisation deckt sich damit dieses quantitative Modell mit dem Widerstandsmodell aus Abschnitt 1.7.1 für

$$\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} = R_{hl}. \quad (1.46)$$

In einer alternativen Interpretation werden die *ungestörten* elektrochemischen Potentiale beider Materialien  $\mu_k^0(x)$  und  $\mu_{hl}^0(x)$  betrachtet. Da die Aufspaltung der (spinabhängigen) elektrochemischen Potentiale für beide Spin-Orientierungen auf der Kontaktseite asymmetrisch, auf der Halbleiterseite symmetrisch ist, sind die beiden ungestörten elektrochemischen Potentiale gegeneinander verschoben. Setzt man beide bis zur Grenzfläche fort, tritt an dieser ein Sprung auf:

$$\mu_k(0) \neq \mu_{hl}(0) \quad (1.47)$$

Die Größe dieses Sprunges  $\Delta\mu$ , abhängig vom Grad der Spinpolarisation, ist ebenfalls ein Maß für den zusätzlich auftretenden Spannungsabfall (vgl. Abb. 1.14):

$$\begin{aligned} \Delta\mu &= \mu_k(0) - \mu_{hl}(0) \\ &= \frac{c_k^\uparrow + c_k^\downarrow}{2} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{ej\beta^2}{1 + \frac{\lambda_{hl}\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k} (1 - \beta^2)} \end{aligned} \quad (1.48)$$

Die Konsequenzen dieser Modellbetrachtung sind:

- Ein spinabhängiger Spannungsabfall kann an einem *isolierten Interface* auftreten, der zu einer Spin-Injektion führt.
- Wie weit die spinabhängigen elektrochemischen Potentiale aufspalten, und damit auch die Größe der injizierten Spinpolarisation, hängt auch in diesem Modell im wesentlichen zum einen vom Verhältnis der Leitfähigkeiten von Kontakt und Halbleiter ( $\sigma_k/\sigma_{hl}$ ) und den absoluten Größen der Spin-Relaxationslängen ( $\lambda_k, \lambda_{hl}$ ), und zum anderen von der intrinsischen Spinpolarisation des Kontaktes ( $\beta$ ) ab. Die Höhe der Aufspaltung ist darüberhinaus proportional zur Stromdichte  $j$  durch das Interface.
- Der auf Spinpolarisation beruhende Magnetowiderstand hängt vom *Betrag* der Kontakt-Spinpolarisation ab, nicht vom Vorzeichen. Daher sind Ferromagneten, bei denen sich bei einer Ummagnetisierung

in erster Näherung nur die Richtung der Magnetisierung ändert, zum Nachweis dieses Effektes ungeeignet.

- Die Effizienz der Spin-Injektion in Metall-Halbleiter-Hybridstrukturen ist gering, weil die Leitfähigkeiten sehr unterschiedlich sind und die Spin-Relaxationslänge im Metall ( $\lambda_{fm}$ ) sehr klein ist.
- Eine hohe Spininjektion und damit ein messbarer darauf beruhender Magnetowiderstand, ist bei DMS-NMS-Kontakten zu erwarten, da die Leitfähigkeiten von Kontakt- und Transportmaterial in der gleichen Größenordnung liegen und aufgrund der großen Zeemann-Aufspaltung eine DMS-Spinpolarisation von 0% bis nahe 100% durch Anlegen geeigneter Magnetfelder zu erreichen ist.

### „Kommunizierende“ Grenzflächen

Befindet sich in der Nähe der ersten Grenzfläche, d. h. in der Längenskala der Spin-Relaxationslänge im Transport-Material  $\lambda_{hl}$ , ein zweites Interface zu einem spinpolarisierten Kontakt, kann Spin-Information durch das Transport-Material zwischen den Kontakten ausgetauscht werden.

Im folgenden wird der eindimensionale Transport durch solch eine Kontakt-Halbleiter-Kontakt Heterostruktur beschrieben. Es wird dabei angenommen, dass Kontakt 1 (der Injektor) und Kontakt 2 (der Detektor) die gleichen Materialparameter besitzen und sich lediglich in Richtung ihrer Magnetisierung unterscheiden. Der Injektor füllt den negativen Halbraum  $-\infty < x < 0$  aus, der Halbleiter erstreckt sich über  $0 \leq x < d$  und der Detektor über  $d \leq x < \infty$ . Gesucht ist auch hier der Verlauf der elektrochemischen Potentiale getrennt für beide Spinorientierungen in allen drei Materialien und daraus folgend der Grad der Strompolarisation :

$$\alpha_i(x) = \frac{j_i^\uparrow(x) - j_i^\downarrow(x)}{j_i^\uparrow(x) + j_i^\downarrow(x)} \quad \text{mit } i = k1, hl, k2 \quad (1.49)$$

Die Vorgehensweise ist analog der in Abschnitt 1.7.2 vorgestellten. Man erhält [Sch02] für die Aufspaltung der elektrochemischen Potentiale im Falle parallel magnetisierter Kontakte ( $\beta_1 = \beta_2$ )

$$\begin{aligned} c_{\text{paral.},k1}^\uparrow &= -c_{\text{paral.},k2}^\uparrow \\ &= -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{ej\beta}{\left(1 + e^{-\gamma} + \frac{2}{\gamma}e^{-\gamma}\right) + \frac{\lambda_{hl}\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k}(1 - \beta^2)} (\beta - 1) \end{aligned} \quad (1.50a)$$

$$\begin{aligned}
c_{\text{paral.},k1}^{\downarrow} &= -c_{\text{paral.},k2}^{\downarrow} \\
&= -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{ej\beta}{\left(1 + e^{-\gamma} + \frac{2}{\gamma}e^{-\gamma}\right) + \frac{\lambda_{hl}\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k}(1 - \beta^2)} (\beta + 1) \quad (1.50b)
\end{aligned}$$

und bei antiparalleler Magnetisierung ( $\beta = \beta_1 = -\beta_2$ ):

$$\begin{aligned}
c_{\text{antipa.},k1}^{\uparrow} &= -c_{\text{antipa.},k3}^{\downarrow} \\
&= -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{ej\beta(1 + e^{-\gamma})}{(1 - e^{-\gamma}) + \frac{\lambda_{hl}\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k}(1 + e^{-\gamma})(1 - \beta^2)} (\beta - 1) \quad (1.51a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
c_{\text{antipa.},k1}^{\downarrow} &= -c_{\text{antipa.},k3}^{\uparrow} \\
&= -\frac{\lambda_{hl}}{\sigma_{hl}} \frac{ej\beta(1 + e^{-\gamma})}{(1 - e^{-\gamma}) + \frac{\lambda_{hl}\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k}(1 + e^{-\gamma})(1 - \beta^2)} (\beta + 1) \quad (1.51b)
\end{aligned}$$

Dabei ist  $\gamma$ , das Verhältnis aus Abstand zwischen den Kontakten  $d$  und der Spin-Relaxationslänge im Halbleiter  $\lambda_{hl}$ ,

$$\gamma = \frac{d}{\lambda_{hl}}, \quad (1.52)$$

ein Maß für die Kopplungsstärke zwischen beiden Grenzflächen.

Ausgehend von dieser allgemeinen Formulierung sind zwei komplementäre Näherungen für die Kopplung möglich:

- Die Spin-Relaxationslänge  $\lambda_{hl}$  ist viel kleiner als der Abstand zwischen den Grenzflächen  $d$  ( $\gamma \gg 1$ ): Es existiert keine Kopplung mehr zwischen den Grenzflächen. Man erhält die in Gl. 1.44 aufgeführten Werte für isolierte Interfaces, die wiederum *unabhängig* von der relativen Magnetisierung der Kontakte sind,  $\lim_{\gamma \rightarrow \infty} c_{\text{paral.},k1}^{\uparrow\downarrow} = \lim_{\gamma \rightarrow \infty} c_{\text{antipa.},k1}^{\uparrow\downarrow} = c_{k1}^{\uparrow\downarrow}$ , und für Kontakt 2 analog.
- In der zweiten Extremsituation ist die Spin-Relaxationslänge  $\lambda_{hl}$  viel größer als der Abstand zwischen den Kontakten  $d$  ( $\gamma \ll 1$ ): Dies ist der Fall der stärkstmöglichen Kopplung. Es finden keine Spin-Relaxationsprozesse im Transportmaterial statt. In dieser Näherung lauten die Werte für die elektrochemischen Potentiale

$$\begin{aligned}
c_{\text{paral.},k1}^{\uparrow} &= -c_{\text{paral.},k2}^{\uparrow} \\
&= -\frac{1}{\sigma_{hl} \frac{2}{d} + \frac{\sigma_k}{\sigma_{hl}\lambda_k}} \frac{ej\beta}{(1 - \beta^2)} (\beta - 1) \quad (1.53a)
\end{aligned}$$

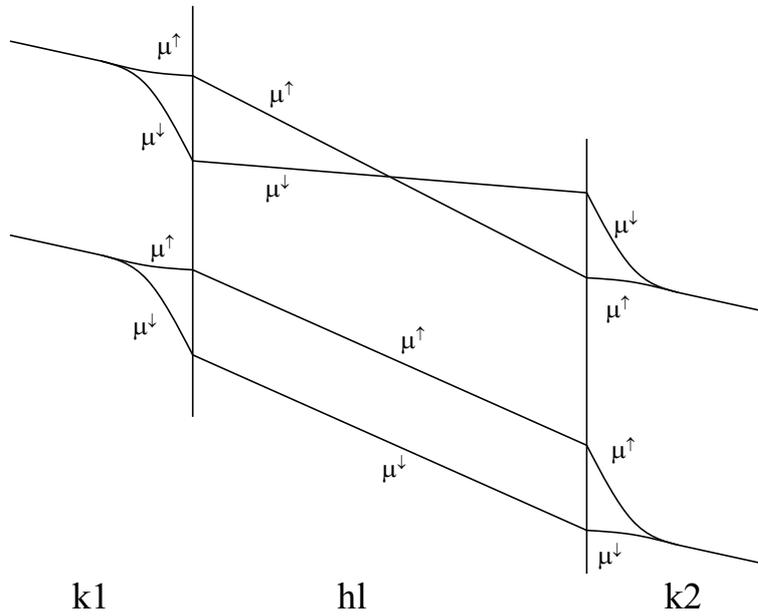


Abbildung 1.15: Verlauf der elektrochemischen Potentiale bei zwei stark gekoppelten Grenzflächen ( $\lambda_{hl} \gg d$ ) mit parallel (oben) und antiparallel (unten) magnetisierten Kontakten. Im ersten Fall ist der Strom spinpolarisiert im zweiten nicht.

$$\begin{aligned}
 c_{\text{paral.},k1}^\downarrow &= -c_{\text{paral.},k2}^\downarrow \\
 &= -\frac{1}{\sigma_{hl} \frac{2}{d} + \frac{\sigma_k}{\sigma_{hl} \lambda_k} (1 - \beta^2)} e j \beta (\beta + 1) \quad (1.53b)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_{\text{antipa.},k1}^\uparrow &= -c_{\text{antipa.},k2}^\downarrow \\
 &= -\frac{1}{\sigma_{hl} \frac{\sigma_k}{\sigma_{hl} \lambda_k} (1 - \beta^2)} e j \beta (\beta - 1) \quad (1.54a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 c_{\text{antipa.},k1}^\downarrow &= -c_{\text{antipa.},k2}^\uparrow \\
 &= -\frac{1}{\sigma_{hl} \frac{\sigma_k}{\sigma_{hl} \lambda_k} (1 - \beta^2)} e j \beta (\beta + 1) \quad (1.54b)
 \end{aligned}$$

Der Fall zweier stark gekoppelten Grenzflächen ist in Abb. 1.15 dargestellt. Sind die beiden Kontakte parallel magnetisiert (Abb. 1.15, oben) fließt ein spinpolarisierter Strom, bei antiparalleler Magnetisierung (unten) ist der Strom unpolarisiert. Die Widerstand hängt bei starker Kopplung auch von den relativen Orientierungen der Magnetisierungen beider Kontakte zuein-

ander ab [Sch02]:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R_{par}} &= \frac{\Delta R}{R_{antipa.} - R_{par.}} \\ &= \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \left( \frac{\lambda_k \sigma_{hl}}{\sigma_k d} \right)^2 \frac{4}{4 \left( \frac{\lambda_k \sigma_{hl}}{\sigma_k d} \right)^2 + 2 \frac{\lambda_k \sigma_{hl}}{\sigma_k d} + (1 - \beta^2)} \end{aligned} \quad (1.55)$$

Die die Größenordnung von  $\Delta R/R$  dominierenden Faktoren sind aber weiterhin das Verhältnis der Leitfähigkeiten und der Grad der intrinsischen Spin-Polarisation der Kontakte  $\beta$  (vgl. Abb. 1.13). Prinzipiell lässt sich also mit einer Ferromagnet-Halbleiter-Hybridstruktur ein spinpolarisierter Strom injizieren, praktisch nachweisbar ist dies aber wohl nicht.

## 1.8 Spin-Injektion mit verdünnten magnetischen Halbleitern

Aus den Aussagen des quantitativen Modell (Abschnitt 1.7.2) folgt, dass bei einem isolierten Interface nur dann eine relevante durch Spin-Injektion verursachte Widerstandsänderung gemessen werden kann, wenn wahlweise eine Spin-Injektion stattfindet oder nicht. Ein „Abschalten“ der Spin-Polarisation ist für ferromagnetischen Materialien unter ihrer Curie-Temperatur nicht möglich, wohl aber für die im folgenden Kapitel vorgestellten verdünnten magnetischen Halbleiter (DMS). Die Spin-Polarisation in dieser Material-Klasse wird durch eine Zeeman-Aufspaltung hervorgerufen, deren Größe mit dem angelegten Magnetfeld variierbar ist. Spin-Polarisationen im Bereich von  $0 \leq |\beta| < 100\%$  können somit durch Wahl des externen B-Feldes eingestellt werden. Ein weiterer Aspekt dieses Material ist, dass es Halbleiter-typische Leitfähigkeiten aufweist, was den prognostizierte Spannungsabfall für ein isoliertes Interface (Gl. 1.48) vergrößert.

Bei der experimentellen Suche nach einer Widerstandsänderung durch elektrische Spin-Injektion werden daher im folgenden Bauteil-Geometrien benutzt, die aus verdünnten magnetischen Halbleitern und „unmagnetischen“ Halbleitern bestehen.

# Kapitel 2

## II/VI- Halbleiter: Grundlagen

### 2.1 Gittereigenschaften

#### 2.1.1 Kristallstruktur

Bei II/VI-Halbleitern ist der Bindungscharakter zwischen den Atomen beider Gruppen stärker ionisch als bei III/V-Halbleitern. Dies ist mit den unterschiedlicheren Elektronegativitäten der beteiligten Elemente zu erklären (s. Tab. 2.1).

Die s-Orbitale des Gruppe II-Atoms hybridisieren mit den p-Orbitalen des Gruppe VI-Atoms: Die dadurch entstehenden  $sp_3$ -Orbitale sind tetraedisch angeordnet. Die hier betrachteten II/VI-Halbleiter treten meist in der Zinkblende Gitterstruktur auf, die in der Tat einen tetraedische Koordination hat. Die Zinkblende-Gitterstruktur (s. Abb. 2.1) besteht aus zwei kubisch flächenzentrierten Gittern jeweils einer Atomsorte, die um  $(1/4, 1/4, 1/4)$  entlang der Raumdiagonalen gegeneinander verschoben sind. Das reziproke Gitter des kubisch flächenzentrierten Gitters ist das kubisch raumzentrierte, die erste Brillouin-Zone bildet einen abgeschnitten Oktaeder (s. Abb. 2.1). Eine andere häufig auftretende Kristallstruktur ist die Wurtzit Struktur, bei der zwei hexagonale Untergitter der verschiedenen Konstituenten verschoben sind.

Die Symmetrie-Operationen, unter denen die Zinkblende-Gitter-Struktur invariant ist, bilden die Punktgruppe  $T_d$ . Ein großer Unterschied zu  $O_h$ , der

Element	Be	Cd	Zn	Se
Elektronegativität	1,5	1,7	1,6	2,4

Tabelle 2.1: Elektronegativitäten der beteiligten Elemente [Pau68].

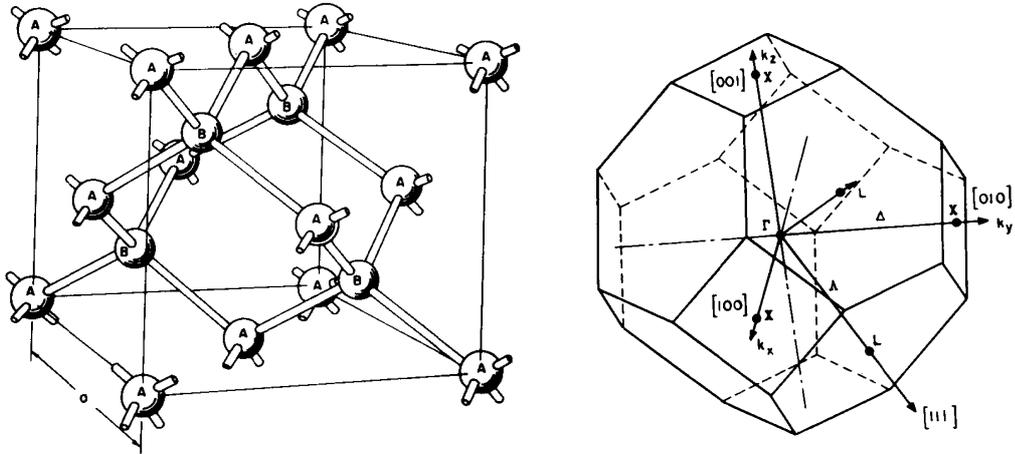


Abbildung 2.1: Einheitszelle (links) und erste Brillouin-Zone (rechts) der Zinkblendestruktur [Bas88].

Punktgruppe der Diamantstruktur der Halbleiter Silizium und Germanium, ist das Fehlen der Raum-Inversionsymmetrie, da beide Untergitter unterschiedlich besetzt sind. Dies hat Auswirkungen auf mögliche Spin-Relaxationsmechanismen (s. Abschnitt 1.5.3, S. 15).

### 2.1.2 Gitterkonstanten

Die Gitterkonstanten der in dieser Arbeit benutzten II/VI-Halbleiter genügen Vegard's Law; eine lineare Approximation ausgehend von den binären Grenzmaterialien [Veg21], ist also möglich [Fur88]:

$$a(\text{Zn}_{1-x}\text{Be}_x\text{Se}) = 5,6684\text{\AA} - 0,528\text{\AA} \cdot x \quad [\text{Lan99}][\text{Gra02b}] \quad (2.1)$$

Wie in Abb. 2.2 ersichtlich, ist es durch Einfügen von Beryllium definierter Konzentration möglich, die Gitterparameter der zu wachsenden Schichten untereinander und an das Substrat anzupassen. So wächst  $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$  gitterangepasst auf GaAs.

### 2.1.3 Verdünnte magnetische Halbleiter durch Mangan-Inkorporation

Die Elektronenkonfiguration der äußeren Schale fast aller 3d-Übergangsmetalle (Ausnahme Chrom) ist  $4s^2$ . Damit ist es möglich, ein solches Element, im Rahmen dieser Arbeit immer Mangan, an Kationgitterplätze einzubauen. Bei geringer Mn-Konzentration wird die lokale Kristallbindungs-Struktur

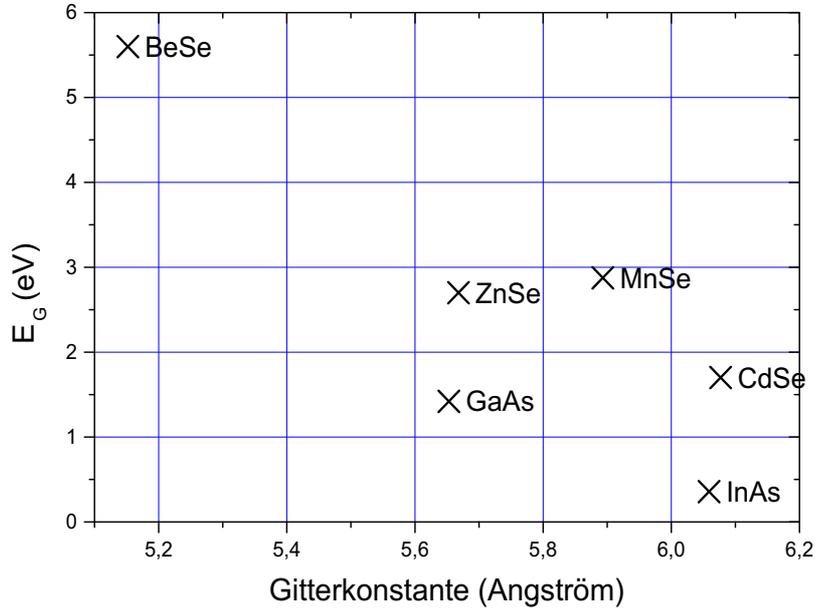


Abbildung 2.2: Gitterkonstante und Bandlücke von verschiedenen II/VI und III/V Halbleitern. Die Werte für CdSe und MnAs sind für Zinkblende-Struktur extrapoliert, die realen Gitter-Strukturen sind Wurtzit- (CdSe) bzw. NaCl-Gitter (MnAs).

dabei nicht grob verändert, insbesondere findet keine Dotierung statt, da die teilweise gefüllte  $3d$ -Schale energetisch zu weit vom Valenzband entfernt liegt. Dieser *isoelektrische* Charakter der Mn-Dotierung ist bei III/V-Halbleitern wie z. B. (Ga,Mn)As nicht möglich: in diesem Fall wirkt Mangan auch als Akzeptor. Wie in Gl. 2.2 dargestellt, ist die Gitterkonstante von manganhaltigen Halbleitern auch linear vom Mangan-Gehalt abhängig.

$$\begin{aligned}
 a(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}) &= 5,668 \text{ \AA} + 0,282 \text{ \AA} \cdot x && [\text{Lan99}][\text{Fur88}] \\
 a(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}) &= 6,077 \text{ \AA} - 0,175 \text{ \AA} \cdot x && [\text{Mc180}][\text{Fur88}]
 \end{aligned} \quad (2.2)$$

Für die Gitterkonstante des quaternären Materials (Zn,Be,Mn)Se gilt entsprechend:

$$a(\text{Zn}_{1-x-y}\text{Be}_x\text{Mn}_y\text{Se}) = 5,6684 \text{ \AA} - 0,528 \text{ \AA} \cdot x + 0,816 \text{ \AA} \cdot y \quad (2.3)$$

### 2.1.4 Bandlücken

Neben der Gitterkonstante ist auch die Bandlücke  $E_G$  von der Stöcheometrie abhängig. In vielen Fällen lässt sich die funktionale Abhängigkeit von  $E_G$  von der Zusammensetzung durch Polynome fiten :

$$\begin{aligned}
 E_G(\text{Zn}_{1-x}\text{Be}_x\text{Se}) \quad [\text{eV}] &= 2,82 + 2,01 \cdot x + 0,97 \cdot x^2 && \text{für } (0 \leq x \leq 0,1) && [\text{Zeh98}] \\
 E_G(\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}) \quad [\text{eV}] &= 2,82 - 0,145 \cdot x + 4,073 \cdot x^2 && && [\text{Twa83}] \\
 E_G(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}) \quad [\text{eV}] &= 1,83 + 1,54 \cdot x && && [\text{Wis83}]
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Mangan-Inkorporation führt bei den betrachteten Verbindungen in der Regel zu einer Vergrößerung der Gitterkonstante. Lediglich bei (Zn,Mn)Se gibt es ein *band bowing* das zu einem  $E_G$ -Minimum bei einer Mangan-Konzentration von  $\approx 1,8\%$  führt. Diese Betrachtung gilt, wie bereits erwähnt, lediglich für kleine Mn-Konzentrationen. In anderen Fällen ist die Mn-Inkorporation nicht mehr nur als Störung aufzufassen. So kristallisiert beispielsweise reines MnSe in der NaCl-Struktur [Paj78].

## 2.2 Elektrische Eigenschaften

Da die Spin-Relaxationslänge von Elektronen wesentlich größer als die von Löchern ist (vgl. Abschnitt 1.5.3), wurden die in dieser Arbeit benutzten Halbleiter-Schichten lediglich mit Jod ( $[\text{Kr}]4d^{10}5s^25p^5$ ) n-dotiert.

### 2.2.1 Nicht magnetische Halbleiter

#### Bandverlauf bei keiner oder geringer Dotierung

Das Leitungsband der Halbleiter wird in LCAO-Näherung aus den antibindenden s-Zustände, die Valenzbänder aus den bindenen p-Zuständen gebildet. Alle in dieser Arbeit betrachteten II/VI-Halbleiter sind direkte Halbleiter. Leitungsband-Minimum und Valenzband-Maximum befinden sich am  $\Gamma$ -Punkt im Zentrum der Brillouin-Zone. Das Leitungsband ist an diesem Punkt zweifach entartet, das Valenzband - ohne Berücksichtigung der Spin-Bahn-Aufspaltung - 6-fach. Unter Einbeziehung dieser relativistischen Korrektur, wird die Entartung im Valenzband aufgehoben in ein Quadrublett (leichte Löcher und schwere Löcher) und in ein Singlett (splitt-off-Band), dessen Energie-Maximum um den Betrag  $\Delta$  abgesenkt ist (s. Abb. 2.3).

Unter anderem mittels der  $k \cdot p$  Näherung lassen sich die Dispersionrelationen außerhalb des Zentrums der Brillouin-Zone berechnen. Dabei kommt

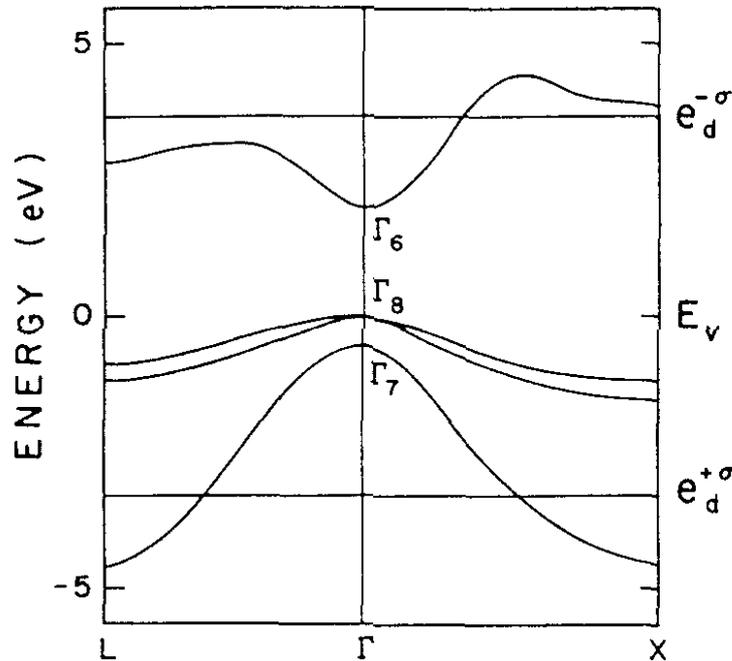


Abbildung 2.3: Bandverlauf von direkten open-gap II/VI-Halbleitern [Fur88].

es im Rahmen der Störungsrechnung zur einer Durchmischung der verschiedenen Bandzustände und dadurch zu einer Verringerung der Symmetrie der Wellenfunktionen. Zwanglos ergibt sich dabei für  $k \neq 0$  die Aufspaltung des noch bei  $\Gamma$  existierenden Quadruplett im Valenzband-Maximum.

### Effektive Masse

In der Nähe des  $\Gamma$ -Punktes lassen sich die Dispersionrelationen  $E(\mathbf{k})$  mit hinreichender Genauigkeit parabolisch und isotrop durch Einführung der effektiven Masse nähern:

$$E = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m^*} \quad (2.5)$$

Die in dieser Arbeit benutzten Werte sind in Tabelle 2.2 (S. 41) aufgeführt.

### Einfluss von Dotierung

Bei geringer n-Dotierkonzentration existieren in der Bandlücke des Halbleiters lediglich lokalisierte Elektronenzustände mit der Energie  $E = E_{LB} - E_A$ .

Diese sind aufgrund der Coulomb-Abschirmung durch tiefere Schalen und das umgebende Halbleiter-Material nur schwach mit der Aktivierungsenergie  $E_A$  an das Dotier-Atom gebunden. Durch thermische Anregung kann die Bindung aufgebrochen und die Elektronen in delokalisierte Leitungsband-Zustände gehoben werden. Dies hat zwar Einfluss auf die (temperaturabhängige) Lage der Fermi-Energie, der eigentliche Bandverlauf bleibt aber im wesentlichen bestehen.

Oberhalb einer kritischen Dotierkonzentration  $n_M$  findet der *Mott-Metall-Isolator-Übergang* [Mot56] statt. Mit zunehmender Konzentration nähern sich die als wasserstoffähnlich beschreibbaren Wellenfunktionen der lokalisierten gebundenen Elektronen immer mehr an. Oberhalb der kritischen Konzentration  $n_M$  überlappen diese so weit, dass ein Verunreinigungsband entsteht, das aufgrund der Spin-Entartung lediglich halb gefüllt ist. Je nach Lage des Band-„Schwerpunktes“, die im wesentlichen von der Aktivierungsenergie  $E_A$  bestimmt wird, und der Bandbreite, die abhängig von der Dotierkonzentration ist, bildet sich das Verunreinigungsband energetisch unter der Leitungsbandkante getrennt von dieser, oder es verschmilzt mit ihr zu einer komplexen Bandstruktur. Da beide Parameter, Aktivierungsenergie und Dotierkonzentration, stark von den jeweiligen Wachstumsbedingungen abhängen, lassen sich über Art und Lage des Verunreinigungsbandes keine allgemeinen Aussagen machen. Als Donator-Radius  $a_D$  von flachen Störstellen (Ionisierungsenergie von Iod in ZnSe: 30 meV [Bla81]) wird ein korrigierter Bohrscher Radius  $a_B$  angenommen. Abschirmeffekte durch das umgebende Halbleitermaterial werden dabei unter Einbeziehung von relativer Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon_r(0)$  [Yu 99] und effektiver Masse des Leitungsbandes  $m_e^*$  berücksichtigt:

$$a_D = a_B \frac{\varepsilon_r}{m_e^*} = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_0e^2} \frac{\varepsilon_r}{m_e^*} = 0,529\text{\AA} \frac{\varepsilon_r}{m_e^*} [\text{Alt83}] \quad (2.6)$$

Der Metall-Isolator-Übergang findet bei der kritischen Dichte  $n_M \approx (0,25/a_D)^3$  statt. Werte für die hier betrachteten Halbleiter sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Zur Vereinfachung wird im folgenden die kritische Dichte von (Cd,Mn)Se gleich der von CdSe, die von (Be,Zn)Se und (Be,Zn,Mn)Se gleich der von ZnSe angenommen.

### 2.2.2 Verdünnte magnetische Halbleiter

Die elektrischen Eigenschaften von verdünnten magnetischen Halbleitern (DMS) ähneln denen ihrer nicht magnetischen Verwandten, da in erster Näherung die Bindungsverhältnisse und Kristallsymmetrien unverändert geblieben sind. In

	$m_e^*[m_0]$		$\varepsilon_r(0)$		$n_M[\text{cm}^{-3}]$
GaAs	0,068	[Ray79]	12,53	[Rod75]	$2 \cdot 10^{16}$
InAs	0,025	[Sem78]	15,15	[Has62]	$5 \cdot 10^{14}$
CdSe	0,11	[Dal71]	$\approx 9,7$	[Gei66]	$2 \cdot 10^{17}$
ZnSe	0,16	[Dea81]	8,6	[Ada91]	$7 \cdot 10^{17}$

Tabelle 2.2: Effektive Massen, Dielektrizitätszahl und kritische Dichte für den Metall-Halbleiter-Übergang der benutzten Materialien

einem zweiten Schritt muss nun Art und Größe des Einflusses der 3d-Schalen auf Valenz- und Leitungsbänder untersucht werden. Da die elektrischen Eigenschaften der DMS stark von den magnetischen abhängen, beide sich teilweise sogar gegenseitig bedingen, wird im folgenden kurz auf die magnetischen Eigenschaften des in einer Halbleitermatrix mit mitunter itineranten Ladungsträgern eingebetteten Systems von  $\text{Mn}^{++}$ -Ionen eingegangen.

### Die $3d^5$ -Schale des Mangan

Die  $3d$ -Schale der  $\text{Mn}^{++}$ -Ionen ist mit 5 Elektronen genau halb gefüllt. Gemäß der Hundschen Regeln koppeln die Elektronen zu dem Grundzustand  ${}^6S_{5/2}$  mit  $L = 0$ ,  $S = \frac{5}{2}$ , also  $J = \frac{5}{2}$ . Da der Bahndrehimpuls verschwindet, liegt lediglich Spin-Paramagnetismus vor, also  $g_{Mn} \cong 2$ .

### Magnetische Eigenschaften

Interpretiert man die in den II/VI-Halbleiter inkorporierten Mangan-Atome als untereinander *nicht* wechselwirkend, lässt sich die Magnetisierung des gesamten Mangan-Systems als paramagnetisch beschreiben [Fur88] [Wei95]:

$$M = -xN_0 g_{Mn} \mu_B \langle S_z \rangle \quad \text{mit} \quad \langle S_z \rangle = S \mathcal{B}_S \left( \frac{g_{Mn} \mu_B S H}{k_B T} \right) \quad (2.7)$$

Dabei ist  $x$  der Mangananteil der Kationen,  $N_0$  der Kationendichte ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $H$  das externe angelegte Feld. Der mittlere Mangan-Spin  $\langle S_z \rangle$  ist über die die Brillouin-Funktion definiert:

$$\mathcal{B}_S(x) = \frac{2S+1}{2S} \coth \left( \frac{2S+1}{2S} x \right) - \frac{1}{2S} \coth \left( \frac{x}{2S} \right).$$

Der Spin  $S$  der  $\text{Mn}^{++}$ -Ionen beträgt  $S = \frac{5}{2}$ . Dieses makroskopische Modell beschreibt gut das Mangan-System im verdünnten Limit ( $x < 0,001$ ) [Fur88], wo die Annahme isolierter, nicht wechselwirkender Mangan-Atome erfüllt ist.

Bei höherer Mangan-Konzentration beschreibt die normale Brillouin-Funktion allerdings nicht mehr die experimentellen Ergebnisse adäquat. Die in diesem Fall wachsende Wechselwirkung zwischen den Mangan-Atomen kann mit einer empirischen, durch *mean field theory* qualitativ zu rechtfertigen, modifizierten Brillouin-Funktion berücksichtigt werden [Gaj79]:

$$M = x_{eff} N_0 g_{Mn} \mu_B \langle S_z \rangle \quad \text{mit} \quad \langle S_z \rangle = S \mathcal{B}_S \left( \frac{g_{Mn} \mu_B S H}{k_B T_{eff}} \right) \quad (2.8)$$

Dabei sind  $x_{eff}$  die effektive Mangan-Konzentration und  $T_{eff}$  die effektive Temperatur. Da die Korrektur im wesentlichen eine antiferromagnetische Kopplung der Mangan-Atome untereinander ist, gilt:

$$x_{eff} \leq x \quad \text{und} \quad T_{eff} \geq T \quad (2.9)$$

Mikroskopisch betrachtet konkurrieren zwei Kopplungseffekte:

- d-d Superaustauschwechselwirkung über das Anion
- sp-d Austauschwechselwirkung über itinerante Ladungsträger

### Mn<sup>++</sup>- Mn<sup>++</sup>Superaustausch

In der Heisenberg-Näherung lässt sich der Superaustausch zwischen zwei Mangan-Ionen  $i$  und  $j$  an den Orten  $\mathbf{r}_i$  und  $\mathbf{r}_j$  mit den Spins  $\mathbf{S}(\mathbf{r}_i)$  und  $\mathbf{S}(\mathbf{r}_j)$  beschreiben als:

$$\mathcal{H}_{i,j}^{d-d} = -J_{i,j} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \mathbf{S}(\mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}_j) \quad (2.10)$$

Dabei ist  $J_{i,j}$  die Austausch-Energie zwischen den Mn<sup>++</sup>- Ionen  $i$  und  $j$ . In der *virtual crystal approximation* kann der Hamilton-Operator nach Abstand zwischen den Ionen umsortiert werden [Lar86]. Die dann benutzten Austauschenergien beschreiben die Kopplung zwischen nächsten ( $J_1$ ) und übernächsten Nachbarn ( $J_2$ ). Die für  $J_1$  mittels Modellrechnungen ermittelten Werte liegen für (Zn,Mn)Se bei  $-13K$  [Gie87] und für (Cd,Mn)Se bei  $-7,9K$  [Lar86]. Da mit steigender Entfernung die Größe der Austauschenergie rasch abnimmt (z. B. bei (Cd,Mn)Se:  $J_2 = -1,6 K$ ,  $J_3 = -0,2 K$  [Lar86]), dominiert die nächste-Nachbar Austauschenergie  $J_1$ . Die über das Anion vermittelte Superaustauschwechselwirkung ist bis mindestens zu den drittnächsten Nachbarn antiferromagnetisch. Die Mn<sup>++</sup>Spins richten sich antiparallel zueinander aus.

### sp-d Austauschwechselwirkung

Über die sp-d Austauschwechselwirkung, eine Wechselwirkung zwischen den Band-Ladungsträgern und den lokalisierten  $3d^5$  Elektronen, bedingen sich makroskopische Magnetisierung und elektronische Bandeffekte gegenseitig. Zusätzlich zum lediglich die Kristalleigenschaften beschreibenden Hamilton-Operator  $\mathcal{H}_0$  treten Terme auf, die die sp-d Austauschwechselwirkung berücksichtigen:

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_T &= \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{aus} \\ &= \mathcal{H}_0 + \sum_{\mathbf{R}_i} J_{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) \mathbf{S}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}\end{aligned}\quad (2.11)$$

Dabei sind  $\mathbf{S}_i$  und  $\mathbf{R}_i$  Spin-Operator und Ortskoordinate der lokalisierten  $\text{Mn}^{++}$ Ionen,  $\boldsymbol{\sigma}$ , und  $\mathbf{r}$  die der Band-Elektronen.  $J_{sp-d}$  ist die Kopplungskonstante. Summiert wird in diesem Ansatz über die von  $\text{Mn}^{++}$ Ionen besetzten Gitterplätze. Da die Wellenfunktionen der Elektronen ausgedehnt sind, jedes einzelne also mit einer große Zahl lokalisierter  $\text{Mn}^{++}$ Ionen wechselwirkt, können zwei Näherungen gemacht werden:

- Im Rahmen der *molekular field approximation* können die Einzel-Spins  $\mathbf{S}_i$  der  $\text{Mn}^{++}$ Ionen durch den thermischen Mittelwert  $\langle S \rangle$  ersetzt werden.
- In der *virtual crystal approximation* wird die Summation über die von  $\text{Mn}^{++}$ Ionen besetzten Gitterplätze durch die Summationen über *alle* Kationgitterplätze ersetzt und die Summe mit der effektiven  $\text{Mn}^{++}$  Besetzungswahrscheinlichkeit  $x_{eff}$  gewichtet.

Durch diese Näherung gelten die Kristallsymmetrien auch für  $\mathcal{H}_{aus}$ . Unter der Annahme eines externen Feldes in z-Richtung gilt dann:

$$\mathcal{H}_{aus} = \sigma_z \langle S_z \rangle x_{eff} \sum_{\mathbf{R}} J^{sp-d}(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \quad (2.12)$$

Im folgenden lassen sich daher die  $\mathcal{H}_0$  genügenden Wellenfunktionen zur Lösung von  $\mathcal{H}_{aus}$  benutzen. Die Energieeigenwerte von  $\mathcal{H}_{aus}$  sind für Leitungs- und Valenzband:

$$\begin{aligned}E^e &= x_{eff} N_0 \alpha \langle S_z \rangle m_{s_e} & m_{s_e} &= \pm \frac{1}{2}, \\ E^h &= \frac{1}{3} x_{eff} N_0 \beta \langle S_z \rangle m_{s_h} & m_{s_h} &= \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}\end{aligned}\quad (2.13)$$

Dabei sind  $\alpha$  und  $\beta$  die Austauschintegrale, die die Wechselwirkung zwischen Leitungsband-Elektronen bzw. Valenzband-Löchern und den lokalisierten  $\text{Mn}^{++}$ Ionen beschreiben. Der thermische Erwartungswert der Mangan-Spins  $\langle S_z \rangle$  ist dabei identisch zu dem in Gleichung 2.8, der die makroskopische

	$N_0\alpha(\text{meV})$	$N_0\beta(\text{meV})$
(Cd,Mn)Se	0,26	-1,11
(Zn,Mn)Se	0,26	-1,31

Tabelle 2.3: Experimentell ermittelte s-d ( $\alpha$ ) und p-d ( $\beta$ ) Austauschintegrale [Twa84] [Mat93].

Magnetisierung beschreibt. Die spinabhängige Aufspaltung der Bandkanten lässt sich somit auch als „Zeeman-Aufspaltung“ betrachten:

$$\Delta E_{LB} = x_{eff} N_0 \alpha \langle S_z \rangle \quad (2.14)$$

$$= x_{eff} N_0 \alpha S \mathcal{B}_S \left( \frac{g_{Mn} \mu_B S H}{k_B T_{eff}} \right) \quad (2.15)$$

Experimentell lassen sich daher die Austauschintegrale durch Vergleichsmessungen von makroskopischen Magnetisierungen und optisch bestimmten Werten für die Zeeman-Aufspaltung ermitteln. Die ermittelten Werte für (Zn,Mn)Se [Twa84] und für (Cd,Mn)Se [Mat93] sind in Tabelle 2.3 aufgeführt: Die unterschiedlichen Vorzeichen  $\beta < 0 < \alpha$  und Größenordnungen  $|\alpha| < |\beta|$  weisen auf verschiedene physikalische Ursachen hin [Bha83] [Lar88]:

- Sowohl für das s-artige Leitungs- als auch für das p-artige Valenzband wirkt der *Potentialaustausch*, der auf dem  $\frac{1}{r}$  Coulomb-Potential beruht. Diese Wechselwirkung führt zu einer vorzugsweise parallelen Ausrichtung der Bandelektronen zu denen des  $\text{Mn}^{++}$  Ions. Das auf diesem Prozess beruhende Austauschintegral ist positiv und näherungsweise für Leitungs- und Valenzband gleich groß:  $\alpha_{Pot} \approx \beta_{Pot}$
- Ein weitaus stärkerer Effekt ist die auf *Hybridisierung* von Band- und  $\text{Mn}^{++}$ -Elektronen beruhende Austauschwechselwirkung. Die daraus resultierenden Austauschintegrale sind i.a. negativ. Allerdings ist die s-d-Hybridisierung am  $\Gamma$ -Punkt aus Symmetriegründen verboten<sup>1</sup>:

$$\alpha_{Hyb} \approx 0$$

Für die Austauschintegrale gilt also:

$$\alpha \approx \alpha_{Pot} \quad \text{und} \quad \beta = \beta_{Pot} + \beta_{Hyb} \approx \beta_{Hyb}$$

<sup>1</sup>Da vor allem optische, aber auch im wesentlichen die elektrischen Messungen in unmittelbarer Umgebung von  $\Gamma$  stattfinden, kann ohne große Einschränkungen vom Verbot der s-d-Hybridisierung allgemein ausgegangen werden.

Interessanterweise lässt sich das auf Hybridisierung beruhende p-d Austauschintegral [Lar88]

$$N_0\beta_{Hyb} = 32V_{pd}^2 \left( \frac{U_{eff}}{(e_d^{+\sigma} + U_{eff} - E_v)(E_v - e_d^{+\sigma})} \right)$$

als Funktion der gleichen physikalischen Größen darstellen wie das Austauschintegral das Mn<sup>++</sup>-Mn<sup>++</sup>Superaustausches in einem empirischen Modell [Lar88]:

$$J_{hh}^{dd}(R_{i,j}) = -2V_{pd}^4 \left( \frac{E_v - e_d^{+\sigma} - 2U_{eff}}{U_{eff}(E_v - e_d^{+\sigma} - U_{eff})^3} \right) f(r)$$

Dabei ist  $V_{pd}$  ein die Hybridisierung beschreibender Parameter, und  $f(r)$  eine dimensionslose Abstandsfunktion. Die übrigen Größen sind in Abb. 2.3 (S. 39) dargestellt.

In der Tat beruhen sowohl p-d-Austausch als auch Mn<sup>++</sup>-Mn<sup>++</sup>Superaustausch auf der p-d-Hybridisierung. Der Superaustausch wird im wesentlichen von *vorhandenen*, am Anion lokalisierten, p-Elektronen vermittelt, der p-d Austausch findet zwischen *nicht vorhandenen* p-Elektronen, also delokalisierten Löchern statt [Lar88] [Ehr87].

### Beschreibung mit effektivem g-Faktor

Zur Verdeutlichung der Energieverhältnisse wird die *Antwort* der Leitungsbandelektronen auf das äußere Feld häufig mittels einem effektiven g-Faktor beschrieben. Bei paramagnetischen Materialien lässt sich die Zeemann-Aufspaltung  $E_Z$  mit einem feldunabhängigen Proportionalitätsfaktor  $g^*$  beschreiben, der hauptsächlich von der Kopplung etwaiger Bahndrehimpulse und Spins abhängt:

$$E_{Z,LB} = -\mu_e H = g^* \mu_B H \quad (2.16)$$

Gemäß Gleichung 2.15 lässt sich der Gesamt-g-Faktor  $g_{eff}$  ebenfalls über diesen Formalismus ausdrücken. Unter Berücksichtigung des normalen g-Faktors  $g^*$  gilt:

$$g_{eff} = g^* + g_{sp-d} = g^* - x_{eff} N_0 \alpha \langle S_z \rangle / (\mu_B H) \quad (2.17)$$

$g_{eff}$  ist in diesem Fall allerdings auch u. a. vom externen Feld und der Temperatur abhängig. Bei niedrigen Temperaturen und hohen Feldern dominiert der Anteil  $g_{sp-d}$  mit Werten von bis zu 200 den gesamten g-Faktor. Im Vergleich zum normalen g-Faktor  $g^*$  (z. B.  $g^* \approx 2$  für freie Elektronen) wird auch hier deutlich, wie stark die über die sp-d Wechselwirkung vermittelte Kopplung zwischen den Leitungsband-Elektronen und einem äußeren Feld sein kann.

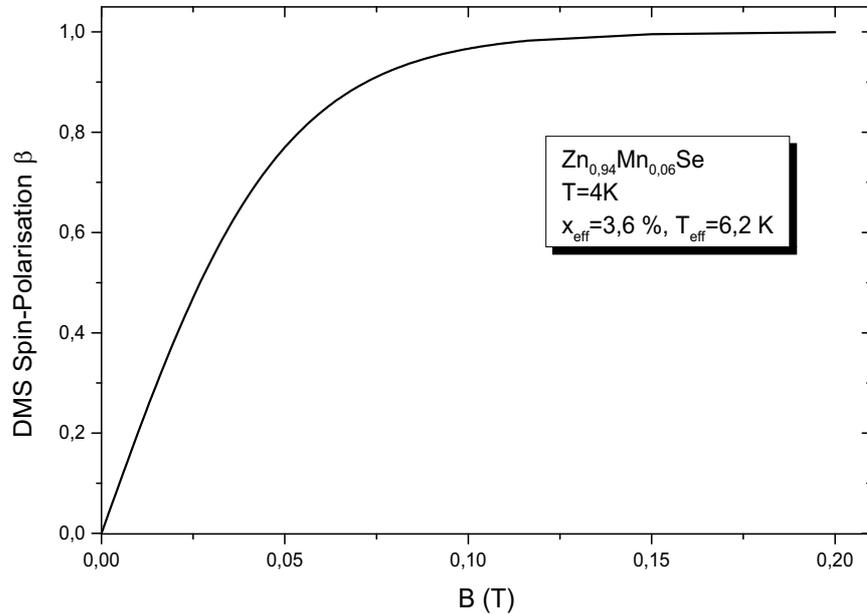


Abbildung 2.4: Abhängigkeit der intrinsischen Polarisation  $\beta$  der Elektronen vom angelegten Magnetfeld  $B$

## 2.3 Folgen der sp-d Austauschwechselwirkung

Die starke sp-d Austauschwechselwirkung ist bei einer Vielzahl von Experimenten zugänglich, wobei die zu vermessenden Halbleiter durch das separate Einstellen von Mangan-Konzentration und Dotierung je nach Bedarf optimiert werden können. Als Beispiele seien hier die Faraday-Rotation [Bar86] und gebundene magnetische Polaronen [Wol88] genannt. Ein magnetisch induzierter Metall-Isolator-Übergang findet bei  $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Se}$  [Sha87] statt.

Die für Spin-Injektions-Experimente wichtigste Konsequenz des giant Zeeman-Splittings ist allerdings die *Spinpolarisation* der Leitungsband-Elektronen. In  $\text{Zn}_{0.95}\text{Mn}_{0.05}\text{Se}$  differieren die Bandkanten für  $\uparrow$ -Spin- und  $\downarrow$ -Spin-Elektronen bei 4 K und 7 Tesla um die Energie  $\Delta E \approx 20$  meV (vgl. Gl. 2.15). Durch Streuprozesse induziert, werden sich im thermischen Gleichgewicht unterschiedliche Besetzungswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Spinorientierungen ausbilden. Ist die mittlere thermische Energie wesentlich kleiner als  $\Delta E$  kann von einer nahezu vollständigen Spinpolarisation der Leitungsbandelektronen ausgegangen werden. Im thermischen Gleichgewicht kann die

intrinsische DMS-Spinpolarisation  $\beta_0$  im Rahmen eines zwei-Levelmodells beschrieben werden. Das Verhältnis der Besetzungswahrscheinlichkeiten für  $\uparrow$ -Spin- und  $\downarrow$ -Spin-Elektronen,  $n_\uparrow$  und  $n_\downarrow$  und den Energien  $E_\uparrow$  und  $E_\downarrow = E_\uparrow + \Delta E$  lässt sich mit der Fermi-Verteilung beschreiben, im folgenden wegen  $\Delta E \gg k_B T$  mit der Boltzmann-Verteilung genähert:

$$\frac{n_\downarrow}{n_\uparrow} = \exp\left(-\frac{E_\downarrow - E_\uparrow}{k_B T}\right) = \exp(-\Delta E(B)/k_B T) \quad (2.18)$$

Für die Spin-Polarisation der Zustandsdichten  $\beta_0$  gilt:

$$\beta_0 = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} = \frac{1 - \exp(-\Delta E(B)/k_B T)}{1 + \exp(-\Delta E(B)/k_B T)} \quad (2.19)$$

Die Spinpolarisation ist, da die Zeeman-Aufspaltung  $\Delta E(B)$  vom externen Magnetfeld abhängig ist, beliebig zwischen 0 (unpolarisiert) und fast 1 (100% polarisiert) einstellbar (s. Abb. 2.4).

Damit sind verdünnte magnetische Halbleiter ein ideales Material zur Spin-Injektion in Halbleiter, weil es im Rahmen des Widerstandsmodells (Kapitel 1) gerade auf die *unterschiedlichen* Polarisationsgrade ankommt



# Kapitel 3

## Elektrische Spin-Injektion in (Zn,Be)Se

### 3.1 Materialwahl

Aus Abb. 2.2 (S. 37) wird deutlich, dass ZnSe fast gitterangepasst zum am weitesten verbreiteten III/V Material GaAs ist. Die geringe Fehlanpassung (0,24 %) lässt sich durch Zugabe von 3 % Beryllium korrigieren.

Der verdünnte magnetische Halbleiter (Zn,Mn)Se hat zwar, abhängig vom Mangan-Gehalt, einen etwas größere Fehlanpassung (vgl. Gl. 2.2), dies lässt sich aber ebenfalls durch Zugabe geringer Mengen Beryllium ausgleichen (Gl. 2.3). Da darüberhinaus innerhalb der Arbeitsgruppe große Erfahrung im Wachstum von (Be,Zn,Mn)Se vorlagen, fiel die Materialwahl auf (Be,Zn)Se als nichtmagnetischen und auf (Be,Zn,Mn)Se als magnetischen Halbleiter.

### 3.2 Materialcharakterisierung

Wie in Abschnitt 1.7.2 ausgeführt, kann über den Magnetowiderstand des Transportmaterials eine Aussage über Existenz und Effizienz einer Spin-Injektion gemacht werden. Dies setzt allerdings voraus, diesen Magnetowiderstand, ausgehend vom experimentell einzig zugänglichen (Magneto-)Widerstand des Gesamtbauteils, bestimmen zu können. Im Folgenden werden daher die elektrischen Eigenschaften der Bauteil-Komponenten analysiert. Wie in Abb. 3.1 dargestellt, sind dies die intrinsischen Widerstände von Injektor, Transportmaterial, Kontaktpads und Bonddrähten, sowie die Grenzflächen zwischen diesen Materialien.

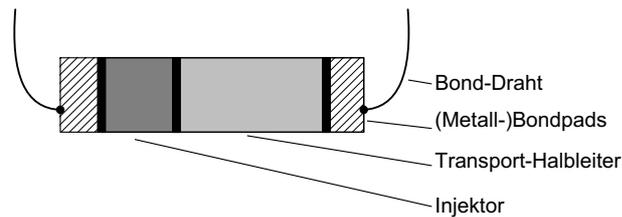


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht über alle im Bauteil vorkommenden intrinsischen und Grenzflächen-Widerstände (schwarz).

### 3.3 Metall-Halbleiter-Kontakt

#### 3.3.1 Metall - n-(Be,Zn,Mn)Se - Kontakt

Die Charakterisierung des Metall-Halbleiter-Kontaktes ist für die spätere Auswertung des Widerstandsverhaltens vom Gesamtbauteil von hoher Relevanz. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Elektronendichten und Fermi-Energien bei Metallen und Halbleitern treten Verbiegungen der Elektronen-Bänder auf. Diese durch Verschiebung von Ladungen erzeugte Bandverbiegung tritt wegen der im Halbleiter viel niedrigeren Elektronendichte fast vollständig in diesem auf. Die Breite dieser Barriere ist daher u. a. von der Dotierung des Halbleiters abhängig ([Sze81]).

Dadurch ausgebildete Schottky-Kontakte können eine gleichrichtende Wirkung haben und den Widerstand des Gesamtbauteils dominieren. Eine durch elektrische Spin-Injektion hervorgerufene Erhöhung des Widerstandes könnte dadurch überdeckt werden. Einen einfachen Zugang zu der Fragestellung der Metall-Halbleiter-Kontakte liefert das *Schottky-Modell* [Hen84] [Sze81]. Im Folgenden wird zuerst das Verhalten des Metall-Kontaktes von purem ZnSe betrachtet, da die Beryllium- und Mangan-Anteile in allen benutzten Bauteilen 6% nicht überschreiten. Ob und welche Abweichungen sich durch die unterschiedliche Stöchiometrie bei den ternären und quaternären Halbleitern ergeben, wird im zweiten Teil dieses Abschnittes untersucht werden.

Ob das Verhalten eines Metall n-ZnSe-Kontaktes im Rahmen des Schottky-Modells unter Vernachlässigung von Grenzflächenzuständen beschrieben werden kann oder nicht, ist in der Literatur umstritten [Swa69, Par99, Blo96]. Statt der Differenz von Metall-Austrittsarbeit und Halbleiter-Elektronenaffinität scheint für die Höhe der ausgebildeten Barriere die Haftung des Metalls auf der Halbleiter-Oberfläche und chemische Reaktionen an der Grenzfläche die dominante Rolle zu spielen [Par99]. Bei „intakten“ ZnSe-Oberflächen scheint darüberhinaus die Metall-Austrittsarbeit einen gewissen Trend der

Barrierenhöhe zu verursachen [Vos89]. Bei geätzten oder *ex-situ* desorbierten Oberflächen scheinen dagegen die Oberflächen-Zustände die Ausbildung der Barrierenhöhe zu bestimmen [Blo96].

Ein Metall, das aufgrund seiner Austrittsarbeit *keine* Barriere mit ZnSe ausbildet, ist nicht bekannt [Mic77]. Im Folgenden geht es daher darum, zum einen durch optimierte Oberflächenbehandlung die Barrierenhöhe zu minimieren und zum zweiten durch hohe Dotierung die Barrierenbreite zu verringern, um Leitung durch Tunneleffekte möglich zu machen.

Aluminium hat zum einen mit die „passendste“ Austrittsarbeit, ( $\phi_{\text{Al}} = 4,2 \text{ eV}$  [Mic77] im Vergleich zur  $\chi_{\text{ZnSe}} = 3,51 \text{ eV}$  [Vos89]), zum anderen zeigt es eine gute Haftung und scheint sogar mit der ZnSe-Oberfläche chemisch zu reagieren [Vos89, Che94], so dass ein inniger Kontakt gewährleistet ist.

Basierend auf dieser Erfahrung wurde an diesem Lehrstuhl im Rahmen von Laser-Entwicklungen eine Metallisierungs-Technologie entwickelt, die auf der *in-situ* Aufbringung von Aluminium auf ZnSe beruht [Sch97]. Das ZnSe wurde zur Unterstützung der Adhäsion während der Metallisierung auf  $150^\circ\text{C}$  erwärmt. Mit dieser Technik hergestellte Kontakte auf hochdotiertem ( $n = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ZnSe wiesen bei linearer I/U Kennlinie spezifische Kontaktwiderstände von bis zu  $6 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$  [Sch97] auf, was in der Größenordnung von Ti/Pt/Au Kontakten ( $3,4 \cdot 10^{-4} \Omega\text{cm}^2$ ) [Miy92], den zur damaligen Zeit niedrigsten Kontaktwiderständen zu n-ZnSe, liegt.

Um diese Werte zu verifizieren und die noch nicht untersuchte Abhängigkeit vom Be- und Mn-Gehalt zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Kontaktwiderstand von Aluminium auf (Be,Zn,Ms)Se in Abhängigkeit der Be- und Mn Konzentration sowie in Abhängigkeit von der Dotierkonzentration untersucht. Zur quantitativen Analyse wurde dabei die TLM-Methode [Ber72] genutzt.

### 3.3.2 Quantitative Bestimmung des Kontaktwiderstandes

Der Kontaktwiderstand einer Grenzfläche ist einer elektrischen Messung direkt nicht zugänglich; analog zu Abb.3.1 wird bei einer Widerstandsmessung eine Reihenschaltung verschiedener Widerstände gemessen. Im Folgenden wird daher die in Abb.3.2 dargestellte Bauteil-Geometrie benutzt. Auf ein semiisolierendes Substrat wird das dünne leitende Halbleiter-Material deponiert. Von den zwei zum Stromtransport zur Verfügung stehenden Dimensionen wird eine mittels Mesa-Ätzung auf einem definierten Wert gehalten, die andere im Rahmen einer Messreihe über den Abstand der zu vermessen-

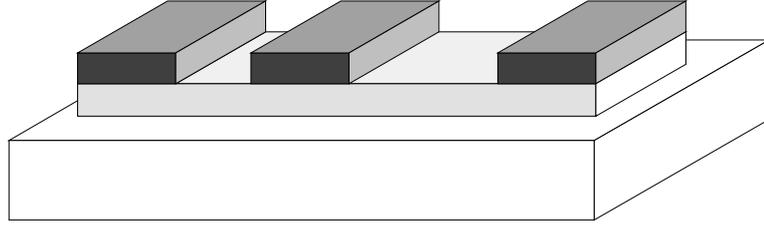


Abbildung 3.2: Bauteil-Geometrie zur quantitativen Ermittlung von Kontaktwiderständen.

den Metallkontakte variiert. Es wird der Gesamtwiderstand jeweils zweier direkt benachbarter Metallpads ermittelt. Aufgrund der beschriebenen Geometrie gilt für den gemessenen Gesamtwiderstand  $R_\Sigma$  unter Vernachlässigung des Widerstandes der Metall-Kontakte selbst und der Zuleitungen:

$$R_\Sigma = 2R_K + R_{HI} = 2R_K + \frac{\rho_{HI}}{b \cdot d} \cdot l \quad (3.1)$$

Dabei ist  $R_K$  der absolute Kontaktwiderstand und  $R_{HI}$  der Widerstand des Halbleiters, der vom Abstand der Metallkontakte  $l$  abhängt. Der Widerstand pro Längeneinheit  $\frac{\rho_{HI}}{b \cdot d}$  ist wegen der Probengeometrie konstant. Man erwartet daher einen linearen Zusammenhang zwischen dem Gesamtwiderstand  $R_\Sigma$  und dem Abstand der Kontakte  $l$ . Bei einem (hypthetisch) verschwindenden Abstand zwischen den Kontakten entspricht der Gesamtwiderstand dem doppelten, absoluten Kontaktwiderstand:

$$R_\Sigma(l = 0) = 2R_K \quad (3.2)$$

Als Qualitätsmaßstab muss allerdings der spezifische Kontaktwiderstand  $\rho_k$  benutzt werden, da dieser, im Gegensatz zum absoluten *unabhängig* von Kontakt-Geometrie und -Abmessung ist. Zur Berechnung des spezifischen Kontaktwiderstand wird in dieser Arbeit die *Transmission Line Measurement (TLM)*-Methode [Ber72] genutzt. In diesem Modell werden auch Ortsabhängigkeiten der Stromdichten durch die Kontaktschicht und daraus folgende Potentialverläufe mit berücksichtigt.

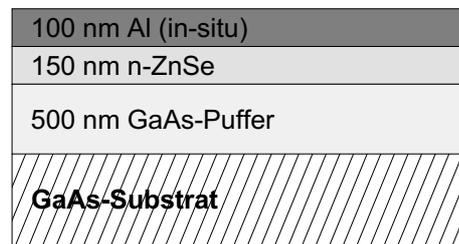


Abbildung 3.3: Die benutzte Schichtstruktur zur Ermittlung der Kontaktwiderstände.

## 3.4 Materialcharakterisierung

### 3.4.1 Herstellung der Proben

#### Schichtstruktur

Die Schichtstrukturen wurden von Peter Grabs in der Multichamber-MBE der Arbeitsgruppe gewachsen. Eine Schichtstruktur ist schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. Auf ein semi-isolierendes GaAs-Substrat wird zur Erzielung eines definierten Wachstumsstarts ein 500 nm dicker GaAs -Puffer gewachsen. Darauf befindet sich eine 150 nm dicke, voll verspannte II/VI-Schicht, in der Abb. 3.3 ZnSe. Diese Schicht ist n-dotiert, die beabsichtigte Konzentration variiert von Probe zu Probe. Messungen haben gezeigt, dass der Kontaktwiderstand an der II/VI- GaAs-Grenzschicht so hoch ist, dass der GaAs-Puffer, obwohl lediglich undotiert, im Vergleich zur dotierten ZnSe-Schicht als isolierend angesehen werden kann. Als Metallisierung wird bei allen Proben *in-situ* eine 100 nm dicke Al-Schicht aufgebracht.

#### Prozessierung

Mit optischer Lithographie, thermischer Aufdampfung und lift-off Technik werden die ca. 1  $\mu\text{m}$  dicken Al-Kontakte aufgebracht. Nach Entfernung des Resists wird ganzflächig nasschemisch mit einer Flußsäure basierten Ätze eine ca. 100 nm dicke Schicht Al entfernt. Die Halbleiteroberfläche wird dadurch überall außer an den vorher definierten Metallpads freigelegt.

Im Anschluss daran wird, wiederum mit optischer Lithographie, eine Mesa definiert und nasschemisch mit einer Kaliumdichromat basierten Ätze das II/VI-Material entsprechend strukturiert.

Nach Einkleben in einen Chipcarrier wird die elektrische Kontaktierung mittels Ultraschallbonden durchgeführt.

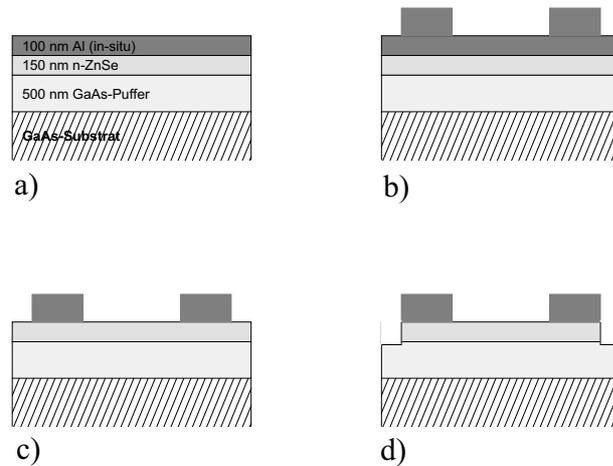


Abbildung 3.4: Die einzelnen Prozessierungsschritte: a) die Schichtstruktur als Ausgangsmaterial, b) Die späteren Metallpads sind mittels optischer Lithographie und lift-off verstärkt worden, c) ganzflächiges Ätzen entfernt die Aluminium Schicht an den übrigen Stellen, d) Mesastrukturierung durch optische Lithographie und daran anschließendes nasschemisches Ätzen

Eine schematische Darstellung der Prozessierungsschritte ist in Abb. 3.4, die einzelnen Ätzrezepte in Tabelle 3.1 zu finden.

### Probengeometrie

Die Geometrie und Abmessungen werden, da optisch lithographisch definiert, durch die optische Maske vorgegeben. Die Metal-Pads sind  $250 \mu\text{m}$  breit und  $200 \mu\text{m}$  lang. Der Abstand zwischen den Pads erhöht sich linear: ( $10 \mu\text{m}$ ,  $20 \mu\text{m}$ ,  $\dots$   $100 \mu\text{m}$ )

### 3.4.2 Ergebnisse

#### Al-ZnSe

Die Widerstände zwischen benachbarten Metallpads wurden in 2-Punkt Technik gemessen. Der Kontakt zwischen hochdotiertem ( $n = 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ZnSe und *in-situ*, ohne Erwärmung der Probe, aufgebracht Aluminium ist omsch. Als Beispiel ist in Abb. 3.5 eine I/U-Kennlinie zwischen zwei  $10 \mu\text{m}$  entfernten Kontaktpads bei einer Temperatur von 4 K dargestellt. Durch Vermessen aller benachbarten Kontaktpaare lässt sich die Abhängigkeit des Gesamt Widerstandes  $R_{\Sigma}$  vom Abstand  $l$  zwischen den Pads ermitteln.

Ätzanleitungen		
Material	Ätze	Ätzraten
Al	<ul style="list-style-type: none"> <li>• HF (50%) 1 ml</li> <li>• DI-Wasser 200 ml</li> </ul> (frisch angesetzt) selektiv zu II/VI-Hl.	50 nm/min
II/VI-Hl.	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Kaliumdichromat (<math>\text{Cr}_2\text{K}_2\text{O}_7</math>) 30 g</li> <li>• Schwefelsäure (96%) 300 ml</li> <li>• DI-Wasser 600 ml</li> </ul> (frisch angesetzt) selektiv zu Al, III/V-Hl.	200 nm/min
II/VI- und III/V-Hl.	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Brom 1 ml</li> <li>• Ethylen-Glykol 200 ml</li> </ul> (frisch angesetzt) selektiv zu Al	1-2 $\mu\text{m}/\text{min}$ (II/VI) 0,5-1 $\mu\text{m}/\text{min}$ (III/V)

Tabelle 3.1: Die benutzten Ätzrezepte zur Strukturierung von TLM- und Spin-Injektionsproben.

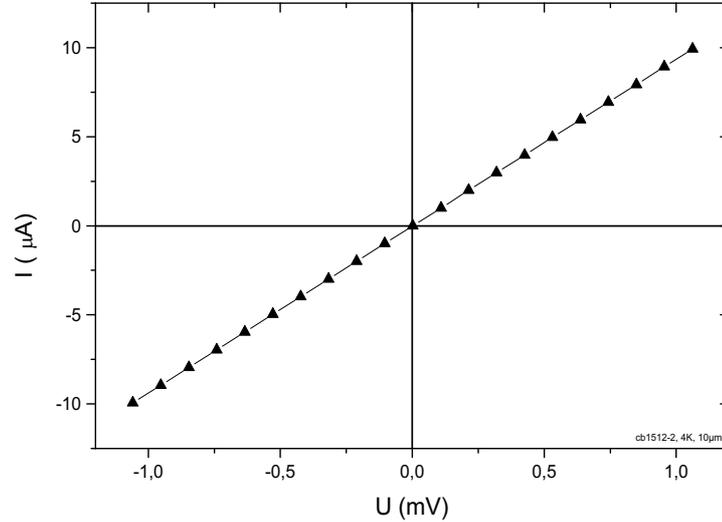


Abbildung 3.5: Omsche Kennlinie zweier *in-situ* Al-Kontakte auf hochdotiertem ZnSe, Abstand zwischen den Kontakten  $10 \mu\text{m}$ ,  $T=4\text{K}$ .

Eine Interpolation zu verschwindenden Kontaktabständen liefert unter den in Abschnitt 3.3.2 gemachten Annahmen den doppelten absoluten Kontaktwiderstand  $R_k$ . In Abb. 3.6 ist diese Abhängigkeit für die oben vorgestellte Probe dargestellt.

Eine Auswertung von  $R_\Sigma(0) = 88,5 \Omega$  und  $dR/dx = 1,86 \Omega/\mu\text{m}$  liefert bei  $T=4 \text{ K}$  gemäß dem TLM-Modell [Ber72] einen spezifischen Kontaktwiderstand von

$$\varrho_k = 2,64 \cdot 10^{-3} \Omega \text{ cm}^2 \quad (3.3)$$

bei extrem inhomogener Stromverteilung über den Kontakt. Dies ist lediglich doppelt so hoch wie die mit zusätzlichem Heizen erzielten Werte [Sch97]. Die Temperaturabhängigkeit des spezifischen Kontaktwiderstands ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Im folgenden wird, startend von dieser Ausgangsposition, der Einfluss verschiedener Parameter auf die Kontaktqualität untersucht.

### Dotierung

Auf eine etwas niedriger dotierte ZnSe Probe ( $n \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) wurden analog zur ersten *in-situ* Al-Kontakte aufgebracht. Die Kennlinien waren

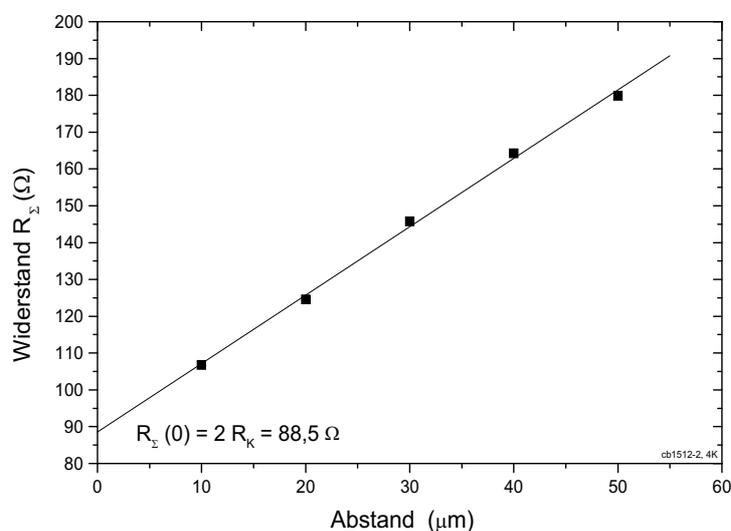


Abbildung 3.6: Der Gesamtwiderstand  $R_{\Sigma}$  zwischen jeweils zwei benachbarten Metall-Pads in Abhängigkeit vom Abstand  $l$  zwischen diesen. Eine lineare Abhängigkeit ist zu erkennen. Interpolation zu verschwindenden Abständen ( $l = 0$ ) liefert den doppelten absoluten Kontaktwiderstand  $R_K$ ,  $T=4$  K.

zwar omsch, der spezifische Kontaktwiderstand lag allerdings bei Raumtemperatur mit  $\rho_k = 9 \cdot 10^{-2} \Omega\text{cm}^2$  fast drei Größenordnungen über dem der höherdotierten Probe (vgl. Abb. 3.7).

### ***ex-situ* Kontakte**

Bei einem Teil der anfangs vorgestellten hochdotierten Schichtstruktur ( $n \approx 1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ) wurde die *in-situ* aufgebraute Al-Schicht ganzflächig mit HF entfernt und nach optischer Lithographie *ex-situ* Al-Kontakte aufgebracht. Trotz linearer Kennlinien bei den einzelnen Messungen war nur noch eine schwach lineare Abhängigkeit des Gesamtwiderstandes vom Abstand zu erkennen, die Streuung der Kontaktqualitäten entsprechend groß. Eine Abschätzung liefert einen um den Faktor 5-10 höheren spezifischen Kontaktwiderstand als bei den anfangs vorgestellten *in-situ* Kontakten.

### **Titan**

Auf eine hochdotierte ZnSe-Schicht wurde statt Aluminium Titan *in-situ* aufgebracht. Die Kennlinien dieser Kontakte waren stark asymmetrisch, eine quantitative Auswertung daher obsolet.

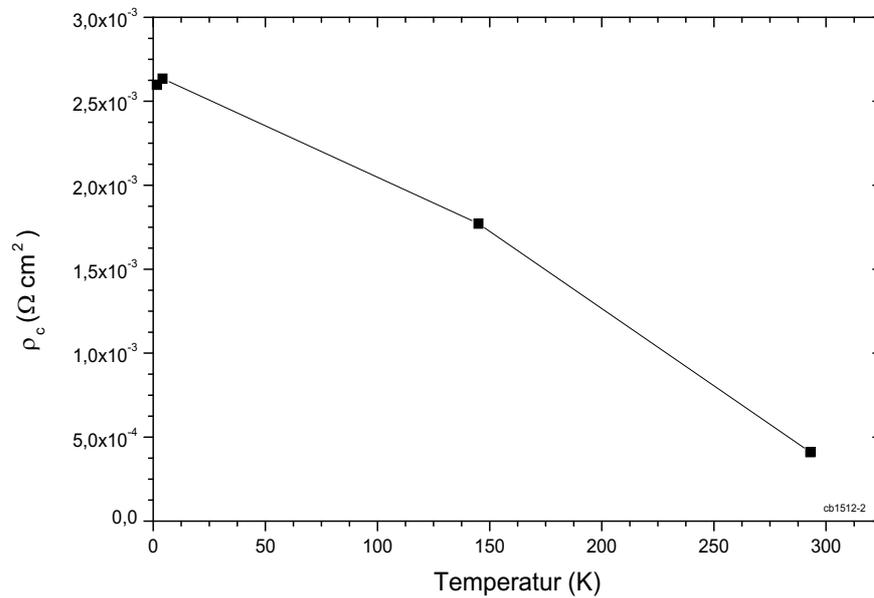


Abbildung 3.7: Der spezifische Kontaktwiderstand  $\rho_c$  als Funktion der Temperatur. Das Al wurde *in-situ* auf das hochdotierte ( $n \approx 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) ZnSe aufgebracht. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer lediglich maßvollen Verringerung des Kontaktwiderstandes.

### (Zn,Mn)Se

Auf eine (Zn,Mn)Se-Schicht mit *nominell* hoher Dotierung ( $n \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) wurde *in-situ* Aluminium aufgebracht. Die erhaltenen Kontakte zeigen ein nicht reproduzierbares, oft unlineares Verhalten. Ob die Ursachen dafür in einer tatsächlich niedrigeren Kontaktqualität zu finden sind, oder lediglich in einer geringeren Dotierkonzentration, wurde nicht weiter untersucht.

### 3.4.3 Resumé

Ausgehend von diesen Ergebnissen wurden im folgenden sämtliche Proben kontaktiert, indem auf das fragile Halbleiter-Material eine 10 nm dicke hochdotierte ZnSe-Schicht gewachsen wird, die *in-situ* mit Aluminium kontaktiert wird.

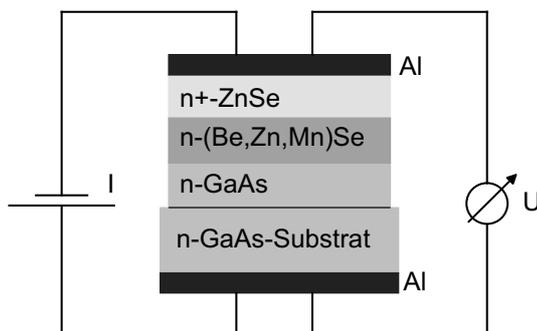


Abbildung 3.8: Naheliegendste, weil dem 1D-Modell am ehesten entsprechende Bauteil- und Messgeometrie. Verworfen.

## 3.5 Probenaufbau und Herstellung

### 3.5.1 Probengeometrie

Wie schon in Abschnitt 3.4.1 erwähnt, sind die elektrischen Eigenschaften der Grenzschicht zwischen II/VI- und III/V-Halbleitern komplex [Spa96]. Für Testmessungen wurde das II/VI-Material auf leitenden III/V-Puffer und -Substrat aufgewachsen (vgl. Abb. 3.3). Messungen mit Stromfluss senkrecht zur Schichtstruktur ergaben für die II/VI - III/V-Grenzschicht nichtlineare Kennlinien mit Widerständen, die für das gesamte Bauteil dominierend waren. Die, ausgehend vom Modell des isolierten DMS-NMS-Interface, naheliegendste Bauteilgeometrie, wie schematisch in Abb. 3.8 dargestellt, musste daher für dieses Materialsystem verworfen werden. Im folgenden wird daher die schon in Abschnitt 3.2 vorgestellte TLM-Struktur verwendet. Die „Kontakte“ bestehen im Gegensatz zu früher nicht mehr nur aus Metall, sondern sie beinhalten neben der elektrischen Kontaktierung auch den als Spin-Aligner wirkenden DMS. Die Geometrie ist in Abb. 3.9.a dargestellt. Die Schichten Al und  $n^+$ -ZnSe führen, wie in Abschnitt 3.4.2 erläutert, zu geringen Kontaktwiderständen mit linearer I/U-Kennlinie. Während der Diffusion durch den DMS werden die Elektronen-Spins polarisiert und danach in das NMS injiziert. An einer zweiten Trilayer-Struktur treten die Elektronen aus dem NMS aus. Der nichtmagnetische Halbleiter wird also über zwei Trilayer-Pads kontaktiert. Eine naheliegende Geometrie mit lediglich einem DMS-Kontakt und einer direkten Kontaktierung des NMS (Abb. 3.9.b), bedarf einer *ex-situ* Kontaktierung und schied daher aufgrund der in Abschnitt 3.4.2 erwähnten geringen Reproduzierbarkeit der elektrischen Kontakteigenschaften aus.

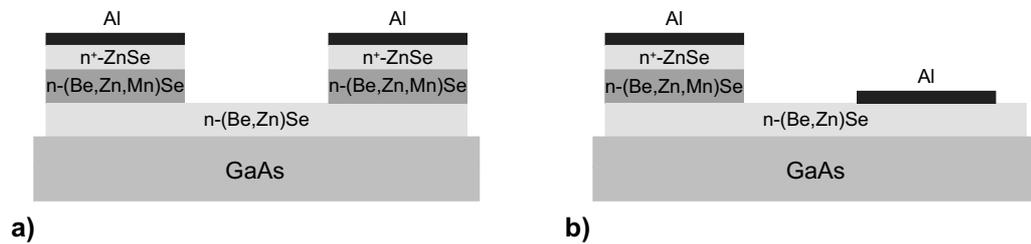


Abbildung 3.9: a) Modifizierte TLM-Geometrie zur elektrischen Spin-Injektion, die Option b) mit nur einem DMS Kontakt wurde wegen der dadurch notwendigen ex-situ Kontaktierung des NMS verworfen.

### 3.5.2 Schicht-Struktur

#### Strukturelle Unterschiede

Die Gitterkonstanten von ZnSe und  $\text{Zn}_{0,94}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$  unterscheiden sich um 0,24 % bzw. 0,5 % von der von GaAs ( $a = 5,653 \text{ \AA}$ ). Die Gesamtdicke der II/VI-Schichten ist größer als die maximal erreichbare Dicke für voll gespannte Schichten (für pures ZnSe auf GaAs:  $\approx 180 \text{ nm}$ ). Das II/VI-Material wurde daher durch Zugabe von Beryllium an die Gitterkonstante des Substrates angepasst.

#### Leitungsband-Offset

Aufgrund der verschiedenen Be- und Mn-Konzentrationen tritt an der Grenzfläche von (Be,Zn,Mn)Se-(Be,Zn)Se ein Leitungsband-Offset auf. Gemäß den Gl. 2.4 (S. 38) unterscheiden sich die Bandlücken lediglich um 60 meV. Da das Anion bei beiden Verbindungen identisch ist, äußert sich der Offset zum überwiegenden Teil ( $\approx 70 \%$ ) im Leitungsband [Koe02]. Der resultierende Leitungsband-Offset von  $\approx 40 \text{ meV}$  hat aufgrund der hohen Dotierkonzentrationen keine messbaren Auswirkungen auf die Transporteigenschaften.

Im Folgenden wird die in Abb. 3.10 dargestellte Schichtstruktur benutzt.

### 3.5.3 Prozessierung

Mit optischer Lithographie, thermischer Aufdampfung und lift-off-Technik werden auf die 100 nm dicke *in-situ* Al-Schicht die ca. 1  $\mu\text{m}$  dicken Al-Kontakte aufgebracht. Nach Entfernung des Resists, wird ganzflächig naschemisch mit einer Flusssäure basierten Ätze eine ca. 100 nm dicke Schicht

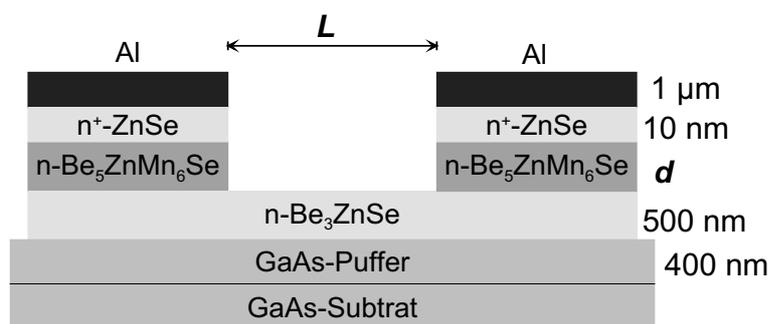


Abbildung 3.10: Benutzte Schichtstruktur und -Geometrie zur elektrischen Spin-Injektion.

Al entfernt. Die Halbleiteroberfläche wird dadurch überall außer an den vorher definierten Metallpads freigelegt. Die Metallpads werden nun als Maske zum Ätzen des darunter liegenden DMS genutzt. Da bei der genutzten Kaliumdichromat basierten Ätze keine Materialelektivität zwischen

$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$  und  $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$  vorliegt, wird der Ätzprozess über die Zeit kontrolliert und die erzielten Ätztiefen mit einem Alpha-Step überprüft.

Im Anschluss daran wird, wiederum mit optischer Lithographie, eine Mesa definiert und nasschemisch mit der Br-Ethylen-Glykol-Ätze das II/VI-Material und die oberen Schichten des III/V-Material entsprechend strukturiert. Details zu den Ätzrezepten sind in Tabelle 3.1 (S. 55) zu finden. Die elektrische Kontaktierung wird auch hier wieder mittels Ultraschallbonden realisiert.

## 3.6 Messungen

### 3.6.1 Kryotechnik

Die Messungen vom Magnetowiderstand und ein Großteil der I/U-Kennlinien wurde in einem  $\text{He}_4$ -Badkryostaten durchgeführt. Getrennt von dem die supraleitenden Magnet-Spulen kühlenden Hauptbad, kann der Probenraum mit flüssigem He (l-He) gefüllt werden, so dass Temperaturen von 4,2 K (bei Normaldruck) bis zu 1,5 K (reduzierter He-Partialdruck durch Pumpen) erzeugt werden können. Da der Probenraum thermisch nur schwach an das Hauptbad gekoppelt ist, können auch Messungen bei höheren Temperaturen durchgeführt werden, wenn kein l-He eingefüllt wird.

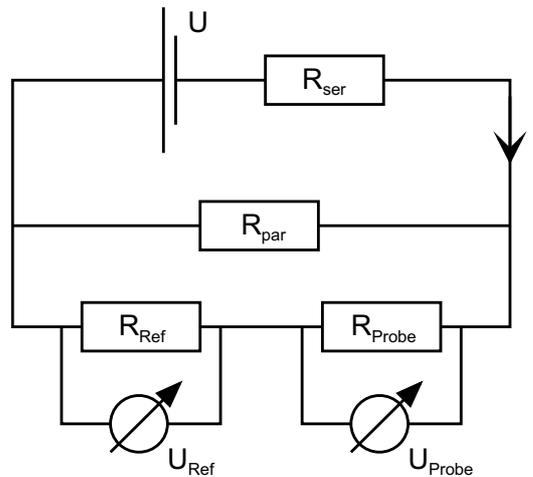


Abbildung 3.11: Benutzter Stromkreis zur Vermessung der Proben.

### 3.6.2 Elektrische Messtechnik

Der in dieser Arbeit benutzte Messaufbau ist schematisch in Abb. 3.11 dargestellt. Als Ersatz für eine qualitativ hochwertige Konstantspannungsquelle für kleine Spannungen ( $\mu\text{V}$  -  $\text{mV}$ ) wird eine Spannungsquelle, kombiniert mit einem Spannungsteiler, genutzt. Der Spannungsteiler besteht aus dem großen Serienwiderstand  $R_{ser}$  und dem kleinen Widerstand  $R_{par}$ . Parallel zu letzterem werden die Probe und ein Referenzwiderstand ( $R_{Ref}$ ) in Serie geschaltet. Die Spannungsabfälle an der Probe ( $U_{Probe}$ ) und am Referenz-Widerstand ( $U_{Ref}$ ) werden gemessen. Mit Kenntnis der genauen Größe von  $R_{Ref}$  lässt sich aus  $U_{Ref}$  die Größe des Stromes durch die Probe bestimmen. Zur Minimierung etwaiger Messfehler wurden stets Referenzwiderstände genutzt, die in der Größenordnung des Probenwiderstandes lagen ( $R_{Ref} \approx R_{Probe}$ ).

Sowohl die Aufnahme von  $I/U$ -Kennlinien als auch die Messung des Magnetowiderstandes wurde mit Hilfe eines Computerprogramms automatisiert durchgeführt. Die einzelnen Messverfahren sind im folgenden für beide Messungen angeführt.

#### I/U-Kennlinien

Am Anfang eines jeden Messschrittes wird durch Anlegen einer geeigneten Spannung der gewünschte Strom durch die Probe getrieben. Danach werden die abfallenden Spannungen an Probe und Referenz-Widerstand gemessen. Mit dem Anlegen eines neuen Spannungswertes an der Spannungsquelle beginnt der folgende Messschritt.

## Magnetowiderstand

Zur Messung des Magnetowiderstandes wird während des Abfahrens des Magnetfeldes eine vom Betrag her näherungsweise konstante Spannung an die Probe angelegt. Das Magnetfeld wird mit konstanter, vor der Messung festgelegter Geschwindigkeit durch den gewünschten Bereich gefahren. Neben den Messungen der abfallenden Spannung an Probe ( $U_{Probe}$ ) und Referenz-Widerstand ( $U_{Ref}$ ) wird mit einer dritten Spannungsmessung  $U_B$  an einem Analog-Ausgang des Magnet-Netzteils die aktuelle Höhe des Magnetfeldes ermittelt.

Um den im Widerstandsmodell gemachten Annahmen gerecht zu werden wurden die Magnetowiderstandsmessungen im *linear response* durchgeführt. Als -strenge- Faustformel wurde dabei gefordert, dass der Spannungsabfall über die gesamte Probe kleiner als die thermische Energie  $k_B T$  (1,6 K:  $140 \mu\text{eV}$ , 4,2 K:  $365 \mu\text{eV}$ ) ist. Damit wurde sichergestellt, dass die das Bauteil durchquerenden Elektronen an keiner Grenzschicht eine  $k_B T$  überschreitende kinetische Energie erlangen können.

Die Spannungsmessungen werden sowohl zur Ermittlung der I/U-Kennlinien als auch des Magnetowiderstandes mit Hilfe eines programmierbaren Umschalters und eines einzelnen Voltmeters durchgeführt. Bei I/U-Kennlinien ist der zeitliche Versatz der Messung von  $U_{Probe}$  und  $U_{Ref}$  aufgrund der streng sequentiellen Messstruktur irrelevant. Bei der Ermittlung des Magnetowiderstandes ergeben sich systematische Messfehler, weil das herrschende Magnetfeld zu allen drei Messzeitpunkten unterschiedlich ist. Die im Rahmen dieser Arbeit genutzten Feldänderungen (0,1...0,5 T/min) führen allerdings in Verbindung mit den Messgeschwindigkeiten zu vernachlässigbaren Versätzen. Bei regelmäßig durchgeführten Testmessungen konnte kein Unterschied der R(B)-Daten in Abhängigkeit von der Sweep-Richtung festgestellt werden.

## 3.7 Ergebnisse

### 3.7.1 Positiver Magnetowiderstand der Heterostruktur

An der in Abb. 3.10 vorgestellten  $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$  -  $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$  -Struktur wurden Magnetowiderstands-Messungen durchgeführt. Die Dicke  $d$  der DMS-Schicht betrug 100 nm, die der NMS-Schicht 500 nm (vgl. Abb. 3.10). Die Kontaktpads waren  $10 \mu\text{m}$  voneinander entfernt, das Magnetfeld senkrecht zur Schichtstruktur orientiert. Mit Kalibrierungseichungen an Proben, die unter gleichen Wachstumsbedingungen gewachsen wurden, wurden die

Ladungsträgerkonzentrationen und Leitfähigkeiten bestimmt:

$$\begin{aligned} n_{\text{DMS}} &\approx 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, & \sigma_{\text{DMS}} &\approx 1,5 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \\ n_{\text{NMS}} &\approx 9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}, & \sigma_{\text{NMS}} &\approx 3 \cdot 10^2 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Der gemessene Magnetowiderstand, korrigiert um bekannte Serienwiderstände wie Bonddrähte und Zuleitungen, ist in Abb. 3.12 dargestellt. Es ist ein Anwachsen des Probenwiderstandes bei steigendem Magnetfeld zu erkennen (*Large Magnetoresistance Effect (LMR)*). Der Zuwachs zwischen 0 T und 7 T beträgt absolut  $\approx 0,48 \Omega$ , ca. 3,16 %.

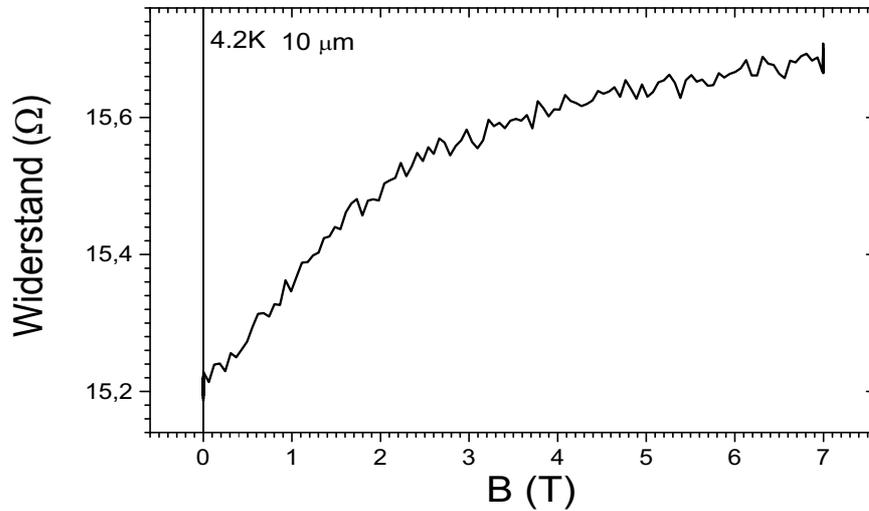


Abbildung 3.12: Magnetowiderstand von einer  $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$  -  $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$  Struktur. Der Abstand zwischen den Pads beträgt  $10 \mu\text{m}$ . Die Messung wurde bei 4,2 K aufgenommen. Der positive Magnetowiderstand beträgt  $\approx 0,48 \Omega$ , ca. 3,16%.

### 3.7.2 Charakterisierung der Einzelschichten

Um diesen positiven Magnetowiderstand gegenüber anderen Effekten abgrenzen zu können, wurden mehrere Kontrollmessungen durchgeführt. Basierend auf den dazugehörigen Eich- und Kalibrierschichten zur Ermittlung der Dotierung von DMS und NMS wurden Magnetowiderstandsmessungen in verschiedenen Geometrien durchgeführt.

Die Ergebnisse sind in den Abb. 3.13 (für  $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$ ) und Abb. 3.14 (für  $\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$ ) dargestellt.

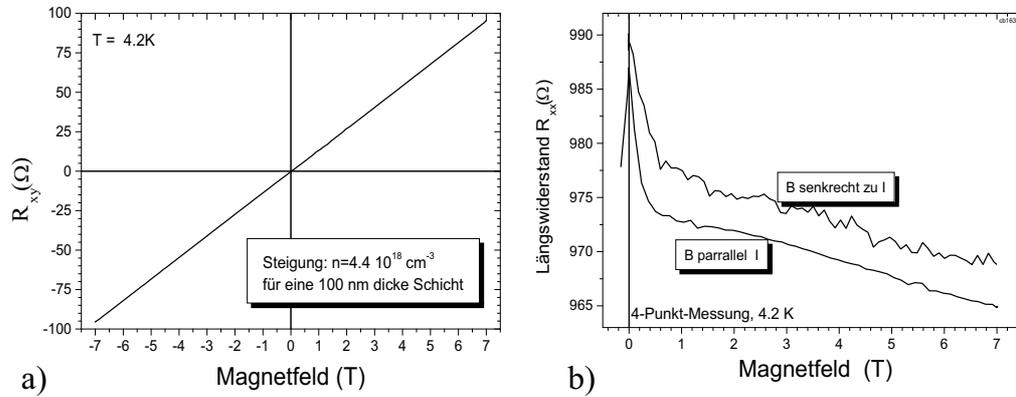


Abbildung 3.13: Charakterisierung der DMS Schicht: Messungen des Hall-Widerstandes  $R_{xy}$  (a) und des longitudinalen Widerstandes  $R_{xx}$  (b) bei 4,2K. Die Hall-Messung liefert eine Ladungsträgerdichte von  $n \approx 4,4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Der longitudinale Magnetowiderstand  $R_{xx}$  ist negativ in beiden betrachteten Geometrien ( $I \parallel B$  und  $I \perp B$ ).

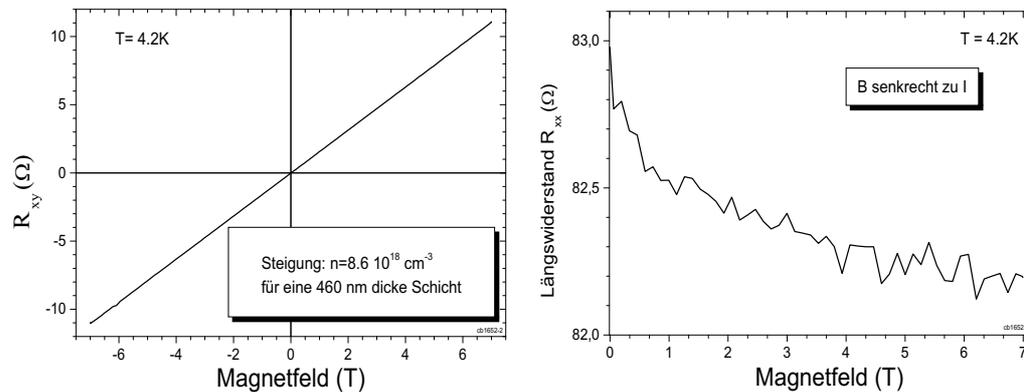


Abbildung 3.14: Elektrische Charakterisierung der 460 nm dicken NMS-Schicht: Hall  $R_{xy}$  (links) und longitudinaler Widerstand  $R_{xx}$  rechts. Die Ladungsträgerkonzentration beträgt  $n \approx 8,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Auch hier ist der longitudinale Magnetowiderstand negativ.

Neben den bereits genannten Werten für die Dotierkonzentrationen, ist in den Abb. 3.13.b und 3.14.b zu erkennen, dass keine der beiden betrachteten Schichten einen Magnetowiderstand zeigt, der das Verhalten des Spininjektionsbauteils erklären könnte, im Gegenteil, beide Magnetowiderstände sind über einen weiten Feldbereich *negativ*. Dies ist in Übereinstimmung mit anderen Arbeiten, nach denen ein negativer Magnetowiderstand ab Dotierkonzentrationen von  $10^{17}\text{cm}^{-3}$  auftritt [Kas91]. Dies gilt auch, wie z. B. in Abb. 3.13.b ersichtlich, für andere Orientierungen vom Magnetfeld relativ zur Stromrichtung.

### 3.7.3 Einfluss der Injektor-Dicke

Bisher wurde vereinfachend davon ausgegangen, dass die hohe Spinpolarisation der Leitungsband-Elektronen im DMS eine intrinsische Eigenschaft des Materials ist, unabhängig von dessen Geometrie. Um diese Annahme zu überprüfen, wurde der Magnetowiderstand der Spininjektionsbauteile in Abhängigkeit von der Injektor-Dicke  $d$  (vgl. Abb. 3.10, S. 61) ermittelt.

Die im Folgenden vorgestellte Probe cb1654 besitzt eine mit 200 nm doppelt so dicke  $\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$  - Schicht als cb1653, ist ansonsten (Schichtdicken, Dotierung, Prozessierung) mit dieser identisch (vgl. Tab. 3.2). In Abb. 3.15 sind die relativen Widerstandsänderungen, bezogen auf den Widerstand *ohne* äußeres Magnetfeld, für beide Proben dargestellt. Daneben ist als weiterer Test für die Spin-Injektion die relative Widerstandsänderung für eine Schicht identischer Geometrie aber mit NMS-Injektor dargestellt.

Während bei der Probe cb1654 eine deutlich höhere relative Widerstandsänderung als bei cb1653 auftritt, ist im Fall des NMS-Injektors nur ein Magnetowiderstand von unter 0,1 % zu erkennen. Ohne die durch die DMS-Schicht hervorgerufene elektrische Spin-Injektion tritt der Effekt also nicht auf.

Um die Abhängigkeit des Effektes von der DMS-Dicke zu erklären, ist eine genauere Analyse der Daten vonnöten.

### 3.7.4 Modellierung

Bei dem Versuch, den Magnetowiderstand dieses Bauteils mit dem in Kapitel 1 vorgestellten Modell zu erklären, treten, begründet durch die Bauteil-Geometrie, Probleme auf. Das vorgestellte Modell zum Magnetowiderstand durch elektrische Spin-Injektion behandelt den *eindimensionalen* Fall. Jeder Punkt (definiert durch die Position  $x$ ) hat ein (unter Berücksichtigung der Spin-Aufspaltung: zwei) elektrochemische Potentiale, die sich aus den

Die benutzten Schichtstrukturen						
Probe	Injektor / Detektor			Transport-Material		
Nr.	Material	d	n	Material	d	n
		(nm)	$\text{cm}^{-3}$		(nm)	$\text{cm}^{-3}$
cb1652	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,95}\text{Se}$	100	$4 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$9 \cdot 10^{18}$
cb1653	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$4 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$9 \cdot 10^{18}$
cb1654	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	200	$4 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$9 \cdot 10^{18}$
cb1671	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$7 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$3,6 \cdot 10^{18}$
cb1883	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$6 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$5,9 \cdot 10^{18}$
cb1884	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	200	$6 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$5,9 \cdot 10^{18}$
cb1885	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	50	$6 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$5,9 \cdot 10^{18}$
cb1886	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$6 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$1,7 \cdot 10^{18}$
cb1887	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$1 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$5,9 \cdot 10^{18}$
cb1888	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$1 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$1,7 \cdot 10^{18}$
cb1889	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$6 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$7 \cdot 10^{17}$
cb1890	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	$1 \cdot 10^{18}$	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$7 \cdot 10^{17}$
cb1891	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	isol.	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$5,9 \cdot 10^{18}$
cb1892	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	isol.	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$1,7 \cdot 10^{18}$
cb1893	$\text{Be}_{0,05}\text{Zn}_{0,89}\text{Mn}_{0,06}\text{Se}$	100	isol.	$\text{Be}_{0,03}\text{Zn}_{0,97}\text{Se}$	500	$7 \cdot 10^{17}$

Tabelle 3.2: Übersicht über die benutzten Schichtstrukturen im Materialsystem (Be,Zn,Mn)Se - (Be,Zn)Se.

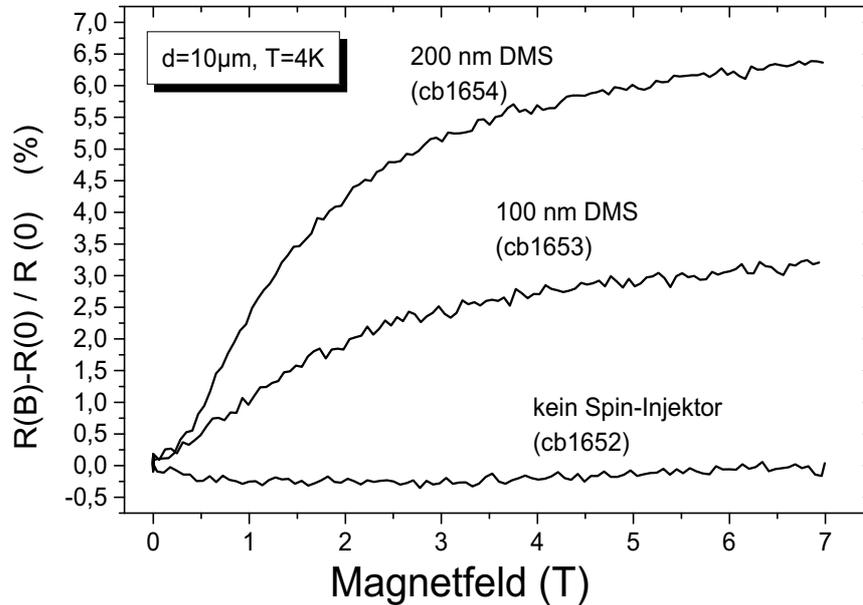


Abbildung 3.15: Relative Widerstandsänderungen von zwei Spin-Injektionsproben (cb1653, cb1654) und einer Testprobe mit gleicher Geometrie, bei der die DMS-Schicht durch eine nichtmagnetische ausgetauscht wurde (cb1652). Während bei den beiden DMS-Proben ein deutlicher Magnetowiderstand zu erkennen ist, der zudem von der Dicke des Injektor-Materials abhängt, ist kein solcher Effekt im Rahmen der Messgenauigkeit bei der Kontroll-Probe zu erkennen. Der Abstand zwischen den Pads beträgt bei allen Proben  $10 \mu\text{m}$ , die Temperatur  $4,2 \text{ K}$ .

Leitfähigkeiten und Spin-Stromdichten ergeben. Der Grad der Spinpolarisation an einer bestimmten Position ist die Folge aus den (jeweils *genau*) zwei ankommenden und abgehenden Stromdichten sowie evtl. auftretenden Spin-Relaxationseffekten.

Im Falle der in dieser Arbeit verwendeten Geometrie ist die Annahme eines eindimensionalen Transportes nicht mehr gerechtfertigt. Im TLM-Modell, das die Verteilung von Stromdichten und elektrischen Potentialen ohne Berücksichtigung des Spins beschreibt [Ber72], wird bereits deutlich, dass

- die Annahme einer homogenen Stromverteilung über die Grenzfläche (der für die Spin-Injektion wichtigsten Region), sowohl vom Betrag als auch bezüglich der Richtung im allgemeinen nicht mehr gültig ist,

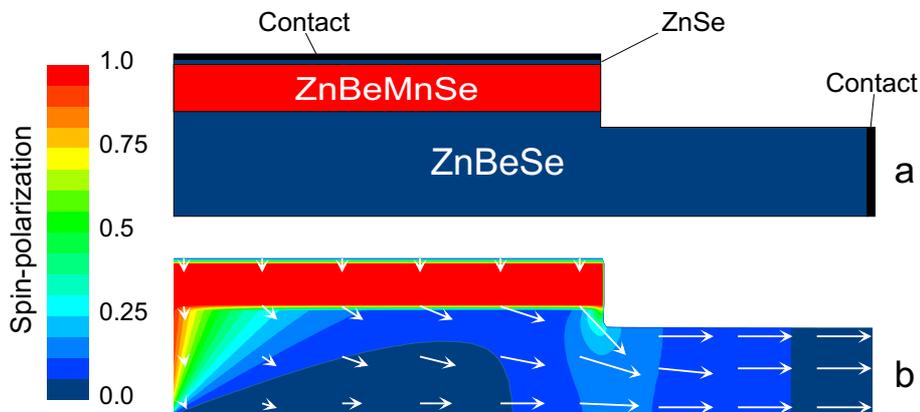


Abbildung 3.16: Beispiel einer Simulation einer zweidimensionalen DMS-NMS-Struktur. Die Geometrie der Struktur ist oben, der Grad der injizierten Spin-Polarisation unten dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Hauptteil der Effekte *unter* dem DMS-Kontakt stattfindet. Die Struktur ist  $3,6 \mu\text{m}$  lang und  $0,6 \mu\text{m}$  hoch. Neben den gemessenen Leitfähigkeiten wurden folgende Werte angenommen:  $\lambda_{\text{DMS}} = 40 \text{ nm}$ ,  $\lambda_{\text{NMS}} = 400 \text{ nm}$ , Spin-Polarisation im DMS:  $\beta = 99,99\%$  [Sch02b].

- die ausgebildeten Strom- und Spannungsverteilungen eine Konsequenz des Zusammenspiels der Leitfähigkeiten der beteiligten Materialien sind.

Unter Berücksichtigung des Spins wird dieses Modell komplexer. Insbesondere die Tatsache, dass (Spin-)Stromdichten aus allen Raumrichtungen zur Ermittlung der Spin-Polarisation an einem bestimmten Punkt berücksichtigt werden müssen, macht eine genäherte aber nichtsdestotrotz analytische Lösung, vergleichbar zum TLM Modell, sehr aufwendig.

Daher wurde von G. Schmidt ein numerisches Simulationsverfahren entwickelt, das im wesentlichen auf einer lokalen Lösung von (spinunabhängiger) Poissongleichung und (spinabhängigen) Diffusionsgleichungen beruht. Es lassen sich somit ortsabhängige (Spin-)Stromdichten, Äquipotentialflächen und Verläufe von Spin-Polarisationen darstellen.

### Simulationsergebnisse

In Abb. 3.16 ist exemplarisch eine Simulation eines zweidimensionalen DMS-NMS-Kontaktes dargestellt. Hier wurde angenommen, dass die Stromdichte an der Metall-ZnSe-Grenzfläche homogen über die Fläche ist. Im oberen Teil der Abb. 3.16 ist die Schichtstruktur abgebildet, im unteren die lokale Verteilung der Spin-Polarisation. Helle Flächen bedeuten niedrige, dunkle Flächen

eine hohe Spin-Polarisation. Man erkennt, dass im wesentlichen lediglich *unter* der Kontaktfläche eine nennenswerte Spin-Polarisation im NMS auftritt. Der Bereich, in dem aufgrund der Spin-Polarisation der Widerstand erhöht wird, liegt daher unter den Kontaktpads und nicht zwischen ihnen. Daher ist auch kein Unterschied der absoluten Widerstandszunahme bei verschiedenen großen Abständen zwischen den Kontaktpads zu erwarten, und auch nicht gefunden worden (vgl. Abb. 3.17).

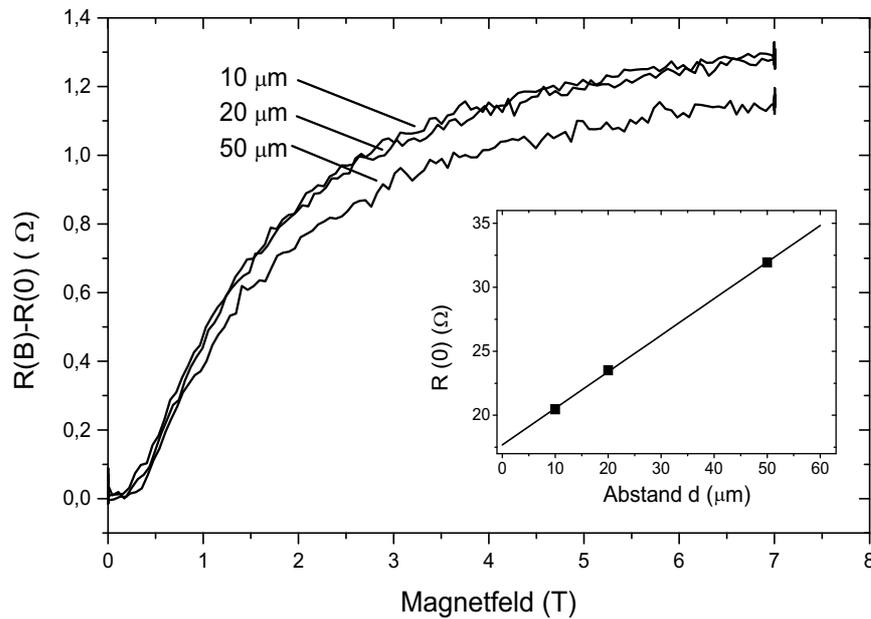


Abbildung 3.17: Absolute Widerstandsänderung bei verschiedenen Abständen  $d$  zwischen den DMS-Pads.  $R(B) - R(0)$  ist im wesentlichen *unabhängig* vom Abstand. Areale mit nennenswerter Spin-Polarisation im nichtmagnetischen Material befinden sich aufgrund der großen Ausdehnung unter den Pads.

### 3.7.5 Abhängigkeit von DMS Dicke

Beim isolierten Interface hängt im quantitativen Modell der zusätzliche Spannungsabfall am Interface quadratisch von der bulk Spin-Polarisation  $\beta$  des Injektors ab (Gl. 1.48). In der hier betrachteten Geometrie treten unpolarisierte Elektronen vom Al über das ZnSe in den DMS ein und werden dort, durch Spin-Streuung polarisiert. Analog zur Spin-Relaxation lässt sich diese Spin-

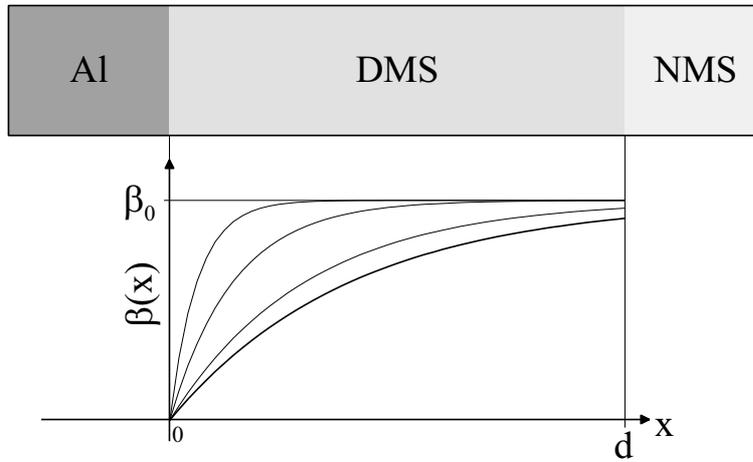


Abbildung 3.18: Modell zur Abhängigkeit der Spininjektion von der Dicke des DMS: Bei  $x = 0$  treten unpolarisierte Elektronen vom Metall (Al) in den DMS ein. Darin werden, sie auf der Längenskala der Spin-Relaxationslänge („Polarisationslänge“) polarisiert. Der für die Spin-Injektion in einen nicht-magnetischen Halbleiter maßgebliche Polarisationsgrad  $\beta(d)$ , hängt von der Sättigungspolarisierung  $\beta_0 = \beta(\infty)(B)$  und dem Verhältnis  $d/\lambda_{\text{DMS}}(B)$  ab. Im Bild ist zur Klarheit nur ein Wert für  $\beta_0$  verwendet worden.

*Polarisierung* in einer Dimension über eine Exponentialfunktion beschreiben.

$$\beta(B, x) = \beta_0(B) \left( 1 - \exp \left[ -\frac{x}{\lambda_{\text{DMS}}(B)} \right] \right) \quad (3.5)$$

Die für die Betrachtung des Magnetowiderstands relevante Spin-Polarisation  $\beta(d)$  hängt somit neben dem herrschenden Magnetfeld  $B$  von der Dicke  $d$  des durchquerten DMS-Material ab. Es ist zu erwarten, dass die Spinrelaxationslängen in einem DMS sehr klein sind, unter anderem wegen der hohen Anzahl magnetischer Störstellen. Die Spinpolarisation sowohl der 100 nm dicken DMS-Schicht (cb1653) als auch der 200 nm dicken Schicht (cb1654) werden daher beide nahe an 1 sein. Da die Größe des Magnetowiderstandseffekt aber *stark* von der angebotenen Spin-Polarisation abhängt (vgl. Abb. 1.13, S. 27), wird eine auch nur wenig größere Spin-Polarisation  $\beta(200 \text{ nm})$  einen größeren Effekt verursachen, als  $\beta(100 \text{ nm})$  (s. Abb. 3.18).

### 3.7.6 Abhängigkeit von Temperatur

In einer zweiten Messreihe wurden Proben ebenfalls mit der in Abb. 3.10 (S. 61) dargestellten Struktur hergestellt. Die Dotierungen betragen in die-

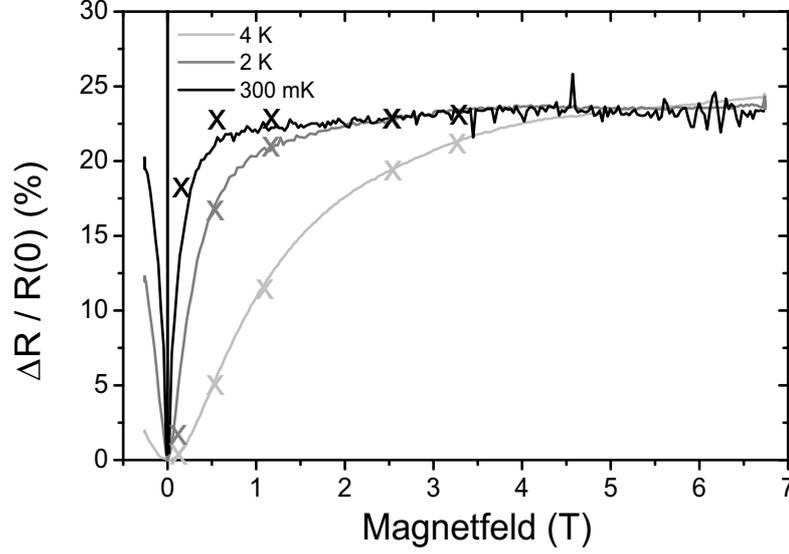


Abbildung 3.19: Modell zur Abhängigkeit der Spin-Injektion von der Temperatur: Gemessener Verlauf des Magnetowiderstandes (Linien) und die Ergebnisse der Rechnungen (Kreuze) für 0,3 K, 1,6 K und 4,2 K.

sem Fall  $n_{\text{DMS}} \approx 7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  und  $n_{\text{NMS}} \approx 3,6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Auch bei diesen Dotierkonzentrationen konnte bei Messungen an den Einzelschichten kein positiver Magnetowiderstand detektiert werden. In Abb. 3.19 ist der relative Magnetowiderstand in Abhängigkeit des angelegten Feldes bei verschiedenen Temperaturen dargestellt. Der Sättigungswert ist bei allen drei Temperaturen etwa gleich ( $\approx 25\%$ ), allerdings ist der Anstieg bei kleinen Feldern viel schärfer bei niedrigen Temperaturen als bei 4,2 K. Qualitativ lässt sich dieses Verhalten erklären, wenn man die Temperaturabhängigkeit der Spin-Polarisation  $\beta$  berücksichtigt (vgl. Gl. 2.19):

$$\beta = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{1 - \exp(-\Delta E(B)/k_B T)}{1 + \exp(-\Delta E(B)/k_B T)} \quad (3.6)$$

Nimmt man vereinfachend an, dass

- die Spin-Relaxationslänge  $\lambda_{\text{DMS}}$  *unabhängig* von Magnetfeld und Temperatur ist (also Nichtbeachtung von Gl. 3.5) und
- die Zeeman-Aufspaltung  $\Delta E(B)$  lediglich vom Feld und nicht von der Temperatur abhängig ist,

	Dotierung ( cm <sup>-3</sup> )		
	„niedrig“	„mittel“	„hoch“
(Be,Zn,Mn)Se	isoliert	$1 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{18}$
(Be,Zn)Se	$7 \cdot 10^{17}$	$1,7 \cdot 10^{18}$	$5,9 \cdot 10^{18}$

Tabelle 3.3: Die Ladungsträgerkonzentrationen der verschiedenen dotierten DMS- und NMS-Schichten bei 4,2 K, ermittelt durch Hall-Messungen.

kann die Abhängigkeit des LMR von der Temperatur nachvollzogen werden. Die Geometrie- und Materialparameter wurden durch Fitten der 4,2 K-Kurve gewonnen, die Simulationsergebnisse für 1,6 K und 0,3 K wurden durch Veränderung der Temperatur in Gl. 3.6 erzielt. Die Ergebnisse der Rechnungen sind als Kreuze in Abb. 3.19 dargestellt.

### 3.7.7 Abhängigkeit von Dotierung

Vergleicht man die relativen Magnetowiderstände bei 4,2 K in den Abb. 3.12 und Abb. 3.19, fällt auf, dass die Größenordnungen verschieden sind. Der Magnetowiderstand beträgt bei der Probe cb1653 lediglich 3%, während er bei cb1671 fast 25% beträgt. Einer der Hauptunterschiede ist die Dotierung. Es stellt sich daher Frage, inwieweit die Dotierkonzentrationen von DMS und NMS die Größe des Magnetowiderstandes beeinflussen. Zu dieser Fragestellung wurde ein Reihe von neun Spin-Injektionsproben gewachsen und prozessiert, die bei sonst gleicher Geometrie drei verschiedene Dotierkonzentrationen für den DMS bzw. NMS aufwiesen. Mittels zusätzlich gewachsener Kontrollproben wurden die elektrischen Eigenschaften der Einzelschichten vermessen. Eine Übersicht dieser Eigenschaften ist in Tab. 3.3 gegeben. Die Abhängigkeit der ermittelten Magnetowiderstände von den Dotierkonzentrationen ist komplex. Wie in den Abb. 3.23, 3.24 und 3.25 zu erkennen ist, treten teilweise auch negative Magnetowiderstände auf. Zu bemerken ist, dass die Proben mit einer mittleren DMS-Dotierung die im Vergleich höchsten positiven Magnetowiderstände aufweisen. Im folgenden werden einzelne Aspekte dieser Abhängigkeiten diskutiert.

#### Abhängigkeit von der NMS-Dotierung

Je größer die Spin-Relaxationslänge im NMS ist, desto höher ist der zu erwartende LMR Effekt. Da eine geringe Dotierung u. U. zu größeren Spinrelaxationsraten führen kann [Kik98], könnte eine kleinere Ladungsträgerkonzentration im NMS zu einem höheren LMR Effekt führen. Diese Verhalten lässt sich

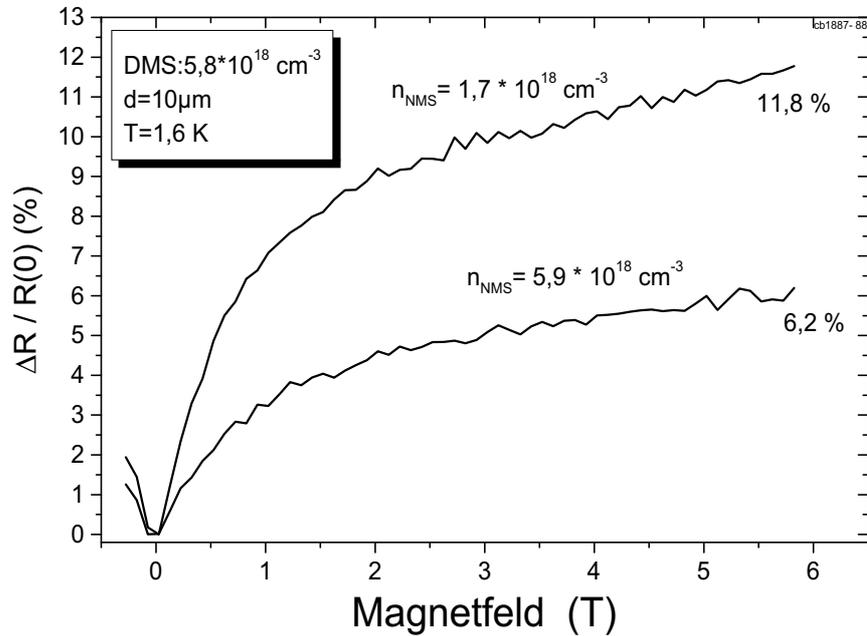


Abbildung 3.20: Abhängigkeit des Magnetowiderstandes von der Dotierung des nicht magnetischen Halbleiters  $n_{\text{NMS}}$ . Eine geringere Ladungsträgerkonzentration führt zu einem größeren Effekt, evtl. da die Spinrelaxationslänge  $\lambda_{\text{NMS}}$  und damit der Bereich erhöhten Widerstandes größer ist.

beispielsweise am Vergleich der beiden Proben cb1887 und cb1888 erkennen (s. Abb. 3.20). Beide unterscheiden sich lediglich in der Dotierkonzentration des NMS.

### Abhängigkeit der DMS-Dotierung

Bisher wurde (z. B. Abschnitt 2.3, S. 46) ohne weitere Erläuterung davon ausgegangen, dass die Spin-Polarisation von verdünnten magnetischen Halbleitern mit einem zwei-Niveau System beschrieben werden kann. Diese Annahme soll in diesem Abschnitt in einem größeren Kontext erläutert werden. Wie bereits im Abschnitt 2.2.1 aufgezeigt, bilden die bei niedrigen Dotierkonzentrationen lokalisierten Donatorzustände oberhalb der Mott-Konzentration  $n_M$  ein (Verunreinigungs-)Band (UB) von delokalisierten Elektronenzuständen. Bei niedrigen Temperaturen liegt die Fermi-Energie im UB. Dieses Band ist energetisch vom Leitungsband (LB) getrennt, solange die Dotierkonzentration nicht eine zweite kritische Konzentration  $n_{LB} \approx 5n_M$  [Ale68] über-

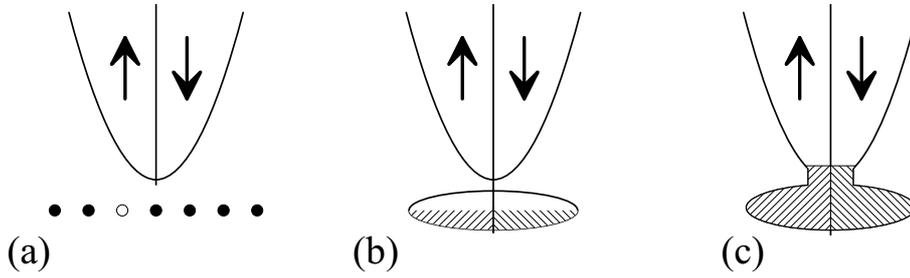


Abbildung 3.21: Bandverläufe für die verschiedenen Dotierregime, ohne Zeeman-Auspaltung: a)  $n < n_M$ , die Donatorzustände sind, da weit voneinander entfernt, lokalisiert. Bei tiefen Temperaturen findet lediglich „hopping conduction“ statt. Dieses Regime wird in der Arbeit nicht betrachtet. b)  $n_M < n < n_{LB}$ , die Donator-Zustände bilden ein, in erster Näherung halb gefülltes, Verunreinigungsband (UB), das energetisch vom Leitungsband (LB) getrennt ist. Der Schwerpunkt des UB kann als die Bindungsenergie der Donatoren angenommen werden. Die energetische Breite wächst mit der Dotierkonzentration. Die Fermi-Energie liegt innerhalb des UB. c)  $n_{LB} < n$ , die Breite des UB hat soweit zugenommen, dass UB und LB zu einer komplexen Bandstruktur verschmolzen sind. Die Fermi-Energie liegt in diesem Band.

schreiten. Ab dieser Konzentration ist die energetische Breite des UB so weit gestiegen, dass LB und UB eine gemeinsame Bandstruktur bilden, die Fermi-Energie im Leitungsband liegt. Die Bandstruktur für alle drei Fälle ist schematisch in Abb. 3.21 dargestellt.

Zum Erhalt einer Spin-Polarisation von fast 1 ist es nötig, dass das Verunreinigungsband energetisch vom LB getrennt ist.

Im Falle eines energetisch vom LB getrennten UB tritt bei einer Zeeman-Aufspaltung eine Umverteilung der Elektronen *innerhalb* des UB auf, mit dem Ergebnis, dass sich das (dann leere) Minoritätsband als ganzes oberhalb von  $E_F$  befindet. Das Majoritätsband, weiter gefüllt als ohne Zeeman-Aufspaltung, ist aber wegen verschiedener Kompensationseffekte nicht komplett gefüllt, so dass es zum Stromtransport beitragen kann (s. Abb. 3.22.a).

Nähert man diese beiden, um  $E_Z$  verschobenen, spinabhängigen UB als  $\delta$ -Funktionen an, erhält man das schon früher benutzte zwei-Niveau System (s. Abb. 3.22.b):

$$\beta_{0,\text{DMS},n < n_{LB}} = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{1 - \exp(-\Delta E(B)/k_B T)}{1 + \exp(-\Delta E(B)/k_B T)} \quad (3.7)$$

Überschreitet die Dotierkonzentration die zweite kritische Dichte ( $n > n_{LB}$ ),

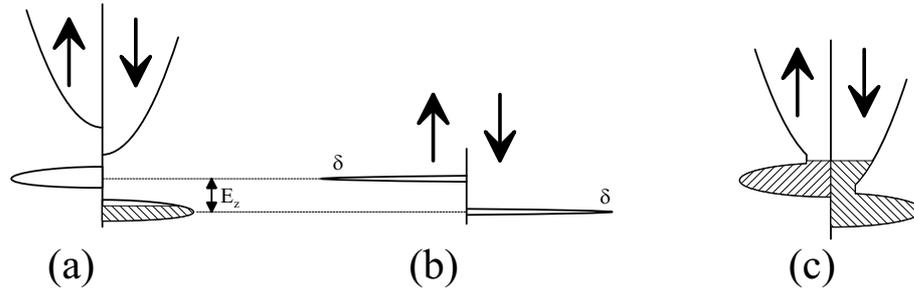


Abbildung 3.22: Modell zur intrinsischen Spin-Polarisation im DMS bei verschiedenen Dotierkonzentrationen. Ist das Verunreinigungsband (UB) ausgebildet, aber energetisch vom LB getrennt, tritt aufgrund der Zeeman-Aufspaltung  $E_Z$  eine Elektronen-Umverteilung *innerhalb* des UB auf (a). Das Minoritäts-Niveau ist bei  $E_Z \gg k_B T$  im wesentlichen unbesetzt. Beide UBs lassen sich mit zwei  $\delta$ -Funktionen annähern und als zwei Level-System beschreiben (b). Sind UB und LB energetisch nicht mehr energetisch getrennt, findet die Elektronenumverteilung innerhalb der gesamten Bandstruktur statt. Das Minoritätsband wird weiterhin bevölkert sein. Die Spin-Polarisation wird in diesem Fall durch die spinabhängigen Zustandsdichten an der Fermi-Kante definiert.

findet die Elektronen-Umverteilung innerhalb der gesamten Bandstruktur statt. Da die energetische Breite der Hybride größer ist als  $E_Z$ , ist der Minoritätskanal nach der Umverteilung weiterhin besetzt (s. Abb. 3.22.c). Die erhaltene Spin-Polarisation basiert in diesem Fall auf den spinabhängigen Zustandsdichten an der Fermi-Kante, also unter der Annahme spinunabhängiger Beweglichkeiten ( $\mu_\uparrow = \mu_\downarrow$ ):

$$\beta_{DMS, n > n_{LB}} = \frac{D^\uparrow(E_F) - D^\downarrow(E_F)}{D^\uparrow(E_F) + D^\downarrow(E_F)} \quad (3.8)$$

Unter Annahme üblicher Bandstrukturen ist die damit erreichbare Spin-Polarisation geringer als im mitteldotierten Fall. Daher sind bei hohen Dotierkonzentrationen im DMS aufgrund dieser Betrachtung ein niedrigerer LMR-Effekt zu erwarten.

### 3.7.8 Andere Effekte

Die oben angeführten Konsequenzen ergeben sich aus einer isolierten Betrachtung der verschiedenen Dotierkonzentrationen. Betrachtet man dagegen die Änderung der Ladungsträger nicht nur bei der Änderung von  $\lambda_{NMS}$  und  $\beta$ , ergeben sich folgende weitere Einflüsse auf die Höhe des LMR:

- Eine Änderung nur einer der beiden Dotierkonzentrationen verändert in der Regel das für die Spin-Injektionseffizienz wichtige Verhältnis der Leitfähigkeiten beider Materialien:  $\sigma_{DMS}/\sigma_{NMS}$ .
- Bei zu geringen oder zu hohen Ladungsträgerkonzentrationen kann sich ein intrinsischer negativer Magnetowiderstand ausbilden. Dieser kann, im Gegensatz zum durch Spin-Injektion verursachten positiven, abhängig vom Abstand zwischen den beiden DMS-Pads sein.
- Die Änderung der Fermi-Energie in einem oder beiden Materialien kann Einfluss auf die Ausbildung der Bandverläufe an der DMS-NMS Grenzfläche und damit auf die elektrischen Eigenschaften haben, insbesondere, wenn, wie in diesem Bauteil, Geometrie-Effekte eine Rolle spielen.

### 3.7.9 Geplante Messungen

Gerade der letztgenannte Punkt, Geometrie-Effekte, erschwert aufgrund des hohen Simulationsaufwandes eine systematische Untersuchung der Dotierabhängigkeit. Wünschenswert und bereits in Vorbereitung sind daher Spin-Injektionsmessungen an nanostrukturierten Bauteilen. Bei diesen sind die Lateralabmessungen der stromführenden Schichten in der gleichen Größenordnung wie deren Dicke. Die zu erwartenden Widerstände dieser Schichten sind auch bei einem Stromtransport senkrecht zur Wachstumsrichtung so hoch, dass sie mit dem bisherigen Messaufbau detektierbar sind. Messergebnisse dieser Proben können somit mit dem analytisch behandelbaren eindimensionalen Modell beschrieben werden.

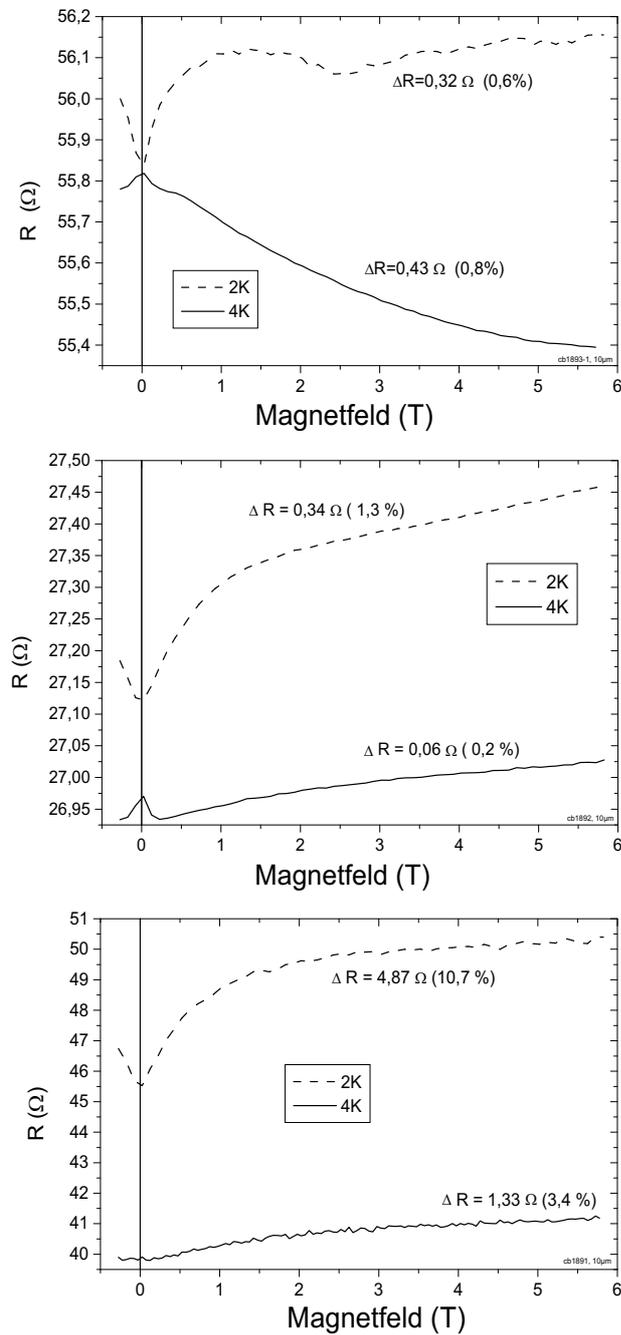


Abbildung 3.23: LMR-Effekt bei 2 K und 4 K. Der DMS ist bei allen drei Proben niedrigdotiert (zur Def. siehe Tab. 3.3). Der NMS ist hoch- (oben), mittel- (mitte) und niedrigdotiert (unten).

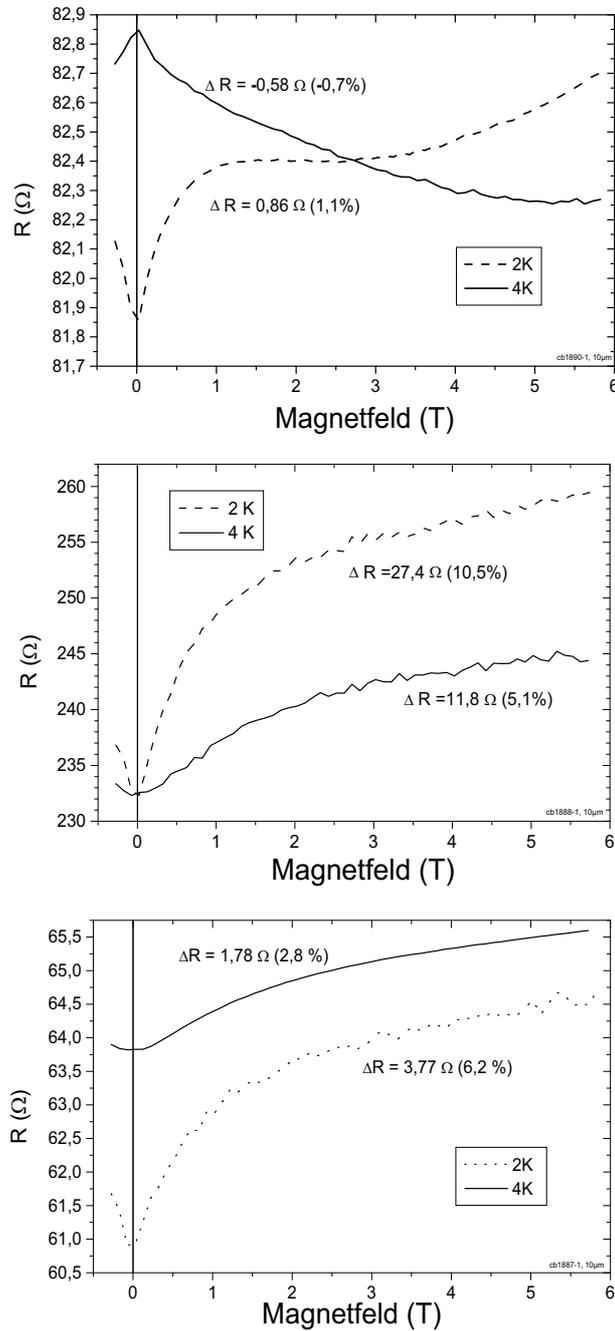


Abbildung 3.24: LMR-Effekt bei 2 K und 4 K. Der DMS ist bei allen drei Proben mitteldotiert (zur Def. siehe Tab. 3.3). Der NMS ist hoch- (oben), mittel- (mitte) und niedrigdotiert (unten).

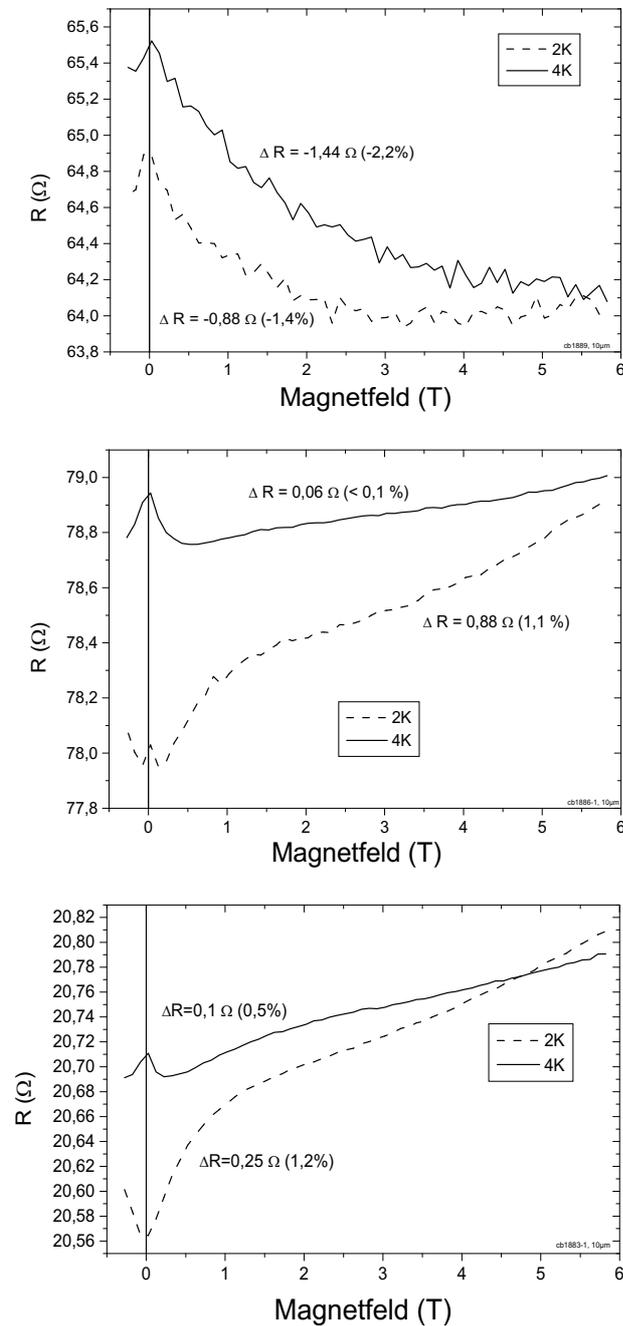


Abbildung 3.25: LMR-Effekt bei 2 K und 4 K. Der DMS ist bei allen drei Proben hochdotiert (zur Def. siehe Tab. 3.3). Der NMS ist hoch- (oben), mittel- (mitte) und niedrigdotiert (unten).

# Kapitel 4

## Kontrolle von nasschemischem Ätzen mittels Elektronenstrahl-Lithographie

Im Rahmen von Spin-Injektionsexperimenten am Material-System (Al,Ga)Sb-InAs wurde unter anderem das Ziel verfolgt, schmale Mesas herzustellen, um dem in Abschnitt 1.5.4 (S. 16) erwünschten eindimensionalen Transport möglichst nahe zu kommen. Im Rahmen des solche Anforderungen erfüllenden Standardverfahrens, der *Elektronenstrahl-Lithographie* (*electron beam lithography* - EBL) mit anschließendem nasschemischen Ätzen stellte sich allerdings heraus, dass ein bisher nicht bekanntes Wechselspiel zwischen der Elektronenstrahlbelichtung und dem nachfolgenden Ätzen zu beobachten war.

Ziel dieses Kapitels ist es, nach einer kurzen Beschreibung der Standard-Prozessierung, die hier benutzten Spezifikationen für EBL und die angewandten Ätzverfahren zu erläutern und schließlich die neue Interaktion zwischen EBL und Ätzen zu analysieren.

### 4.1 Materialsystem

InAs ist ein Halbleiter mit geringer Bandlücke ( $E_G = 0,354$  eV), kleiner Elektronenmasse ( $m_e^* = 0,023 m_0$ ) und hoher -Beweglichkeit (bis zu  $\mu_e = 33.000$  cm<sup>2</sup>/Vs) [Lan82]. Da aufgrund der Bandstruktur die Fermi-Energie an der Oberfläche auch bei nominell undotiertem Material im Leitungsband liegt [Tsu70, Ols96], soll es prinzipiell leicht ohmsche Kontakte mit Metallkontakten bilden. InAs hat als narrow-gap-Halbleiter eine starke Spin-Bahn-Kopplung. Zusammen mit der leichten Kontaktierbarkeit und der hohen mittleren freien Weglänge schien es daher ursprünglich als ein geeig-

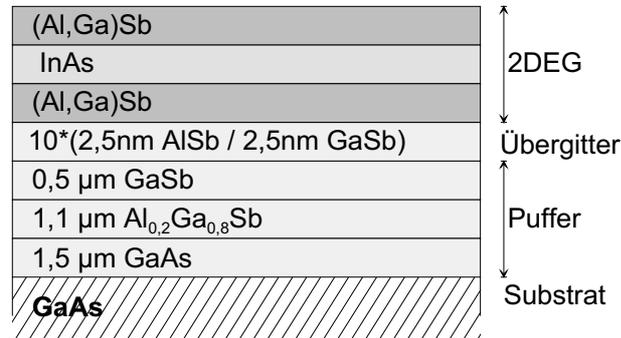


Abbildung 4.1: Die benutzte (Al,Ga)Sb-InAs Quantentrog Struktur.

netes Material zur Realisierung des Datta-Transistor. Beweglichkeiten bzw. mittlere freie Weglängen können noch erhöht werden, wenn das InAs als Kanal in einer Quantentrog Struktur genutzt wird. Im folgenden wird daher das Materialsystem (Al,Ga)Sb-InAs genutzt. Aufgrund der großen Banddiskontinuitäten an der (Al,Ga)Sb-InAs-Grenzfläche ist das zweidimensionale Elektronengas begrenzende Potential stark ausgeprägt.

Die benutzte Halbleiterstruktur wurde von M. Behet, IMEC (Leuven) gewachsen. Sie ist in Abb. 4.1 dargestellt. Die aktive Zone besteht aus einer 15 nm dicken InAs-Schicht, die nach oben und unten von (Al,Ga)Sb begrenzt ist. Für den Übergang von der GaAs-Substrat-Gitterkonstante auf die der Heterostruktur wurde eine Pufferschicht als Wachstums-Start und ein AlSb/GaSb-Übergitter zum Einfangen der entstehenden Versetzungen gewachsen.

Bandlücke und Gitterkonstante von  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$  sind vom Al-Gehalt  $x$  abhängig [Lan82]:

$$\begin{aligned} E_G(x) &= 0,73 \text{ eV} + 1,1x \text{ eV} + 0,47x^2 \text{ eV} \\ a(x) &= 6,0951 \text{ \AA} + 0,0399x \text{ \AA} \end{aligned} \quad (4.1)$$

Bei InAs betragen die Werte  $E_G = 0,354 \text{ eV}$  und  $a = 6,0583 \text{ \AA}$  [Lan82]. Für eine klare Ausbildung des Potentialtopfes wurde bei (Al,Ga)Sb ein Aluminium-Gehalt von 20% bzw. 30% gewählt. Aufgrund der geringen Dicke sind alle Schichten trotz der Unterschiede in den Gitterparametern voll verspannt. Die Schichtdicken in den benutzten Heterostrukturen sind in Tabelle 4.1 angeführt. Neben unterschiedlichem Al-Gehalt ist bei der Probe „G2165“ die untere (Al,Ga)Sb-Schicht dünner. Da lediglich die obere (Al,Ga)Sb-Schicht und der InAs-Kanal geätzt wurden, ist diese Dickenvariation für die folgenden Ausführungen irrelevant.

Schichtdicke und Aluminiumanteil				
	G2156		G2175, G2205	
Schicht	Dicke (nm)	Al-Anteil	Dicke (nm)	Al-Anteil
(Al,Ga)Sb	20	0,2	20	0,3
InAs	15	-	15	-
(Al,Ga)Sb	5	0,2	50	0,3
...				

Tabelle 4.1: Schichtdicken der benutzten (Al,Ga)Sb-InAs-Heterostrukturen.

## 4.2 Ätztechnologie

### 4.2.1 Motivation

Zur Strukturierung von Halbleitern existieren diverse unterschiedliche Technologien. Eine häufige Kategorisierung ist die der Abtragetechnik. Hier reicht das Spektrum von rein physikalischen Prozessen, wie Sputtern, über mechanisch-chemisch kombinierte Technologien, wie Reaktive Ion Etching (RIE), Chemically Assisted Ion Beam Etching (CAIBE), bis hin zur rein chemischen Verfahren wie nasschemischem Ätzen [Koe98]. Ein Vorteil der mechanisch-orientierten Verfahren ist ein stark anisotropes Ätzverhalten, das durch die Geometrie des Prozesses, im Wesentlichen durch die Richtung des Partikel-Strahls, kontrolliert werden kann. Ein Nachteil besteht neben der geringen Materialelektivität darin, dass durch das Bombardement auch nicht geätztes Halbleitermaterial in Mitleidenschaft gezogen wird [Mur96]. Die Dicke der geschädigten *Oberflächen*-Schicht bleibt nach einer gewissen Ätzzeit konstant, da neben der fortschreitenden Zerstörung tiefer gelegener Schichten, auch die Oberfläche abgetragen wird. Die nicht direkt beschossenen *Seiten* der Halbleiterstruktur tragen dagegen dosisabhängige Schäden davon, da die Seitenflächen von abgelenkten Ionen getroffen werden, ohne dass nominell ein nennenswerter Materialabtrag erfolgt. Die Schädigung kann sich u. a. im Auftreten von nichtstrahlenden Rekombinationen [Mai88] oder Verarmungszonen [Mur96] äußern.

Im Gegensatz dazu ist nasschemisches Ätzen ein rein chemischer Prozess.

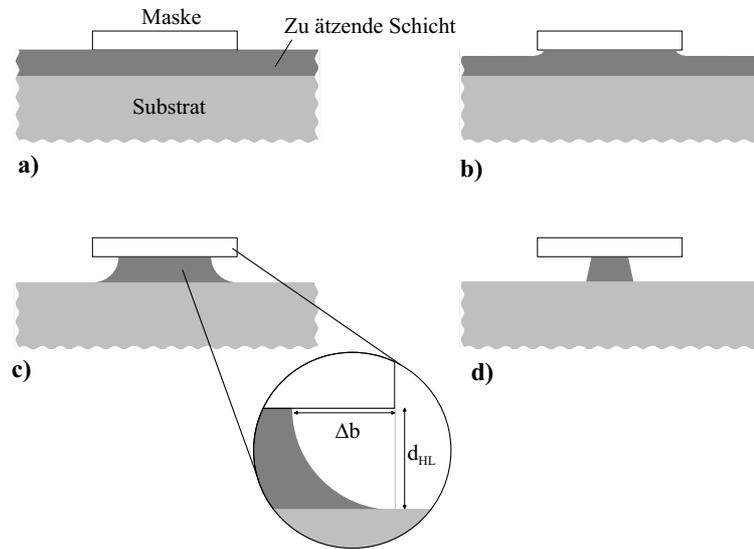


Abbildung 4.2: Schematischer Verlauf einer nasschemischen Ätze mit isotropen Ätzraten. (a) Vor dem Ätzen, (b) Ätzstart, (c) Unterätzung in Lateralrichtung  $\Delta b$  liegt in der Größenordnung der Ätztiefe  $d_{HL}$ , (d) Ist die Ätzrate gering, können durch sorgfältige Wahl der Ätzzeit Mesas mit Höhen - Breiten Verhältnissen  $> 1$  hergestellt werden. Die Ätzzeit ist dabei der *einzig*e Kontrollparameter [Koe01].

Durch passende Wahl der Ätze lassen sich hohe Materialelektivitäten erreichen. Etwaige Veränderungen des Halbleiters sind nur für die Oberflächen zu erwarten. Der Preis für diese schonende Behandlung ist ein meist isotropes Ätzverhalten, da häufig die Reaktionsgeschwindigkeit vom Diffusionstransport der Reaktionsedukte und -produkte limitiert wird [Koe01].

### 4.2.2 Isotropes Ätzen

Bei isotropem Ätzen ist der Materialabtrag lateral genauso groß wie in die Tiefe. Mesas müssen daher lithographisch so definiert werden, dass die Breite mindestens doppelt so groß ist wie die zu ätzende Tiefe (s. Abb. 4.2.a-c). Isotropes nasschemisches Ätzen eignet sich daher besonders für dünne Heterostrukturen, bei denen unter Umständen eine hohe Materialelektivität gefordert ist, die Unterätzungen infolge der geringen Ätztiefe dagegen vernachlässigbar sind.

Ein Methode, trotz isotroper Ätzcharakteristik Mesas mit einem Aspektverhältnis (Höhe/Breite)  $> 1$  herzustellen, besteht in gezieltem Unterätzen

(s. Abb. 4.2.d). Da in Ermangelung von Ätzstops in Lateralrichtung die *Ätzzeit* der einzige Kontrollparameter dieser Technik ist, ist ein detailliertes Wissen über die auftretenden Ätzraten vonnöten.

Im vorliegenden Fall war es das ursprüngliche Ziel, Mesas mit Breiten von einigen 100 nm bis zu mehreren  $\mu\text{m}$  bei einer gleichzeitigen Strukturierungstiefe von max. 40 nm herzustellen. Eine direkte lithographische Definition der Breite, ohne gezieltes Unterätzen, erschien daher möglich.

### 4.2.3 Ätz-Rezepte

Die beiden im Folgenden beschriebenen nasschemischen Ätzen für (Al,Ga)Sb und InAs wurden in der Arbeitsgruppe als Standardrezepturen bei der Strukturierung genutzt (s. Tab. 4.2). Sie zeichnen sich durch verhältnismäßig niedrige Ätzraten aus und besitzen eine hohe Selektivität gegenüber dem jeweils anderen Material. Beide Ätzen greifen in den im folgenden betrachteten Ätzzeiten PMMA nicht an.

#### (Al,Ga)Sb

(Al,Ga)Sb wird von dem leicht basischen Entwickler für UV empfindliche Lacke „AR300-49“ (Fa. Allresist)<sup>1</sup> geätzt [Yoh92]. AR300-49 enthält Tetramethylammoniumhydroxyd (TMAH) in Normalität von 0,13 in Wasser [All97]. Die Ätzraten sind vom TMAH-Gehalt abhängig, daher wurde zur Verringerung der Rate und dadurch besseren Prozesskontrolle der Entwickler 1:1 mit deionisiertem (DI-) Wasser verdünnt. Die Materialelektivität zu InAs ist besser als 100:1 [Yoh92].

Die Ätzmechanismen von purem GaSb und AlSb in TMAH unterscheiden sich voneinander [Gat98]. Während bei GaSb beide Konstituenten simultan in der Ätze gelöst werden, ist bei AlSb eine schnelle Oxidation des Aluminiums mit darauf folgender Lösung zu beobachten. Daran anschließend, wird die maximal 30 ML dicke Sb-Schicht geätzt [Gat98]. Sowohl bei den binären Materialien als auch bei (Al,Ga)Sb ist die benötigte Zeit  $T_{en}$  zum Entfernen einer Schicht mit Dicke  $d$  größer als nach den ermittelten Bulk-Ätzraten  $r$  zu erwarten ist [Gat98]:

$$T_{en} > r \cdot d \quad (4.2)$$

Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich in einer geringeren Ätzeffizienz bei Grenzflächenlagen als bei anderen Schichten. Dadurch sind größere Unterätzungen zu erwarten. Da alle benutzten Heterostrukturen (Al,Ga)Sb-Deckschichten mit gleicher Dicke aufwiesen, wurde durch Vergleichsexperimente  $T_{en}$  für

---

<sup>1</sup>Ein Derivat ist „Microposit MF319“.

Ätzanleitungen		
Material	Ätze	Zeit
(Al,Ga)Sb	<ul style="list-style-type: none"> <li>• AR300-49</li> <li>• DI-Wasser</li> </ul> (im Verhältnis 1:1 frisch ansetzen )	180 s
InAs	Lagerlösung: <ul style="list-style-type: none"> <li>• Bernsteinsäure (<math>C_2H_4(COOH_2)</math>)</li> <li>• gesättigt in DI-Wasser gelöst</li> <li>• mit <math>NH_4OH</math>, pH auf 4,5 gehoben</li> </ul> Ätze: <ul style="list-style-type: none"> <li>• Lagerlösung - <math>H_2O_2</math> (35%)</li> </ul> (im Verhältnis 15:1 frisch ansetzen)	150 s

Tabelle 4.2: Die benutzten Ätzrezepte für (Al,Ga)Sb und InAs.

diese Schicht direkt bestimmt. Ein Anätzen der darunterliegenden InAs-Schicht diene aufgrund der beiderseitigen Materialelektivität als Test. Die Experimente lieferten eine Minimalzeit von  $\approx 90$  s. Zur Reproduzierbarkeit wurde eine Sicherheitsfaktor von 2 berücksichtigt:

$$T_{en,(Al,Ga)Sb} = 180 \text{ s} \quad (4.3)$$

### InAs

Als nasschemische Ätze für den InAs-Kanal wird eine auf Bernsteinsäure basierende Rezeptur (mit  $H_2O_2$  zur Oxidation) genutzt. Die Materialelektivität gegenüber z.B. AlAs hängt vom pH-Wert der Lösung ab und ist bei  $pH \approx 4,2$  größer 1100 [Bro92]. Auch (Al,Ga)Sb wird unter Normalbedingungen nicht angegriffen. Bei Vergleichsmessungen an bulk InAs-Proben wurde quantitativ eine Ätzrate von 7,5 nm/min ermittelt. Dies stimmt mit der Be-

obachtung überein, dass der 15 nm dicke InAs-Kanal nach 150 s zuverlässig entfernt war.

## 4.3 Elektronenstrahl-Lithographie

### 4.3.1 Motivation

Die klassische optische Lithographie basiert auf einer Schattierungstechnik. Zwischen der Lichtquelle und der mit einem photosensitiven Lack („Resist“) bedeckten Halbleiter-Oberfläche befindet sich eine Schattenmaske. Fällt nun Licht durch diese Maske auf die Halbleiteroberfläche, werden manche Bereiche belichtet, andere, durch lichtundurchlässige Regionen auf der Maske abgeschattet, nicht. Die zu übertragende Struktur befindet sich physikalisch in Form einer „Master“-Kopie in Originalgröße auf der Maske (s. Abb. 4.3).

Die Auflösung der Strukturübertragung durch Abschattung ist durch die Wellenlänge des benutzten Lichtes  $\lambda$  begrenzt. Aus der Wellenoptik folgt für die minimale Auflösung  $W$  im Rayleigh-Limit [Mor88]:

$$W = \frac{k\lambda}{A} \quad (4.4)$$

Dabei ist  $k$  eine von Prozessierungsdetails abhängige Konstante und  $A$  die numerische Apertur. Beide Größen liegen grob in der Größenordnung von 1 [Mor88].

Die kleinsten erreichbaren Strukturgrößen liegen für die in unserer Gruppe benutzten Quecksilberdampflampen ( $\lambda = 365$  nm) bei ca.  $1 \mu\text{m}$ , viel größer als die angepeilten 20 nm.

Andererseits ist seit *deBroglie* bekannt, dass dem Teilchen Elektron auch eine Wellenlänge zuzuordnen ist, die von der Gesamtenergie des Elektrons abhängt [dBr23]:

$$\lambda_{dB} = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2Em_0} \left(1 + \frac{E}{2m_0c^2}\right)^{1/2}} \quad (4.5)$$

Für Elektronen im Energiebereich von 1-30 keV erhält man Wellenlängen von 7-38 nm, um 6 Größenordnungen kleiner als bei optischer Lithographie. In der Praxis wird die Auflösung von Elektronenmikroskopen im Wesentlichen durch Linsenfehler, insbesondere chromatische Aberation, bestimmt.

### 4.3.2 Funktionsweise

Ein Elektronenstrahl-Belichter besteht prinzipiell aus einer Elektronen-Quelle (Emitter) und einem Linsensystem zur Fokussierung und Ablenkung des

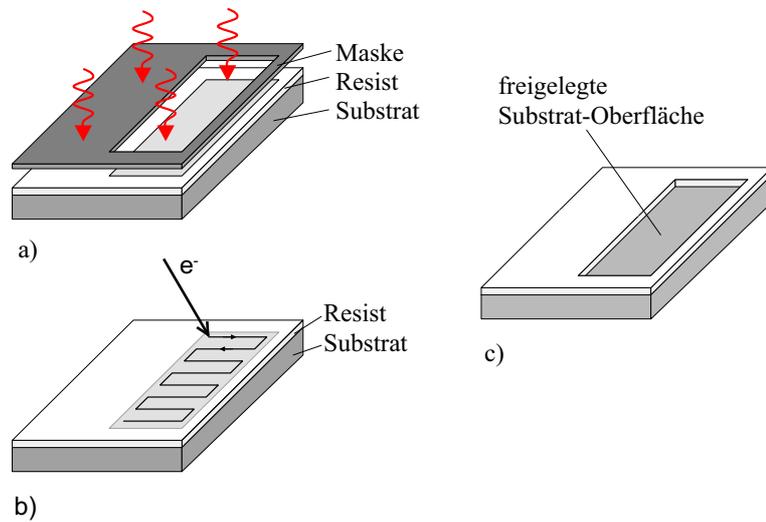


Abbildung 4.3: Schematischer Vergleich von optischer (a) und Elektronenstrahl-Lithographie (b). Im Idealfall ist die bei der Entwicklung (Auflösung der belichteten Areale) freigelegte Substratoberfläche gleich (c). In der Regel werden verschiedene, jeweils auf die Lithographie optimierte, Resists genutzt.

Elektronenstrahles. Beide Funktionalitäten lassen sich beispielsweise in kommerziell erhältlichen Raster-Elektronen-Mikroskopen (REM) realisieren. Die Belichtung erfolgt in unserem Fall nach einem Rasterungsprinzip, also sequentiell. Das zu belichtende Gebiet wird Punkt für Punkt mit dem fein fokussierten Elektronen-Strahl beleuchtet. Da die Schrittweite der Rasterung elementar das Auflösungsvermögen des Elektronenstrahlbelichtung begrenzt, kann der Strahl in REMs mittels elektrostatischer und magnetischer Ablenkeinheiten mit hoher Genauigkeit auf bestimmte Bereiche der Probe ausgerichtet werden.

Die Strahlpositionierung ist elektronisch kontrollier- und manipulierbar. Statt einer Schattenmaske, analog zur optischen Lithographie, werden bei der EBL lediglich die zu belichtenden Areale mit dem Strahl angefahren, indem die Ablenkeinheiten entsprechend angesteuert werden. In Abb. 4.3 werden die Funktionsweisen beider Lithographie-Techniken schematisch dargestellt.

Die nur noch in elektronischer Form vorliegende Maske kann flexibler gehandhabt und abgeändert werden, da der physikalische Herstellungsprozess der Masken entfällt.

Aufgrund dieser Funktionsweise spielen auf der Geräteseite statt der Elektronen-Wellenlänge, vor allem der Strahldurchmesser und die (reproduzier-

bare) Ansteuergenauigkeit des Strahles für die Auflösung der Lithographie eine Rolle. Für das in diesem Experimenten benutzte Elektronenmikroskop (Philipx XL30, mit thermischen Feldemitter) sollten daher Genauigkeiten bis zu 5 nm zu erreichen sein [Phi02].

### 4.3.3 Lacksystem

Als Elektronenstrahl-Resist wird im Folgenden Polymethylmethacrylat (PMMA) benutzt. Es besteht aus langen Polymerketten mit Massen zwischen 50.000 und 1 Mio. u. In Abb.4.4 ist ein Ausschnitt eines Moleküls dargestellt. Es wird, gelöst in Ethyllactat, auf die Oberfläche aufgeschleudert. Während des nachfolgenden Ausbackens des Resists verdampft das Lösungsmittel. Die Dicke der verbleibenden PMMA-Schicht hängt vom Molekulargewicht, dem Grad der Verdünnung und der Art des Aufschleuderns ab und liegt typischerweise im Bereich von 50 - 300 nm [All97].

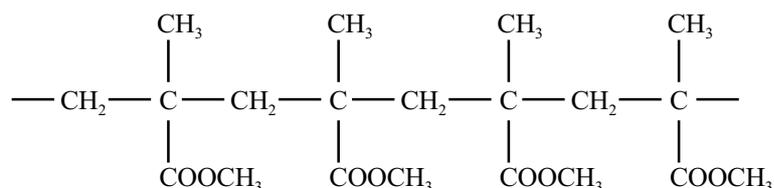


Abbildung 4.4: Ausschnitt eines Polymethylmethacrylat (PMMA)-Moleküls, hier mit einer Masse von 400 u. Die in der Praxis verwendeten Polymerketten haben Massen zwischen 50.000 und 950.000 u.

Während der Elektronenstrahlbelichtung werden u. a. Bindungen der PMMA-Ketten aufgebrochen. Die dazu benötigte Energie beträgt ca. 5 eV [Lan93]. Die geteilten und dadurch verkürzten Ketten haben im Entwickler eine höhere Löslichkeit als die ursprünglichen. Im Entwicklerbad werden die belichteten Resistbereiche entfernt; der Standard-PMMA-Prozess ist somit ein Positiv-Prozess.

Als Entwickler wird in dieser Arbeit Isopropyl-Alkohol (IPA) benutzt, weil in diesem der Kontrast des PMMA höher ist als im sonst benutzten Methylisobutylketon (MIBK). Bei 30 kV liegt die zum Durchbelichten benötigte Dosis, im Resist deponierte Ladung pro Fläche, bei Entwicklung mit IPA in der Größenordnung von 100-400  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ , bei MIBK bei 50  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ .

Ab einer Dosis von 10.000  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$  kommt es zu einer *Verbindung* der Ketten, die Löslichkeit im Entwickler wird verringert. Mit einer Überbelichtung kann PMMA auch im Negativ-Prozess verwendet werden. Die Auflösungsgrenzen von PMMA liegen im Positiv-Prozess  $< 10$  nm, im Negativ-Prozess

$< 50$  nm [Spi97]. PMMA kann für die hier benutzten Ätz-Rezepturen und -Zeiten als chemisch stabil angesehen werden.

#### 4.3.4 Wechselwirkung mit Materie

Neben den geräteseitigen Effekten, die die Auflösung begrenzen, treten bei der EBL Effekte im Halbleitermaterial auf.

Im Gegensatz zur optischen Lithographie, bei der die benutzten niederenergetischen Photonen (z. B.  $E_{365\text{nm}} \approx 8,5$  eV) nahezu vollständig vom Photoresist (Dicke  $0,5 - 2 \mu\text{m}$ ) absorbiert werden, ist die mittlere freie Weglänge von Elektronen  $\xi_e$  (vgl. Abb. 4.6) unter Umständen um Größenordnungen größer als die typische Lackdicke ( $< 0,5 \mu\text{m}$ ).

Die Tatsache, dass Elektronen *gestreut* werden können, und das Eintreten der Elektronen in das Halbleitermaterial, führt zu verschiedenen, für die EBL relevanten, Effekten, die kein direktes Analogon in der konventionellen optischen Lithographie haben.

Das Abbremsen der Strahlelektronen lässt sich grob unter der Annahme eines kontinuierlichen Prozesses analog zur Bethe-Bloch-Gleichung beschreiben [Ber81]:

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi\alpha^2 \frac{(\hbar c)^2}{m_0 c^2} \frac{n_e}{\beta^2} m \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2}{(1 - \beta^2)I} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.6)$$

Dabei ist  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \approx \frac{1}{137}$  die Feinstrukturkonstante,  $n_0$  die Elektronendichte im Material,  $I$  die Ionisationsenergie der Elektronen, und  $\beta = v/c$  die normierte Geschwindigkeit der Strahlelektronen.

Die Streugeometrie und -wahrscheinlichkeiten für verschiedene Streuwinkel bei einzelnen Streu-Ereignissen entsprechen einer modifizierten Rutherford-Streuung [Ber81]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Ze^2}{16\pi\epsilon_0 E} \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)} \quad (4.7)$$

Dabei ist  $E$  die Gesamtenergie der gestreuten Elektronen,  $\vartheta$  der Ablenkwinkel, und  $Z$  die Gesamtladung der Streuzentren.

Akkuratere Ergebnisse sind mit Monte-Carlo-Simulationen zu erreichen (s. Abb. 4.5), die Trends werden allerdings auch mit diesen einfachen Näherungen gut beschrieben [Kys75].

Aus Gl. 4.6 folgt, dass niederenergetische Elektronen stärker abgebremst werden als hochenergetische. Die Eindringtiefe in Resist und Substrat ist daher stark von der Elektronen-Energie abhängig (Abb. 4.6). Neben der Eindringtiefe hat die Richtung der Elektronen einen großen Einfluss auf die Lateral- und Tiefenverteilung der Resistbelichtung. Im Folgenden werden

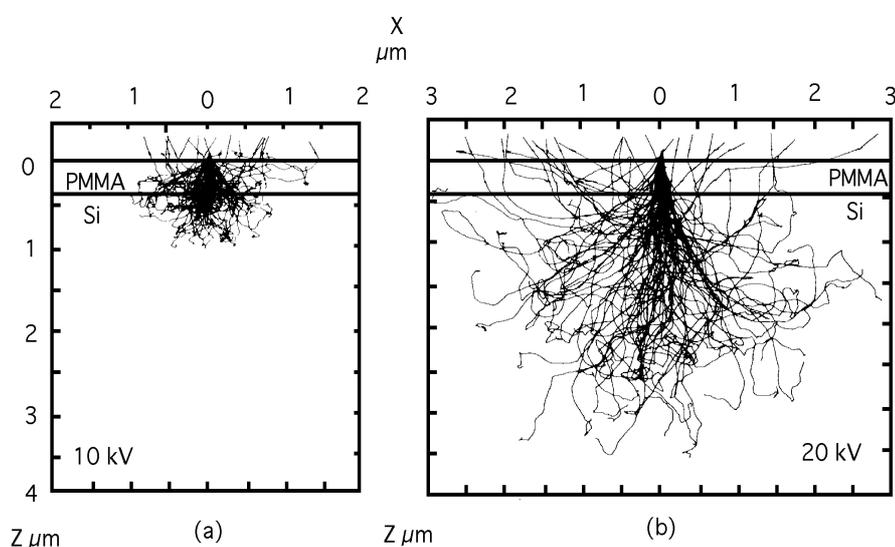


Abbildung 4.5: Monte Carlo Simulationen von Elektronenbahnen. Simuliert werden 10 kV (links) und 20 kV (rechts) Elektronen beim Auftreffen auf 400 nm PMMA und Silizium [Kys75].

verschiedene, durch Streuung der Elektronen am durchquerten Material hervorgerufene Effekte beschrieben.

- **Vorwärtstreuung** Der Gl. 4.7 dominierende Faktor ist  $\frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}$ . Elektronen werden vorzugsweise um kleine Winkel gestreut, so daß bei nicht zu hohen Elektronen-Energien Vorwärtstreuung dominiert. Dies führt zu einem Auffächern des Strahles bis zur Unterseite des Resistes. Bei geschickter Wahl der Belichtungs- und Entwicklungsparameter lassen sich damit auch bei Ein-Lagen Resist-Systemen negative Lack-Kanten erzeugen, die für einen zuverlässigen lift-off notwendig sind. Empirisch gilt für die Vergrößerung des effektiven Strahldurchmessers  $\Delta d$  durch Vorwärtstreuung [Spi97]:

$$\delta d = 0,9 (R/V_S)^{(1,5)} \quad [\text{nm}] \quad (4.8)$$

Dabei ist  $R$  die Dicke des Resists in nm und  $V_S$  die Strahl-Spannung in kV. Vorwärtstreuung kann somit bei Bedarf durch dünne Resists und hohe Beschleunigungsspannungen minimiert werden.

- **Sekundär-Elektronen** Auf ihrem Weg durch Resist- und Halbleitermaterial erzeugen die hochenergetischen Strahlelektronen weitere freie Elektronen, sog. *Sekundär-Elektronen*, mit geringerer Energie (ca. 2-50 eV).

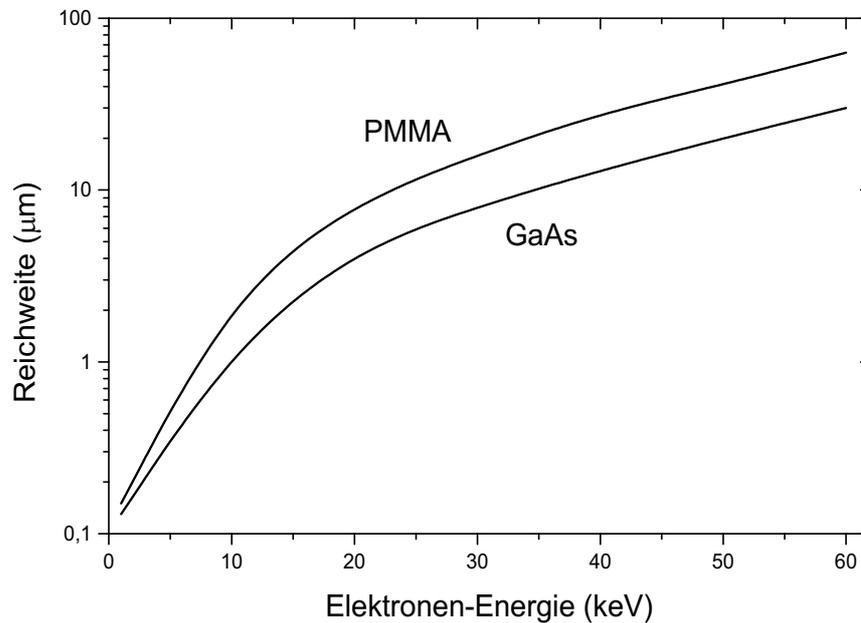


Abbildung 4.6: Eindringtiefe von Elektronen in Abhängigkeit ihrer kinetischen Energie, nach [Bre80].

Die Reichweite dieser Elektronen beträgt lediglich einige nm. Da auch diese Elektronen Polymer-Ketten aufbrechen, tragen sie ebenfalls zu einer effektiven Aufweitung des Strahldurchmessers bei. Eine Abschätzung ergibt, dass der Strahldurchmesser durch Sekundär-Elektronen um ca. 10 nm aufgeweitet wird [Spi97].

- **Rückwärtstreuung** Die Wahrscheinlichkeit großer Ablenkwinkel bei einzelnen Streuprozessen ist wegen des Faktors  $\frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)}$  in Gl. 4.7 gering. Durch viele aufeinander folgende Streu-Ereignisse können Elektronen effektiv um große Winkel gestreut werden. Teilweise erreichen diese wieder das Resist, u.U. mehrere  $\mu\text{m}$  von eintreffendem Strahl entfernt. Unbeabsichtigte Belichtungen sind dadurch möglich.

#### 4.3.5 Proximity Effekt

Unter dem Begriff Proximity Effekt werden die Effekte beschrieben, die ein unbeabsichtigtes Belichten des Resists außerhalb der nominell belichteten Strukturen zur Folge haben. Der dominierende Prozess ist dabei die Rückwärtstreuung. Rückgestreute Elektronen erreichen den Lack, unter Umständen in

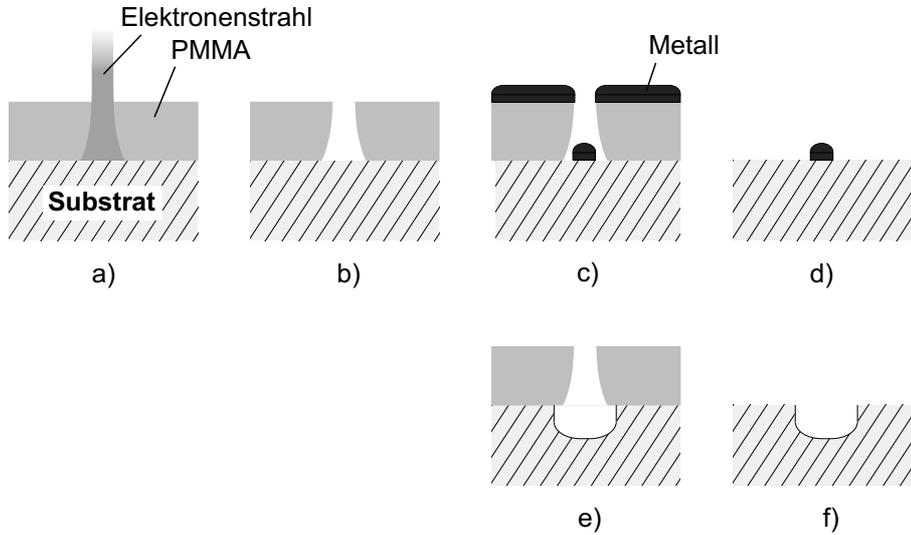


Abbildung 4.7: Aufweitung des Elektronenstrahles in tieferen Resist-Schichten (a) kann auch im ein-Lagen-Resist System nach der Entwicklung zu negativen Lack-Kanten führen (b). Dies kann z. B. bei Lift-off-Techniken (c),(d) erwünscht sein. Anschließendes nasschemisches Ätzen hingegen führt zu einer Verstärkung des Undercut (e), (f).

Entfernungen von  $\mu\text{m}$  vom einfallenden Strahl entfernt, und verursachen dort eine unbeabsichtigte Belichtung. Die deponierte Ladung bzw. Dosis lässt sich dabei wie beim einfallenden Strahl in erster Näherung, als gaußförmige Verteilung beschreiben [Dob93]:

$$D(r) = D_0 K \left[ \frac{1}{\sigma_v^2} e^{-\left(\frac{r}{\sigma_v}\right)^2} + \eta \frac{1}{\sigma_r^2} e^{-\left(\frac{r}{\sigma_r}\right)^2} \right] \quad (4.9)$$

Dabei ist  $D(r)$  die deponierte Dosis im Abstand  $r$  von einfallenden Strahl,  $D_0$  die Dosis am Eintreffpunkt,  $K$  eine Proportionalitätskonstante. Mit  $\eta$  wird das Verhältnis der Dosen, die durch vorwärts- und rückgestreute Elektronen deponiert werden, beschrieben. Die laterale Verbreiterung wird mit  $\sigma_v$  und  $\sigma_r$  für Vorwärts- und Rückwärtstreuung getrennt berücksichtigt.

Grob betrachtet, können drei Fälle unterschieden werden.

Bei niedrigen Strahlenergien ( $E_S \leq 3 \text{ kV}$ ) ist die mittlere Reichweite selbst der „hochenergetischen“ Primär-Elektronen kleiner als die Größe der zu schreibenden Struktur ( $\eta \approx 0$ ). Der Proximity Effekt verursacht lediglich eine maßvolle Vergrößerung der Strukturen (Abb. 4.8).

Im mittleren Bereich ( $10 \text{ kV} \leq E_S \leq 30 \text{ kV}$ ), ist die zum Durchbelichten benötigte Dosis bereits erhöht, da der spezifische Energieverlust der Elektro-

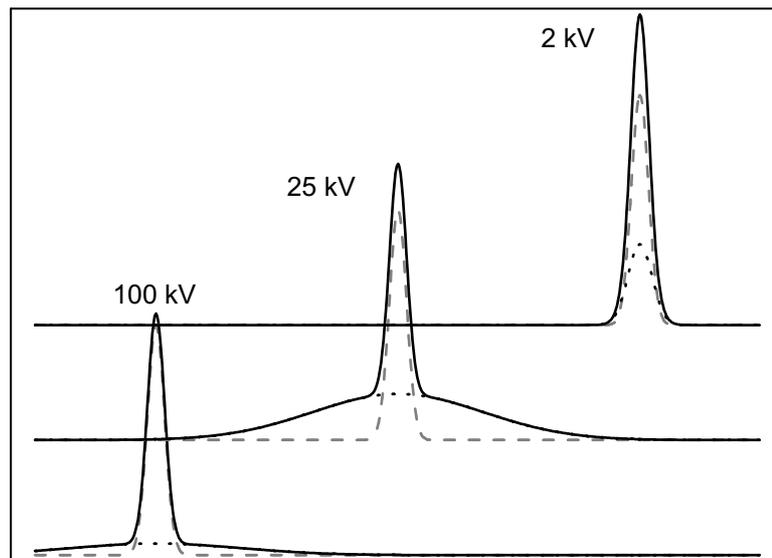


Abbildung 4.8: Schematischer Vergleich des Proximity Effektes bei verschiedenen Strahl-Energien (2 kV, 25 kV und 100 kV). Dargestellt ist jeweils die durch Primärelektronen bzw. durch Proximity Effekt und Sekundärelektronen deponierte Dosis und die Summe beider. Bei 2 kV und 100 kV trägt der Proximity Effekt nur unwesentlich zu einer Verbreiterung der belichteten Fläche bei, weil entweder der Proximity Effekt stark lokal begrenzt ist (2 kV), oder die Ladung so großflächig verschmiert, dass die Dosis zu gering für unbeabsichtigte Belichtungen ist (100 kV). Im mittleren Regime (25 kV), ist die den Proximity Effekt beschreibende Gaußglocke verbreitert *und* die Dosis hoch genug, um das Gesamtdosis-Profil merklich zu erweitern.

nen nicht mehr so hoch ausfällt. Die Elektronen dringen  $1 - 10 \mu\text{m}$  tief in das Material ein (s. Abb. 4.6). Die teilweise rückgestreuten Elektronen belichten auch Strukturen in einiger Entfernung zur ursprünglich beabsichtigten gebieten. Dann ist die Breite der die rückgestreuten Elektronen beschreibenden Gaußfunktion (s. Abb. 4.8) breit genug und die Dosis hoch genug, um tatsächlich Fehlbelichtungen hervorzurufen:  $\eta > 0, \sigma_r > 0$

Als zweiten Extremfall schließlich können hochenergetische Elektronenstrahlen ( $50\text{kV} \leq E_S$ ) betrachtet werden. Hier liegt die Eindringtiefe in der Größenordnung von bis zu  $100 \mu\text{m}$  (s. Abb. 4.6). Die durch den Proximity Effekt deponierte Ladung ist daher über einen weitaus größeren Bereich verteilt. Die Dosis (Ladung pro Fläche) ist aufgrund der großen Fläche zu klein für etwaige Fehlbelichtungen (Abb. 4.8).

Ungünstigerweise ist gerade der kompliziertere mittlere Bereich die bevorzugte Energie-Skala für die meisten zur EBL eingesetzten REMs.

## 4.4 Ätzverhalten nach 30 kV Belichtung

Da das von uns genutzte REM die höchste Strahl-Stabilität bei 30 kV Beschleunigungsspannung aufwies, wurde diese als Standardtechnik genutzt. Auf das Substrat wurde PMMA 950k (3%) mit 6000 U/min aufgeschleudert und anschließend für 90 Minuten bei  $180^\circ\text{C}$  ausgehärtet. Im Rahmen eines PMMA Positiv-Prozesses wurde bei der anschließenden Belichtung eine Fläche um die  $2 \mu\text{m}$  breite Mesa belichtet. Die deponierte Dosis ( $\approx 400 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ), ist ein erprobter Erfahrungswert für diese Kombination aus Substrat, Resist und Strahl-Energie.

Im Anschluss an die Belichtung wurde der Lack 60 s in IPA entwickelt. Mit optischem Mikroskop war danach zu beobachten, dass, wie gewünscht, auf der gesamten belichteten Fläche der Lack entfernt und die Halbleiter-Oberfläche freigelegt worden war. Die Lackschicht über der gewünschten Mesa schien intakt, die äußeren Abmessungen geringfügig verringert, was durch etwaige Proximity Effekte zu erwarten war.

Allerdings wurde das (Al,Ga)Sb mit dem darauf folgenden Ätzen mit TMAH nicht nur innerhalb der freigelegten Flächen entfernt, sondern auch die durch den Lack geschützte Mesa. Die Ätzzeit betrug 150 Sekunden, wie nach den in Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Verfahren ermittelt. Um die Haftung zu verbessern, wurde ein Postbacke nach den Entwickeln eingeführt. Ein Erhitzen der Probe auf  $120^\circ\text{C}$  führte nach dem Entwickeln zu unregelmäßigen Mesas mit sehr groben Kantenstrukturen.

## 4.5 Ätzverhalten nach 2,5 kV Belichtung

Da das in Abschnitt 4.4 beschriebenen Ätzverhalten reproduziert werden konnte, wurden testweise einzelne Parameter bei der Prozessierung geändert. Es stellte sich heraus, dass Mesas bis zu einer minimalen geschriebenen Breite von 500 nm nach einer Elektronen-Strahlbelichtung Belichtung mit niedriger Energie (2,5 kV) *ohne* Postbacke nach dem Ätzen noch erhalten waren. Es existiert somit innerhalb dieser Prozessierung eine Abhängigkeit von der Strahl-Energie. Diese Ergebnisse ließen folgende Schlußfolgerungen zu:

1. Der klassische Proximity Effekt scheidet aus, weil nach dem Entwickeln der Lack über der Mesa noch vorhanden war. Beim klassischen Proximity Effekt wäre zu erwarten, dass der Lack durch die großflächige Belichtung in unmittelbarer Umgebung durch die rückgestreuten Elektronen mitbelichtet und in dem nachfolgenden Entwicklerbad aufgelöst worden wäre. Dies war nicht der Fall.
2. Ein eventuelles Anlösen des Lackes an der Grenzfläche zum Halbleiter durch Proximity Effekt ist möglich, wenn auch unwahrscheinlich. Es ist schwer vorstellbar, dass eine unbeabsichtigte Belichtung auf einen so engen Tiefenbereich beschränkt ist. Desweiteren darf diese Grenzflächenschicht nicht durchbelichtet werden, da sonst die Lack-Schicht über der Mesa bei der Entwicklung die Haftung verlieren und weggeschwemmt werden würde.
3. Generelle Haftungsprobleme des Lackes können zu einem Kriechen der nasschemischen Ätzen in die Grenzfläche zwischen Halbleiter und Resist führen. Die Mesa-Region würde damit parallel wie die zu ätzenden Bereiche geätzt. Dieses Problem sollte allerdings unabhängig von der benutzten Strahl-Energie sein.
4. In der Regel wird der Proximity Effekt nur als Beeinflussung / unbeabsichtigte Belichtung des Resistes angesehen. Einflüsse von Streuprozessen auf das Halbleitermaterial wurden bisher nicht berücksichtigt.
5. Die Lack Region über der Mesa ist bei der umliegenden 30 kV Belichtung nicht großflächig durchbelichtet worden. Der Einfluß der rückgestreuten Elektronen hat allerdings zu einer Mikroporosität geführt [Max97]. Diese ist zwar bei der Inspektion mit dem optischen Mikroskop nicht beobachtbar ist, der Lack aber durchlässig für die anschließende Ätze.

## 4.6 Resistlose Prozessierung

Um die Punkte (2), (3) und (5) auszuschließen, wurde im folgenden untersucht, ob sich das Ätzverhalten durch den Elektronenstrahl beeinflussen lässt. *Ohne* vorheriges Aufbringen eines Resistes wurde eine 2,5 kV Elektronenstrahlbelichtung direkt auf die Halbleiter-Oberfläche durchgeführt. Die Dosis variierte dabei von 40-320  $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ . Das daran anschließende Ätzen ist zeitkritisch, weil TMAH auf jeden Fall die (Al,Ga)Sb Deckschicht ätzt. Nach einer Zeit von 10 s waren die belichteten Bereiche der (Al,Ga)Sb Schicht offensichtlich entfernt. Die Farbe des damit freigelegten InAs war deutlich zu erkennen. Eine Elektronenstrahlbelichtung verändert also tatsächlich die Ätzbarkeit der betrachteten Halbleiter.

## 4.7 Einfluss der EBL auf den Ätzprozess

Zur genaueren Auswertung wurde der Einfluss von EBL auf die einzelnen Halbleiter und Ätzen systematisch ermittelt. Da lediglich dünne Epi-Layer Schichten (s. Abschnitt 4.1, S. 81) zur Verfügung standen, war es nicht möglich, quantitativ Ätzraten zu bestimmen, indem die Ätztiefe als Funktion der Ätzzeit ermittelt wird. Als -etwas ungenauere- Größe wird im folgenden die minimale Zeit angegeben, innerhalb der die betrachtete Schicht vollständig durch das Ätzen entfernt wird. Da die verschiedenen Schichten verschiedenfarbig sind, lässt sich anhand von Farbvergleichen ein vorläufiges Urteil fällen. Als letzter Test für das erfolgreiche Durch-Ätzen der betrachteten Schicht wurde versuchsweise die darunterliegende Schicht mit der entsprechenden Chemie angeätzt.

### 4.7.1 (Al,Ga)Sb

Mittels 2,5 kV Belichtung wurden Felder von  $3\ \mu\text{m} \cdot 3\ \mu\text{m}$  großen Quadraten mit einer Dosis von  $\approx 100\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  beschrieben. Systematisch wurden Teile des so belichteten Materials verschieden lang in beiden Ätzen, sowohl TMAH als auch Bernsteinsäure basierter, geätzt. Die Zeit zum Entfernen von belichtetem (Al,Ga)Sb in TMAH ist mindestens um den Faktor drei kürzer als von unbelichtetem Material. Interessanterweise wird belichtetes (Al,Ga)Sb auch von der Bernsteinsäure basierten Ätze angegriffen, deren Materialelektivität verringert sich also nach einer Elektronenstrahlbelichtung<sup>2</sup>.

---

<sup>2</sup>Der Test in Abschnitt 4.7 auf komplette Entfernung der Deckschicht durch probeweises Anätzen der darunterliegenden Schicht, ist durch die reduzierte Materialelektivität der Bernsteinsäure nicht mehr aussagekräftig. Der Ätztest wurde daher nach dem in Abschnitt

### 4.7.2 InAs

Zur Analyse der InAs-Ätzraten wurde die (Al,Ga)Sb Deckschicht vor der Elektronenstrahlbelichtung ganzflächig mit der in Abschnitt 4.2.3 (S. 85) beschriebenen Rezeptur entfernt. Die daran anschließende Untersuchung verlief analog zu der für (Al,Ga)Sb.

InAs ist nach Elektronenstrahlbelichtung schneller von der Bernsteinäure ätzbar, die Beschleunigung liegt aber im Gegensatz zu (Al,Ga)Sb bei unter 70%. Auch nach Elektronenstrahlbelichtung wird InAs nicht von TMAH angegriffen.

### 4.7.3 Reversibilität des EBL-Einflusses auf die Ätzraten

Die Vermutung lag nahe, dass der in Abschnitt 4.4 erwähnte Postbake nicht, wie ursprünglich angenommen, eine Verbesserung der PMMA-Hafteigenschaften bewirkte, sondern ein thermisches Ausheilen der durch Elektronenstrahlbelichtung erzeugten Effekte im Material. Tatsächlich bewirkt eine Erhitzung auf 250°C bei beiden Experimenten ein Aufweichen der geätzten Strukturen im Vergleich zu den ursprünglich geschriebenen. Ein gleichzeitiges elektrisches Erden der Oberfläche führte zu Ätzraten, die mit denen von unbelichtetem Material vergleichbar waren.

Eine Erhitzung kann sowohl als thermisches Ausheilen von durch die EBL verursachten strukturellen Effekten angesehen werden, als auch als thermisch aktivierter Abfluss von lokal deponierter Ladung. Der deutliche Beschleunigungseffekt durch elektrische Erdung bei der Rekonstruktion von Ätz-Zeiten und -Selektivitäten ist ein Nachweis, dass der dominierende Mechanismus ein Ladungseffekt ist.

Mit diesem Modell, die Änderung der Ätzcharakteristiken durch lokale Ladungsdeposition, können auch die ursprünglichen Ergebnisse bei der Mesa-Strukturierung mit 30 kV (Abschnitt 4.4) und 2,5 kV Elektronen (Abschnitt 4.5) erklärt werden.

Durch den bei 30 kV viel ausgeprägteren Proximity Effekt findet eine Ladungsdeposition auch in der eigentlich durch den Lack geschützten Mesa-Region statt. Die Ätzraten von (Al,Ga)Sb werden sowohl im freigelegten Bereich als auch unter der nominell schützenden Lackschicht erhöht. Da zur Bestimmung der erforderliche Ätzzeit von (Al,Ga)Sb von unbelichtetem Material ausgegangen wurde, sind die Ätzzeiten für das nun belichtete Material viel zu lang. Eine quantitative Abschätzung der tatsächlichen Ätzrate

---

4.7.3 beschriebenen Verfahren wiederholt, mit demselben Ergebnis.

beim ursprünglichen Experiment ist wegen der unterschiedlichen Elektronen-Energie, Belichtungsdosen und den viel großflächigeren Belichtungsarealen nicht möglich. Es ist aber davon auszugehen, daß aufgrund der hohen Ätzraten bei EBL-modifiziertem (Al,Ga)Sb die Mesa von den Seiten wegeätzt wurde (vgl. Abb. 4.2, S. 84).

Bei einer EBL mit 2,5 kV Elektronen ist die mittlere freie Weglänge nur unwesentlich größer als die Lack-Dicke. Eine nennenswerte Interaktion der Elektronen mit dem Halbleiter ist mit einem Resist dieser Dicke nicht zu erwarten. Selbst bei dünnerem oder fehlendem Resist liegt die Reichweite der Elektronen unter den Lateraldimensionen der gewünschten Strukturen, allerdings über der Schichtdicke. Aus diesem Grund waren bei der resistlosen Prozessierung mit 2,5 kV nach dem Ätzen scharfe Strukturen zu erkennen.

Da mit der geerdeten Erhitzung auch eine Möglichkeit besteht, die Erhöhung der Ätzraten rückgängig zu machen, sollte prinzipiell eine Multilayer-Struktur mittels resistloser Prozessierung strukturiert werden können.

#### 4.7.4 Resistlose Prozessierung von Mehrfachschichten

Obwohl die Bernsteinsäure basierte Ätze sowohl belichtetes (Al,Ga)Sb als auch InAs angreift, die Mehrlagenstrukturierung somit nur mit einem Ätzschritt realisiert werden kann, wurde von dieser Technik Abstand genommen, da die erzielten (Al,Ga)Sb-Oberflächen eine hohe Rauigkeit aufwiesen.

Im folgenden werden daher zum Strukturieren beider Schichten, sowohl der (Al,Ga)Sb Deckschicht, als auch des InAs Kanals, die wohlbekanntesten materialelektiven Ätzen benutzt (vgl. Tab.4.2, S. 86). Die (Al,Ga)Sb Deckschicht wird unter Ausnutzung der erhöhten Ätzraten strukturiert, das darunter liegende InAs dient dabei als Ätzstop. Mittels anschließendem (geerdeten) Erhitzen der Probe wird die Materialelektivität der Bernsteinsäure basierten Ätze wiederhergestellt. Die (Al,Ga)Sb Deckschicht kann sodann als Ätzmaske während des InAs-Ätzens benutzt werden.

In Abb. 4.9 ist die Probe nach einer solchen resistlosen Prozessierung abgebildet. Die Belichtungsdosis wurde spaltenweise von  $40 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (links) bis  $320 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (rechts) jeweils verdoppelt. Während die beiden linken Spalten kaum geätzt wurden, sind die Mesa-Strukturen rechts deutlich zu erkennen. Für die komplette Entfernung der definierten Areale ist bei den benutzten Ätzzeiten (20 s TMAH und 150 s Bernsteinsäure) eine Minimal-Dosis von ca.  $150 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  vonnöten. Die komplett resistlose Prozessierung ist zwar akademisch interessant, mit der Verdünnung der unbelichteten (Al,Ga)Sb Mesa-Deckschicht ist allerdings auch eine merkliche Verringerung der Elektronen-Beweglichkeit zu beobachten [Bib00].

Für die Herstellung von schmalen Hoch-Beweglichkeits Mesas ist daher

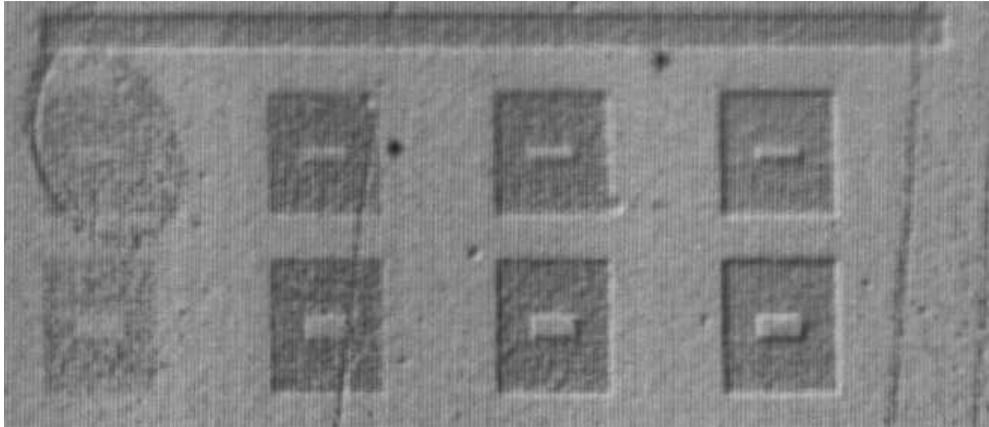


Abbildung 4.9: (Al,Ga)Sb-InAs-Heterostruktur nach resistloser Prozessierung. Die direkt auf der Halbleiteroberfläche definierten Mesas haben Breiten von  $1\ \mu\text{m}$  (obere Reihe) und  $2\ \mu\text{m}$  (untere Reihe). Die Belichtungs-dosis wurde spaltenweise von  $40\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (links) bis  $320\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (rechts) verdoppelt. Eine Minimal-Dosis von  $150\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  scheint notwendig, um die (Al,Ga)Sb Deckschicht komplett zu ätzen. Die Pinholes im umgebenen Material sind ein Hinweis auf den dort ebenfalls stattgefundenen, aber viel geringeren Ätzabtrag.

der Schutz der Mesa mittels eines Resists weiterhin nötig. Da aber die Ätzraten durch  $2,5\ \text{kV}$  Belichtung vergrößert werden können, die Ätzzeit von der Deckschicht reduziert ist, können auch extrem dünne Lacksysteme genutzt werden.

## 4.8 Herstellung von sub- $\mu$ Mesas mittels EBL unterstütztem nasschemischen Ätzen

### 4.8.1 (Al,Ga)Sb-InAs Heterostrukturen

Um Erfahrungen mit lateralen Ätzraten zu sammeln, wurden Mesas mit verschiedenen Breiten ( $50\ \text{nm}$  bis  $2\ \mu\text{m}$ ) definiert. Dazu wurde auf das Halbleitermaterial PMMA 50K (1%) mit  $6000\ \text{U}/\text{min}$  aufgeschleudert, was lt. Spezifikationen zu einer Resistdicke von ca.  $10\ \text{nm}$  führt [All97]. Die Belichtungs-dosis wurde spaltenweise für alle Mesa-Breiten zwischen  $50\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  und  $512\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  variiert. Nach Entwicklung des Lackes wurde die Probe  $40\ \text{s}$  in verdünntem TMAH geätzt,  $30\ \text{Minuten}$  geerdet auf  $250^\circ\text{C}$  erhitzt und anschließend das InAs mit  $150\ \text{Sekunden}$  Bernsteinsäure entfernt. Das erzielte

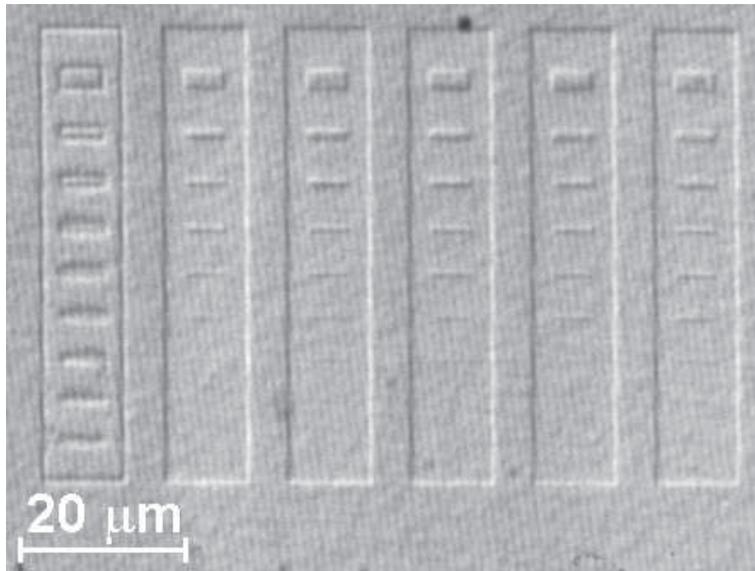


Abbildung 4.10: Testprobe zum Ermitteln von lateralen Ätzraten. Die Mesa-Breiten variieren innerhalb einer Spalte von  $2\ \mu\text{m}$  (oben) bis  $50\ \text{nm}$  (unten). Die Belichtungsdosis wurde spaltenweise von  $50\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (rechts) bis  $512\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$  (links) erhöht.

Ergebnis ist in Abb. 4.10 dargestellt.

Während die höchste Belichtungsdosis (linke Spalte) zu einer Negativ-Belichtung des PMMA geführt hat, sind in den übrigen Spalten unterschiedlich viele Mesa-Strukturen zu erkennen. Ein Vermessen der Mesa-Breiten im REM liefert die in Abb. 4.11 dargestellten Daten. Ein linearer Zusammenhang zwischen definierter  $d_{def}$  und realer Breite  $d_{real}$  ist zu erkennen. In der detaillierteren Abbildung 4.12 wird die Lateralabweichung  $\Delta d$

$$\Delta d = d_{def} - d_{real} \quad (4.10)$$

über die benutzte Belichtungsdosis aufgetragen. Die Abweichung steigt mit wachsender Dosis. Die -nominell unbelichteten- Areale der Mesa werden mit wachsender Dosis mehr und mehr mitbelichtet, und damit deren (Al,Ga)Sb Ätzrate erhöht. Ein detailliertes Modell wird in Abschnitt 4.8.3 vorgestellt.

Welche Ursachen die durchweg höhere Abweichung  $\Delta d$  bei den breitesten  $2\ \mu\text{m}$ -Mesas hat, ist noch zu klären.

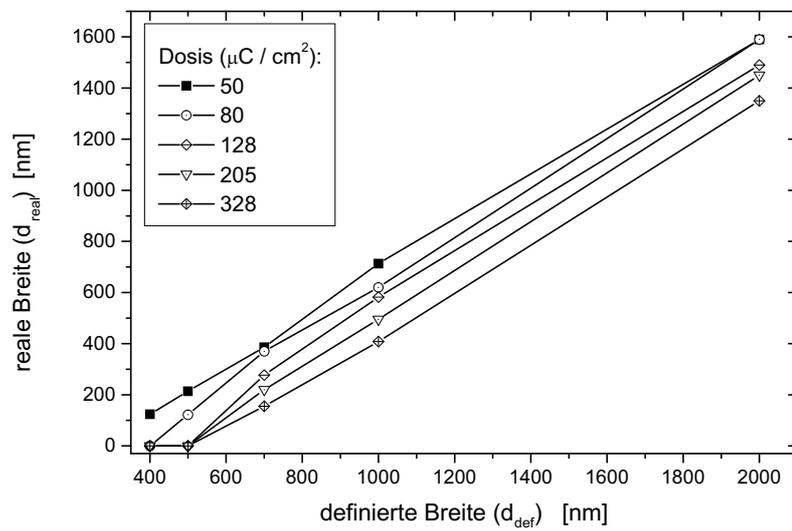


Abbildung 4.11: Die erzielten (Al,Ga)Sb-InAs-Mesabreiten ( $d_{real}$ ) in Abhängigkeit der definierten Breiten und verschiedenen Belichtungs-dosen.

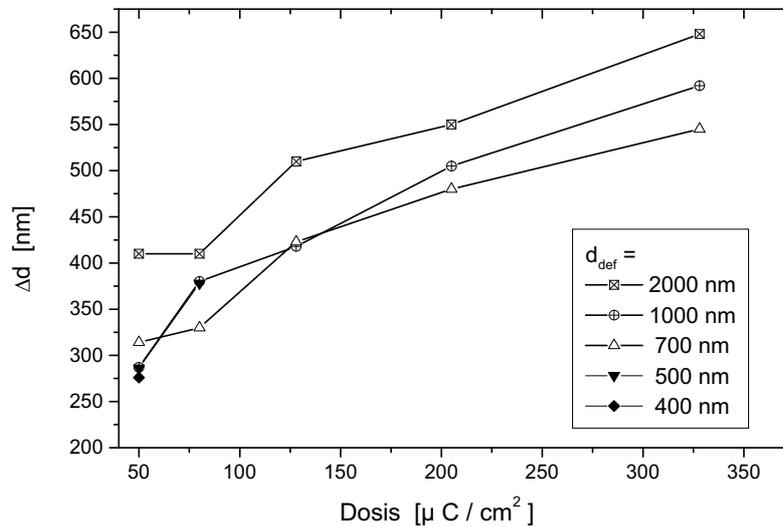


Abbildung 4.12: Die Lateralabweichung  $\Delta d = d_{\text{def}} - d_{\text{real}}$  als Funktion der Belichtungs-dosis bei (Al,Ga)Sb-Mesas

#### 4.8.2 InAs

Die (Al,Ga)Sb Deckschicht wurde mit dem Standard-Verfahren entfernt. Auf das dann freiliegende InAs wurde PMMA 950K mit 6500 U/min aufgeschleudert. Mit 2,5 kV EBL wurden Mesas verschiedener Breite (50 nm - 225 nm) mit Dosen von  $44 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  -  $70 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  geschrieben. Nach Entwicklung des Lackes wurde das InAs 150 s in der Bernsteinsäure basierten Ätze geätzt. Die Mesas wurden mittels REM vermessen. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.13 dargestellt. Auch hier ist ein linearer Zusammenhang zwischen definierter ( $d_{\text{def}}$ ) und gemessener Breite ( $d_{\text{real}}$ ) zu erkennen. Bei einer detaillierteren Darstellung der Lateralabweichung  $\Delta d$  als Funktion der Dosis ist im Gegensatz zu den Heterostruktur Mesas eine stärkere Abhängigkeit bei kleineren Dosen ( $< 45 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ ) zu erkennen.

Die kleinste mit diesem Verfahren erhaltenen Mesa ist in Abb. 4.14 dargestellt.

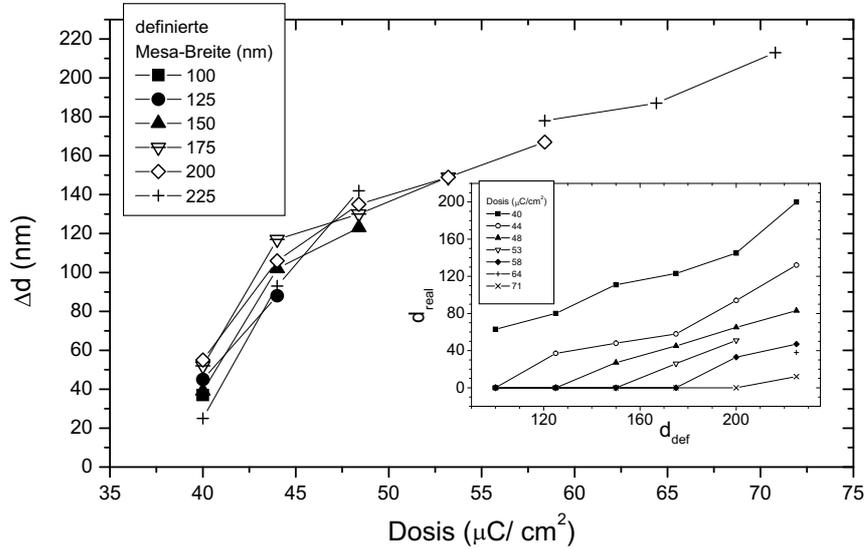


Abbildung 4.13: Die Lateralabweichung von InAs-Mesas in Abhängigkeit von der benutzten Dosis. Im eingefügten Graph ist die Abhängigkeit der erzielten Mesa-Breite von der definierten dargestellt.

### 4.8.3 Ätzmodell

Die stärkere Abhängigkeit der Ätzbreite von InAs bei geringen Dosen lässt sich qualitativ mit einem simplen Modell beschreiben. Dabei wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

- Ob eine bestimmte Region belichtet ist oder nicht, hängt davon ab, ob die dort deponierte Dosis einen gewissen Grenzwert  $D_{\text{min}}$  überschreitet oder nicht.
- InAs wird nur in belichtete Regionen geätzt. Dieser Näherung ist hier gerechtfertigt, da die Ätzrate von belichtetem InAs bis zu 70% höher sein kann, als von unbelichtetem (vgl. Abschnitt 4.7.2).
- Der dominierende Streuprozess ist Vorwärtsstreuung, Rückwärtsstreuung wird vernachlässigt.
- Die radiale Dosisverteilung lässt sich im Rahmen des Gaußmodells beschreiben (s. Abschnitt 4.3.5).

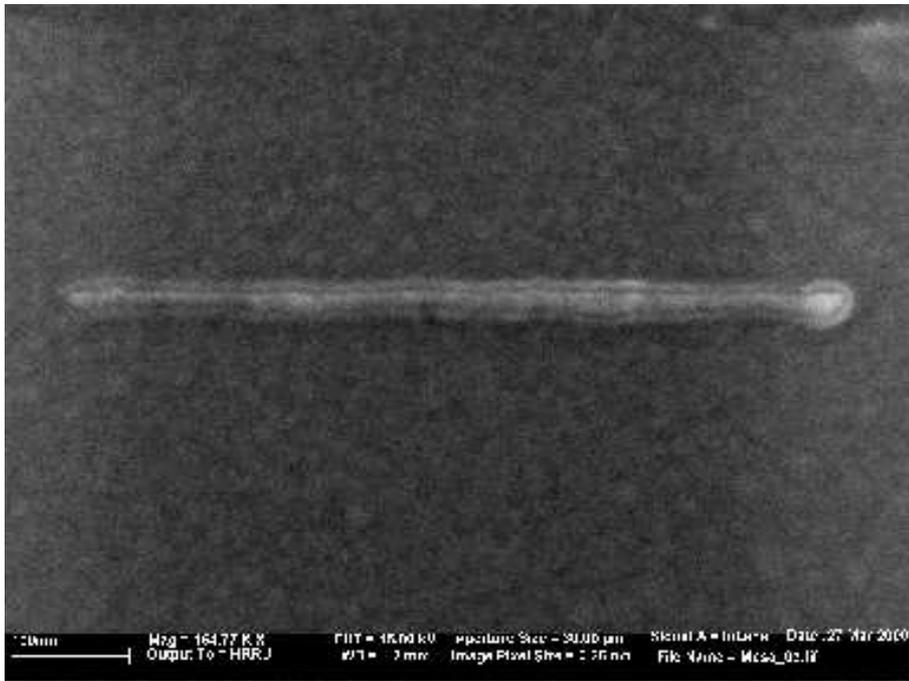


Abbildung 4.14: Die schmalste mit nasschemischen Ätzen hergestellte InAs-Mesa. Die erzielte Breite beträgt ca. 12 nm. Die definierte Breite betrug 225 nm, die dazu benutzte Dosis  $71 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ .

- Eine Tiefenabhängigkeit der deponierten Dosis wird nicht berücksichtigt.

Wenn lediglich Vorwärtstreue ( $\eta = 0$ ) stattfindet, vereinfacht sich das Gaußmodell (Gl. 4.9, S. 93) zu einer einzelnen Gaußfunktion:

$$D(r) = D_0 \left( \frac{1}{\sigma_v^2} e^{-\left(\frac{r}{\sigma_v}\right)^2} \right) \quad (4.11)$$

Der im Rahmen dieses Modell geätzten Bereich ist durch die Forderung

$$D(r) \geq D_{min} \quad (4.12)$$

beschrieben. Zusammen mit Gl. 4.11 gilt:

$$r \leq \sqrt{-\sigma_v^2 \ln\left(\sigma_v^2 \frac{D_{min}}{D_0}\right)} \quad (4.13)$$

Eine graphische Darstellung dieser Bedingung ist in Abb. 4.15 gegeben. Man erkennt, dass bei niedrigen Dosen die Abhängigkeit am größten ist. Ein numerischer Fit an die dosisabhängigen Breiten einer InAs-Mesa ( $d_{def} = 225 \text{ nm}$ ) ist zusammen mit den experimentellen Daten in Abb. 4.16 dargestellt.

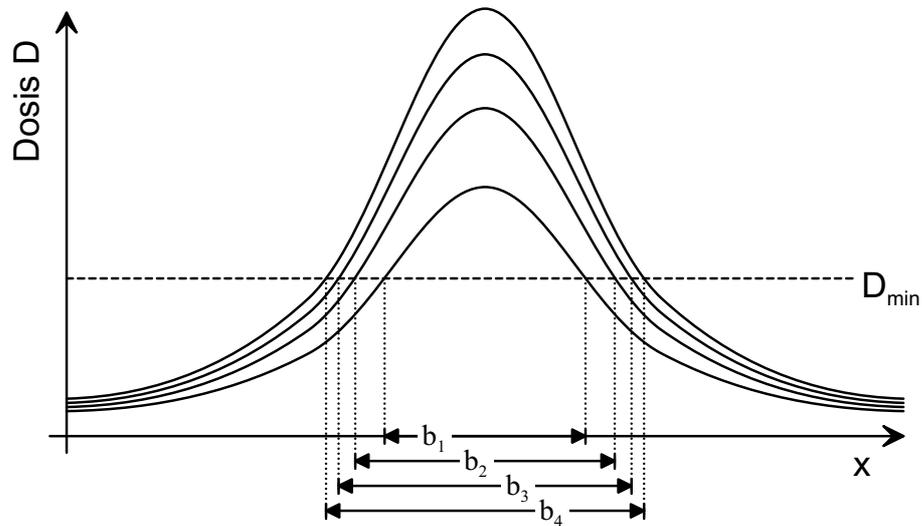


Abbildung 4.15: Die gaußförmige radiale Dosisverteilung bei verschiedenen Gesamtdosen. Der den Grenzwert  $D_{min}$  überschreitende Bereich  $b_1 \dots b_4$  ist auf der x-Achse dargestellt.

Bei den in Abschnitt 4.8.1 vorgestellten Messungen an (Al,Ga)Sb-Mesas sollte nach diesem Modell eine stärkere Abhängigkeit der Lateralabweichung  $\Delta d$  von der Dosis zu beobachten sein, weil die (Al,Ga)Sb Ätzraten stärker von einer EBL beeinflusst werden als bei InAs. Die Mesa Strukturierung wurde in diesem Fall allerdings durch zwei aufeinander folgende Ätzschritte bewerkstelligt. Es kann daher zu einer - dosisunabhängigen - weitaus stärkeren Unterätzung des Materials führen, die den eigentlichen Effekt überdeckt.

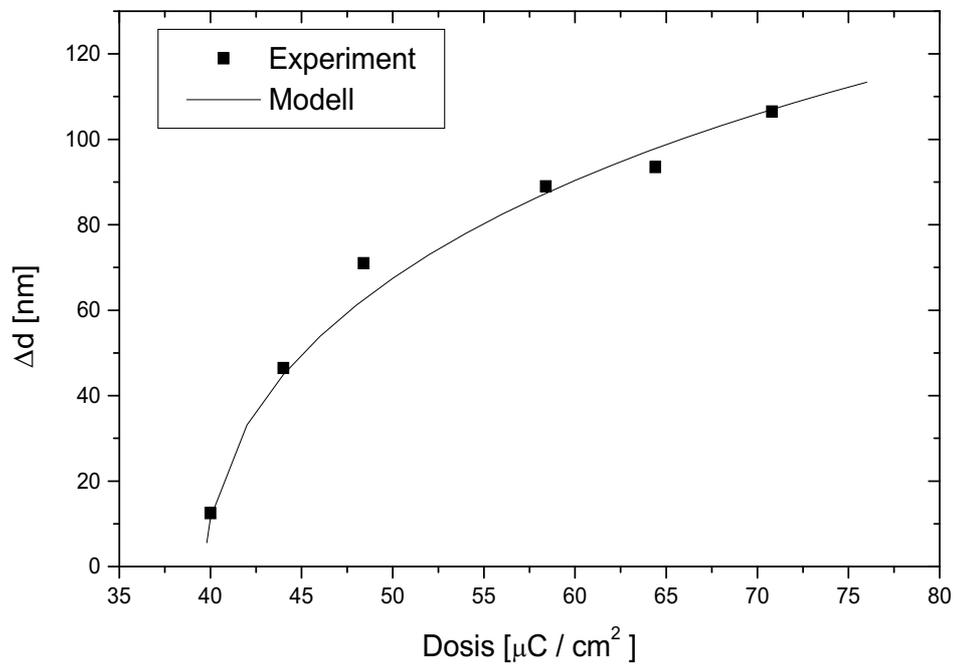


Abbildung 4.16: Vergleich der experimentellen Daten der 225 nm breit definierten InAs-Mesa (Punkte) mit dem Fit des Modells (Kurve).



# Kapitel 5

## Elektrische Spin Injektion in InAs ?

### 5.1 Motivation

Im Kapitel 3 ist gezeigt worden, dass elektrische Spin-Injektion im wide-gap Materialsystem (Be,Zn,Mn)Se - (Be,Zn)Se erreicht werden kann. Der Stromtransport findet in diesem Fall lediglich im II/VI-Material statt. Da der Kontaktwiderstand sowohl eines *ex-situ* Metall-Kontaktes als auch an der II/VI - III/V Grenzfläche den zu erwartenden Effekt zu überdecken drohten, musste auf die komplexe zweidimensionale Geometrie zurückgegriffen werden (s. Abb. 3.9, S. 60). Das in Kapitel 1 vorgestellte quantitative Modell für elektrische Spin-Injektion im diffusiven Regime ist hingegen eindimensional, die Auswertung der Mess-Daten entsprechend kompliziert. Um zum einen den dem 1D Modell zugrunde liegenden Annahmen gerechter zu werden und um die elektrische Spin-Injektion in ein low gap III/V - Material zu demonstrieren, wird daher im folgenden das Materialsystem (Cd,Mn)Se-InAs betrachtet.

### 5.2 Materialsystem

#### 5.2.1 InAs

Einige allgemeine Eigenschaften des III/V - Halbleiters InAs wurden bereits in den Kapiteln 2 und 4 vorgestellt. Neben der hohen Elektronen-Beweglichkeit (bis zu  $\mu_e = 33.000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) und damit mittlerer freier Weglänge ist die effektive Elektronenmasse ( $m_e^* = 0,023 m_0$ ) sehr klein. Unter anderem ist dies die Ursache für eine Besonderheit an InAs Ober- und Grenzflächen. Band-

verbiegungen in diesen Regionen führen dazu, dass dort die Fermi-Energie im Leitungsband von InAs liegt, so dass sich, auch bei un- oder p-dotiertem Material, ein zweidimensionales Elektronengas ausbildet.

Wegen der damit verbundenen hohen Ladungsträgerkonzentration sind eventuell auftretende Barrieren bei Metall-InAs Kontakten so dünn, das Tunneln der dominierende Prozess ist. Prinzipiell sollten daher ohmsche Kontakte mit vielen Materialien zu erzeugen sein.

### 5.2.2 (Cd,Mn)Se

Die Gitterkonstante von InAs ( $6,0583 \text{ \AA}$ ) [Lan82] liegt zwischen denen von CdSe ( $6,077 \text{ \AA}$ ) und MnSe ( $5,893 \text{ \AA}$ ) [Fur88],  $\text{Cd}_{0,88}\text{Mn}_{0,12}\text{Se}$  wächst gitterangepasst auf InAs. Während CdSe aus der Schmelze in der Wurtzit-Struktur kristallisiert, bildet es bei epitaktischem Wachstum auf Zinkblende III/V Halbleitern ebenfalls die Zinkblende-Struktur aus. In dieser Modifikation hat es eine Bandlücke von  $1,83 \text{ eV}$  [Wis83]. Die effektive Elektronen-Masse im Leitungsband beträgt  $m_e^* = 0,11 m_0$  [Dal71], typische Beweglichkeiten sind  $100\text{-}300 \text{ cm}^2/Vs$  [Lan99].

## 5.3 Probenaufbau

### 5.3.1 Schichtsystem

Die im Rahmen dieser Arbeit benutzte Schichtstruktur ist in Abb. 5.1.a dargestellt. Auf ein n-dotiertes InAs(S)-Substrat ( $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), wird nach einem definierten Wachstumsstart eine  $200 \text{ nm}$  dicke  $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$ -Schicht aufgewachsen. *In-situ* wird das Halbleiter-Material mit Al metallisiert.

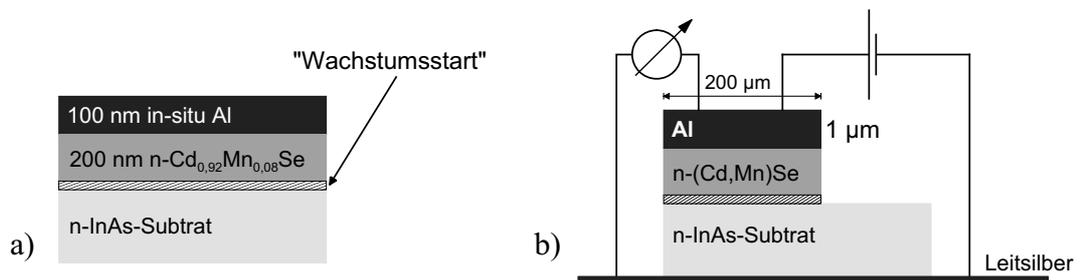


Abbildung 5.1: Benutzte Schichtstruktur (a), Geometrie der Probe nach der Prozessierung mit schematischer Darstellung des Messaufbaus (b).

### Details zum Wachstum

Es hat sich herausgestellt, dass mit einem Mangan-Anteil von 8 % trotz Verspannung eine bessere kristalline Struktur von (Cd,Mn)Se erreicht werden kann, als mit 12 % Anteil [Gra02b].

Alle Proben wurden, unabhängig von evtl. darauf folgenden weiteren Start-Prozeduren, mit einer *ex-situ* Schwefel-Passivierung vorbehandelt.

Mit der Schwefel-Passivierung, die ursprünglich zur Erzielung von ohmschen Metall-Kontakten entwickelt wurde [Oig91], werden evtl. vorhandene Wasserstoff und Sauerstoff-Adsorbate auf der InAs-Oberfläche durch Schwefel-Atome ersetzt. Dies führt zu einer homogenen stabilen Oberflächenrekonstruktion [Lec95]. Details zur Chemie sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Die strukturelle Qualität der (Cd,Mn)Se Epi-Schichten hängt darüber hinaus *empfindlich* von der Art des Wachstumsstarts auf der InAs-Oberfläche ab. Nach der Schwefel-Passivierung der InAs-Oberfläche wurden folgende Startprozeduren im Rahmen dieser Arbeit verwendet:

<b>Te-Start</b>	Vor dem Wachstum von (Cd,Mn)Se wird eine halbe Monolage Tellur auf der InAs-Oberfläche abgeschieden.
<b>Zn-Start</b>	Abscheidung einer halben Monolage Zink auf der InAs-Oberfläche
<b>3 ML ZnTe</b>	Drei Monolagen Zink-Tellurid werden aufgewachsen.
<b>4 nm ZnTe</b>	4 nm ZnTe werden aufgewachsen.
<b>Keine</b>	(Cd,Mn)Se wurde direkt auf die Schwefel-passivierte InAs Oberfläche gewachsen.

Mit Röntgen-Analysen konnte gezeigt werden, dass die strukturelle Qualität der auf 3 ML ZnTe gewachsenen (Cd,Mn)Se-Schichten am höchsten ist [Gra02].

### 5.3.2 Probengeometrie

Wegen der in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Eigenschaften der InAs-Grenzfläche ist es möglich, sowohl den Stromfluss durch die II/VI - III/V Grenzfläche hindurchzuleiten, als auch *ex-situ* Rückseitenkontakte zu verwenden. Die Proben konnten daher in einer quasi 1D-Geometrie vermessen werden (Abb. 5.1.b).

In der Tat haben 2-Punkt-Testmessungen ergeben, dass sowohl der *in-situ* hergestellte Metall-Top-Kontakt als auch der Rückseitenkontakt mit Leitsilber keinen nennenswerten Beitrag zum Probenwiderstand leisten. Eine eventuell bestehende geringe Kontaktqualität auf der Rückseite, wird durch die große Kontaktfläche (mehrere mm<sup>2</sup>) kompensiert.

<b>InAs-Passivierung</b>		
<b>Rezeptur</b>		<b>Dauer</b>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Ammoniumsulfid <math>[(\text{NH}_4)_2\text{S}]</math></li> <li>• DI-Wasser</li> </ul>	10 ml 85 ml	5 min
dann		
<ul style="list-style-type: none"> <li>• tröpfchenweise Salpetersäure <math>[\text{HNO}_3 (10\%)]</math></li> </ul> bis pH=9,2 erreicht		
Anschließend ca. 30 s in DI-Wasser spülen		

Tabelle 5.1: Die verwendete Lösung zu Passivierung von InAs-Oberflächen.

### 5.3.3 Messverfahren

Messaufbau und -Verfahren entsprechen denen von Abschnitt 3.6.2 (S. 62).

## 5.4 Ergebnisse

### 5.4.1 I / U Kennlinien

In Abb. 5.2 ist eine typische I/U Kennlinie einer  $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se-InAs}$ -Struktur, aufgenommen in der in Abb. 5.1.b vorgestellten Messgeometrie, dargestellt. Die lateralen Abmessungen des „Turmes“ betragen  $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ , der Wachstumsstart von (Cd,Mn)Se wurde bei dieser Probe mit 3 ML ZnTe definiert. Die Kurve ist relativ linear, eine Auswertung bei kleinen Spannungen ergibt einen Widerstand von  $R = 4,6 \Omega$ . Dies ist bedeutend mehr als von den intrinsischen Eigenschaften der beteiligten Halbleiter her zu erwarten ist:

Wegen der um Größenordnungen höheren Leitfähigkeiten der Metalle an Ober- und Unter-Seite können diese bei der Abschätzung des Gesamtwiderstandes außer acht gelassen werden, ebenso, da in „pseudo 4 Punkt-Geometrie“ gemessen wird (vgl. Abb. 5.1.b), die Widerstände der Bonddrähte und der Bonds selbst. Schätzt man den Gesamtwiderstand  $R_S$  damit als Sum-

Die benutzten (Cd,Mn)Se-InAs-Schichtstrukturen					
Proben-Nr.	Wachstumsstart	Injektor / Detektor		Zwischenschicht	Top-Kontakt
		Material	Dicke (nm)		
cb2018	3 ML ZnTe	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2019	Zn-Start	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2020	nur S-Pass.	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2021	Te-Start	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2022	4 nm ZnTe	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2023	8 nm ZnTe	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2024	MEE	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al
cb2042	3 ML ZnTe	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	-	Al/Ti/Au
cb2043	3 ML ZnTe	$\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$	200	30 nm CdSe	Al/Ti/Au

Tabelle 5.2: Die benutzten Schichtstrukturen im Materialsystem (Cd,Mn)Se-InAs

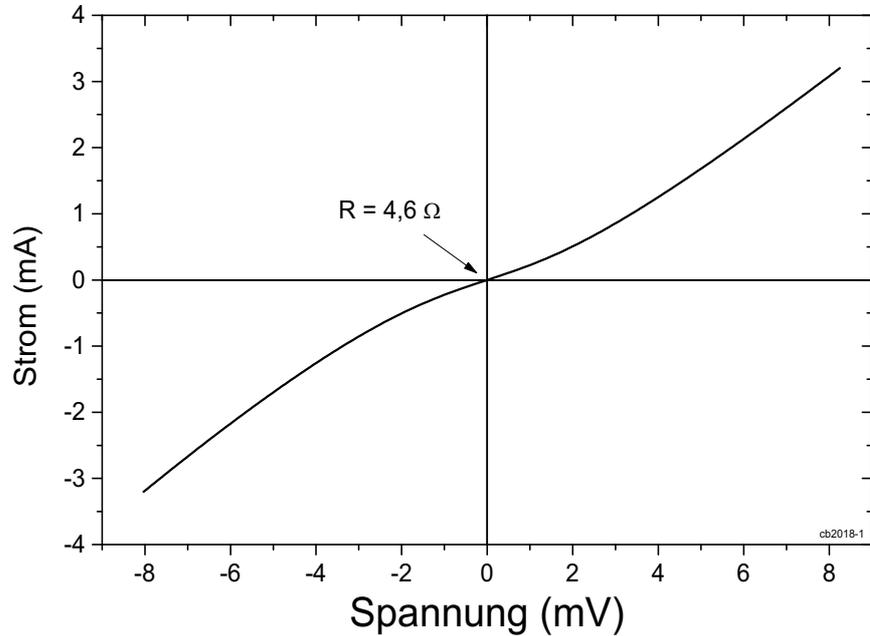


Abbildung 5.2: I/U Kennlinie einer (Cd,Mn)Se-InAs-Heterostruktur bei 4,2 K, die Auswertung bei kleinen Spannungen liefert einen Widerstand von  $R = 4,6 \Omega$ .

me der einzelnen Halbleiterschichten ab, erhält man:

$$\begin{aligned}
 R_S &= R_{(\text{Cd,Mn})\text{Se}} + R_{\text{InAs}} \\
 &= \varrho_{(\text{Cd,Mn})\text{Se}} \frac{200\text{nm}}{200\mu\text{m} \cdot 200\mu\text{m}} + \varrho_{\text{InAs}} \frac{500\mu\text{m}}{200\mu\text{m} \cdot 200\mu\text{m}} \quad (5.1) \\
 &\approx 10^{-3} \Omega + 5 \cdot 10^{-2} \Omega < 10^{-1} \Omega
 \end{aligned}$$

Bei der Abschätzung wurden die gemessenen, bzw. angestrebten Ladungsträgerdichten  $n_{\text{InAs}} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $n_{(\text{Cd,Mn})\text{Se}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  sowie in der Literatur übliche Werte für die Beweglichkeiten  $\mu_{\text{InAs}} = 10^4 \text{ cm}^2(\text{Vs})^{-1}$  [Lan82],  $\mu_{(\text{Cd,Mn})\text{Se}} = 10^2 \text{ cm}^2(\text{Vs})^{-1}$  [Lan99] benutzt. Der gemessene Widerstand ist damit um mehr als eine Größenordnung größer als der zu erwartende.

## 5.4.2 Magnetowiderstand

Der Magnetowiderstand des gleichen Turmes wie in Abschnitt 5.4.1 ist in Abb. 5.3 dargestellt. Die Form des Anstieg bei kleinen Feldern ist mit den

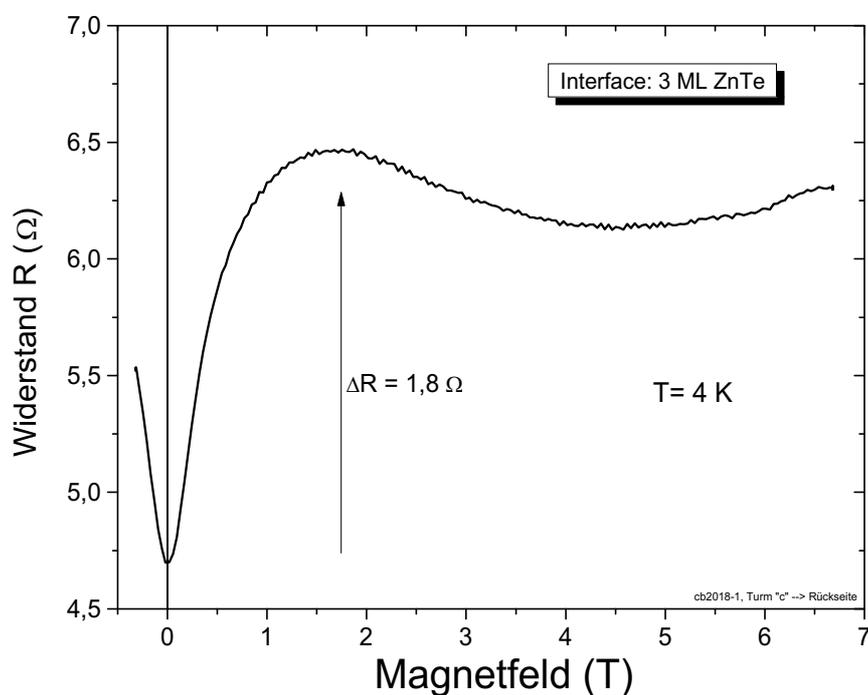


Abbildung 5.3: Magnetowiderstand einer  $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se-InAs}$ -Struktur,  $\mathbf{B}$  parallel zu  $\mathbf{I}$ .

gemessenen Abhängigkeiten im Materialsystem  $(\text{Be}, \text{Zn}, \text{Mn})\text{Se} - (\text{Be}, \text{Zn})\text{Se}$  (vgl. Abb. 3.12, S. 64) vergleichbar. Überraschend ist allerdings, dass sich der Magnetowiderstand nicht, wie im vorigen Materialsystem, asymptotisch einem Sättigungswert nähert, sondern bei ca. 1,7 Tesla ein Maximum erreicht und danach wieder *sinkt*. Desweiteren ist die Widerstandserhöhung  $\Delta R = 1,8 \Omega$  *größer* als der in Gl. 5.1 abgeschätzte intrinsische Halbleiterwiderstand. Nach dem Modell zum Magnetowiderstand durch elektrische Spin-Injektion ist dagegen der maximal erreichbare Widerstandseffekt ein Verdoppeln des Halbleiterwiderstandes (s. Abschnitt. 1.7.2, S. 26). Die erhaltene Kurve (ein ähnliches Verhalten ist auch niedrigeren Temperaturen zu beobachten (Abb. 5.4)), lässt sich daher *nicht* mit dem bisherigen Modell in Einklang bringen.

### 5.4.3 Tunnelkontakte

Berechnet man, ausgehend von der I/U-Kurve (Abb. 5.2) den Leitwert, erhält man den in Abb. 5.5 dargestellten Verlauf. Offensichtlich ist die Strom-Span-

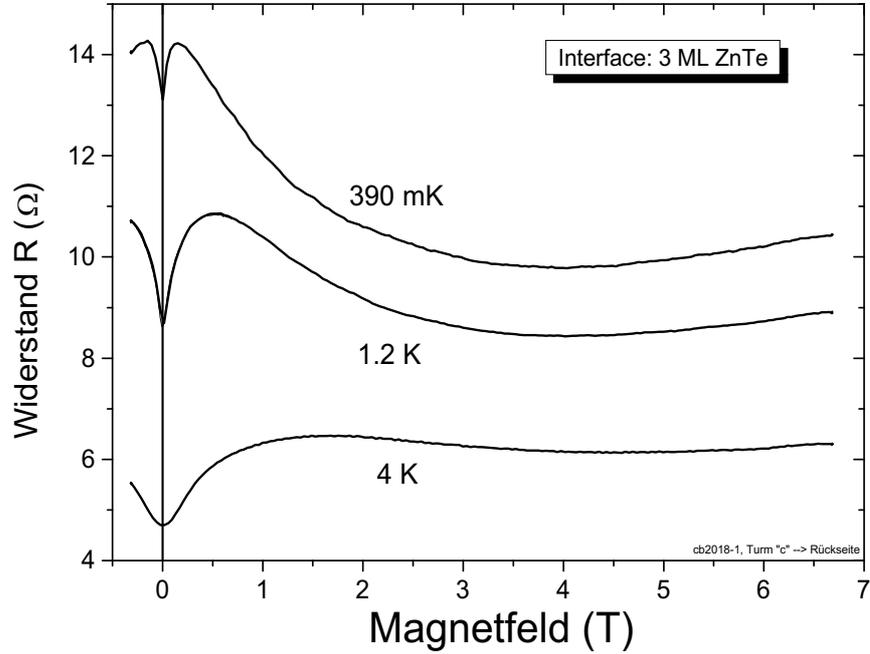


Abbildung 5.4: Magnetowiderstand einer  $\text{Cd}_{0.92}\text{Mn}_{0.08}\text{Se-InAs}$ -Struktur bei verschiedenen Temperaturen.

nungs-Abhängigkeit komplizierter als bei erstem Blick auf die Kurve zu erkennen ist. Eine streng lineare  $I/U$  Kennlinie würde sich in Abb. 5.5 als konstante Leitfähigkeit *unabhängig* von der angelegten Spannung äußern. Die gefundenen Abhängigkeit der Leitfähigkeit  $\sigma$  deutet, zusammen mit dem Unterschied von gemessenem und erwartetem Probenwiderstand auf einen oder mehrere Tunnelbarrieren hin. Prinzipiell lassen sich unter gewissen Annahmen aus der  $\sigma(U)$ -Abhängigkeit Informationen über Form und Größe der Tunnelbarrieren gewinnen. Unter Annahme parabolischer Bänder liefert z. B. das Modell von Brinkman *et. al.* [Bri70] für trapezförmige Tunnelbarrieren (Abb. 5.6.a) die Näherung für den Leitwert  $G$  der Barriere:

$$\frac{G(U)}{G(0)} = 1 - \left( \frac{A_0 \Delta\varphi}{16\bar{\varphi}^{3/2}} \right) eU + \left( \frac{9}{128} \frac{A_0^2}{\bar{\varphi}} \right) (eU)^2 \quad (5.2)$$

mit

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 \quad A_0 = 4(2m)^{1/2} \frac{d}{3\hbar} \quad (5.3)$$

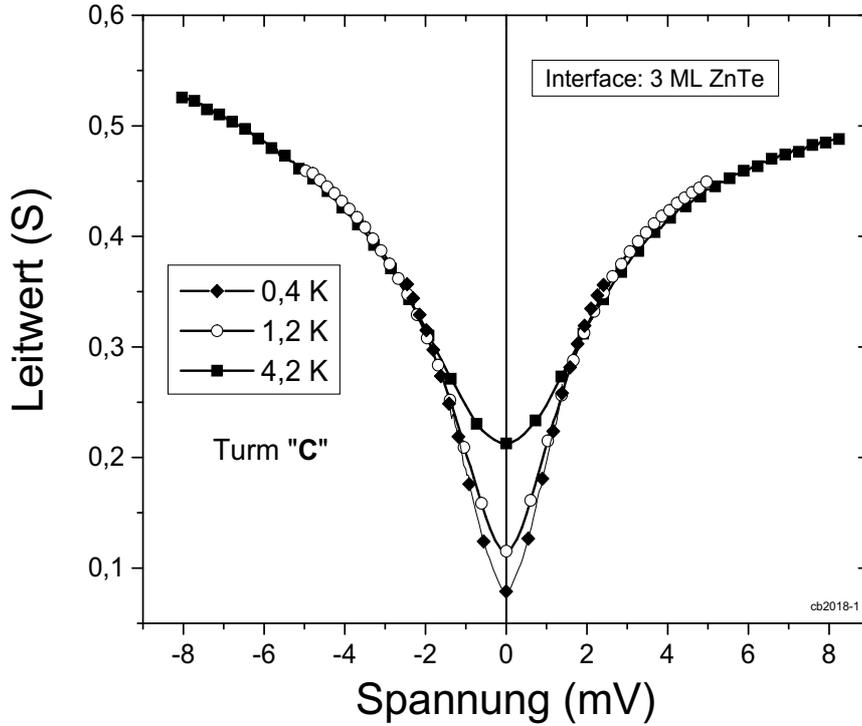


Abbildung 5.5: Leitwerte der Probe mit 3 ML ZnTe als Wachstumsstart für verschiedene Temperaturen. Die Daten wurden aus I/U Kennlinien berechnet.

Für den Sonderfall des symmetrischen Rechteckpotentials (Abb. 5.6.b), also  $\varphi_1 = \varphi_2 = \bar{\varphi}$  und  $\Delta\varphi = 0$ , liefert dies eine quadratische Abhängigkeit:

$$\frac{G(U)}{G(0)} = 1 + \left( \frac{9}{128} \frac{A_0^2}{\varphi_2} \right) (eU)^2 \quad (5.4)$$

Das andere Extrem dieses Modell ist das Dreieckpotential (Abb. 5.6.c) mit  $\varphi_1 = 0$ ,  $\varphi_2 = \Delta\varphi = 2\bar{\varphi}$ :

$$\frac{G(U)}{G(0)} = 1 - \left( \frac{A_0}{\sqrt{32}\sqrt{\varphi_2}} \right) eU + \left( \frac{9}{64} \frac{A_0^2}{\varphi_2} \right) (eU)^2 \quad (5.5)$$

Qualitativ beschreibt Gl. 5.4 die  $\sigma(U)$ -Abhängigkeit von Abb. 5.5 richtig, eine quantitative Analyse der Vorfaktoren liefert allerdings keine sinnvollen Ergebnisse. Durch die hohe Bandlücke von ZnTe (2,3 eV) ist eine Barriere in der Tat zu erwarten. PES Messungen von Th. Gleim *et. al.* [Gle02] liefern

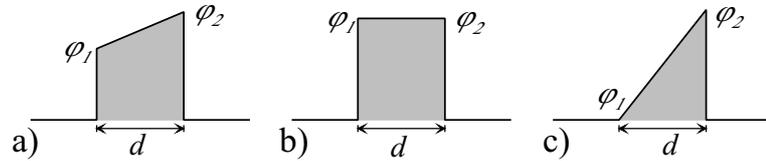


Abbildung 5.6: Allgemeiner Fall eines trapezförmigen Potentials (a) und die beiden Sonderfälle Rechteckpotential (b) und Dreieckpotential (c).  $d$  ist jeweils die Dicke,  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  sind die energetischen Potentialhöhen an den Rändern der Barriere.

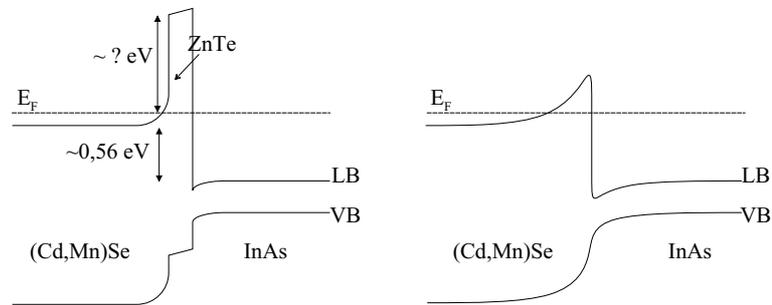


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung der Bandstruktur an der Grenzfläche (Cd,Mn)Se-InAs mit ZnTe als Startschicht (a) und ohne weitere Zwischenschichten (b), nach [Gle02].

unter Berücksichtigung von Ladungsträgern den in Abb. 5.7.a dargestellten Bandoffset, vergleichbar mit dem Rechteck-Potential des Brinkman-Modells. Bei allen anderen Interface-Strukturen ist in Ermangelung einer ausgebildeten Zwischenschicht mit hoher Bandlücke eher nur von Bandverbiegungen durch die Ladungsträger auszugehen (Abb. 5.7.b), analog zum Dreieckpotential. Allerdings wurde auch bei den letztgenannten Proben eine parabolische Abhängigkeit, *unabhängig* vom Vorzeichen der Spannung gefunden, im Gegensatz zu Gl. 5.5.

Eine mögliche Ursache der geringen Übereinstimmung von Theorie und Experiment ist in der Annahme parabolischer Bänder zu suchen. Da auch (Cd,Mn)Se und InAs in diesen Experimenten Dotierkonzentrationen über den jeweiligen Mott-Konzentrationen aufweisen, sind komplexere Bandstrukturen zu erwarten. Desweiteren berücksichtigt das vorgestellte Modell nicht die Eigenschaften der Grenzflächen selbst. Der Einfluss der Grenzflächen nimmt bei sinkender Barrierendicke zu [Ege02].

Dass die Interface Struktur ganz allgemein Auswirkungen auf die elektri-

Interface	Zn Start	Te Start	3ML ZnTe	4 nm ZnTe	nur S-Passivierung
Widerstand ( $\Omega$ )	8,7	48,6	4,6	223	109

Tabelle 5.3: Die Widerstände von  $200 \mu\text{m} * 200 \mu\text{m}$  großen (Cd,Mn)Se-Türmen auf InAs in Abhängigkeit von der Interface-Struktur. Alle Werte wurde bei 4 K gemessen, die Dotierung der Schichten ist jeweils nominell gleich ( $n \approx 5 - 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

schen Eigenschaften der Proben hat, ist in Tabelle 5.3 und in Abb. 5.8 dargestellt. In Tabelle 5.3 sind die typischen Probenwiderstände *ohne* äußeres Magnetfeld, bei einer Temperatur von 4 K angegeben, in Abb. 5.8 der Magnetowiderstand, normiert auf die in Tabelle 5.3 angegebenen Widerstände. Auffallend ist, das lediglich bei den Proben mit 3 ML ZnTe der Magnetowiderstand auch bei hohen Feldern noch positiv ist. Bei allen anderen Proben überkompensieren die einsetzenden negativen Effekte den bei kleinen Feldern positiven Magnetowiderstand.

Das vorgestellte Modell zur elektrischen Spininjektion liefert keine Erklärung für einen negativen Magnetowiderstand. Eine mögliche Ursache könnte sein, dass ein negativer Magnetowiderstand der Schichten selbst, bei hohen Feldern das Widerstandverhalten des Gesamtbeuteils dominiert. Daher wurden die Widerstände der Schichten einzeln betrachtet.

#### 5.4.4 Intrinsische Magnetowiderstände

##### InAs

InAs zeigt in diesem Dotier-Regime lediglich einen geringen negativen Magnetowiderstand [Lan82]. Unter Berücksichtigung des ohnehin geringen absoluten InAs-Schicht Widerstand (vgl. Gl. 5.1) ist dieser Effekt für die Gesamtprobe vernachlässigbar.

##### (Cd,Mn)Se

Eine (Cd,Mn)Se- Eichprobe zeigte dagegen ein überraschendes Verhalten. Auf ein undotiertes GaAs-Substrat wurde zuerst eine undotierte AlSb-(Al,Ga)Sb-ZnTe Struktur, dann die 200 nm dicke  $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$  Schicht gewachsen. Durch diese Schichtstruktur wurde Parallel-Leitung durch tiefer liegende Halbleiterschichten unterbunden.

Die Dotierung sollte *nominell* die gleiche wie bei den oben vorgestellten Spin-Injektionsproben sein. Vier-Punkt-Messungen des Magnetowider-

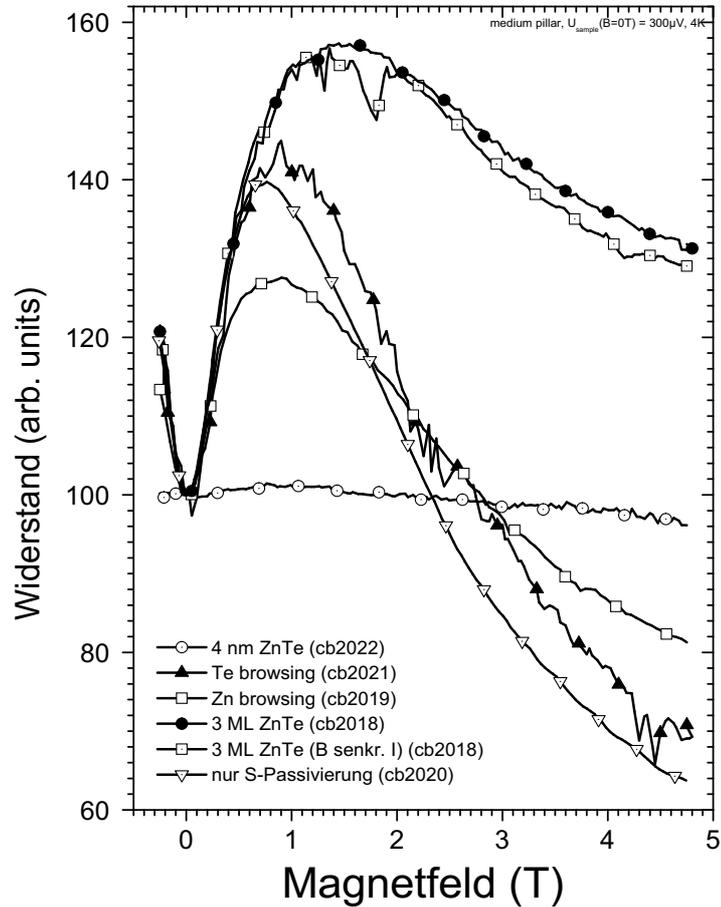


Abbildung 5.8: Magnetowiderstand von (Cd,Mn)Se-InAs-Proben für verschiedene Interface-Strukturen.

standes bei 4 K sind in Abb. 5.9 dargestellt. Man erkennt eine Widerstandsabhängigkeit vom Magnetfeld, die eine große Ähnlichkeit zum LMR der Spin-Injektionsproben aufweist. Der Verlauf des Magnetowiderstandes stimmt qualitativ mit dem in der Literatur beschriebenen überein [Sha87].

Zwar liegt der Effekt in der Größenordnung von 40%, aber auch mit diesem Magnetowiderstand kann das Verhalten der Probe nicht direkt erklärt werden. Auch hier ist der absolute (abgeschätzte) Schichtwiderstand zu klein (vgl. Gl. 5.1).

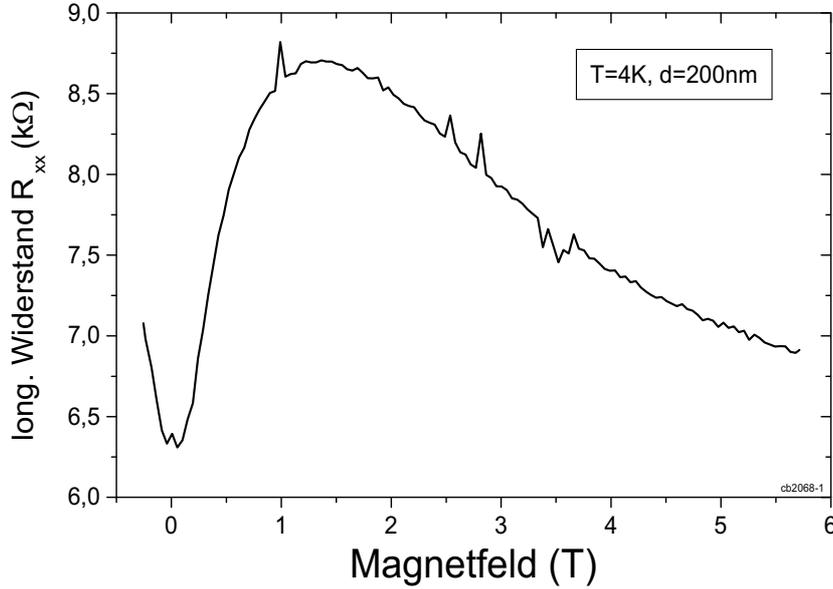


Abbildung 5.9: Magnetowiderstand einer 200 nm dicken  $\text{Cd}_{0,92}\text{Mn}_{0,08}\text{Se}$  Schicht, aufgenommen bei 4 K. Die Schicht ist elektrisch vom Substrat isoliert.  $\mathbf{B} \perp \mathbf{I}$ .

## 5.5 Spinabhängiger Tunneleffekt ?

Eine endgültige Aussage über den dem Magnetowiderstand der (Cd,Mn)Se-InAs-Proben zugrundeliegenden Mechanismus lässt sich zum derzeitigen Zeitpunkt nicht machen. Aus der Diskrepanz aus abgeschätztem und gemessenem Gesamtwiderstand, sowie aus den Nichtlinearitäten der I/U Kurven folgert die Existenz einer Tunnelbarriere an der Grenzfläche (Cd,Mn)Se-InAs. Da der intrinsische Magnetowiderstand von (Cd,Mn)Se einen ähnlichen Verlauf wie die Gesamtprobe zeigt, ist es möglich, dass durch den Tunneleffekt eine Verstärkung des (Cd,Mn)Se Widerstandes eintritt:

Unter Vernachlässigung des Spins kann man grob in einer Dimension die Stromdichte  $j_T$  an einem Tunnelkontakt zwischen den Materialien  $a$  und  $b$  mit den dort existierenden Zustandsdichten  $D_a(E)$  und  $D_b(E)$  beschreiben als [Bri70]:

$$\begin{aligned}
 j_T &= j_{T,\rightarrow} - j_{T,\leftarrow} \\
 &= \kappa \int dE [D_a(E) f(E)] P(E) D_b[(E - eU)(1 - f(E - eU))] \\
 &\quad - \kappa \int dE [D_a(E)(1 - f(E))] P(E) [D_b(E - eU) f(E - eU)] \\
 &= \kappa \int dE D_a(E) P(E) D_b(E - eU) [f(E) - f(E - eU)]
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

$U$  ist dabei die am Tunnelkontakt anliegende Spannung,  $P(E)$  das die Tunnelwahrscheinlichkeit beschreibende Matrixelement.  $f(E)$  ist die Fermi-Funktion,  $\kappa$  eine Konstante.

Der Widerstand des Tunnelkontaktes ist damit auch abhängig von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Ladungsträger. Wenn sich der Magnetowiderstand von (Cd,Mn)Se in einer Verringerung der delokalisierten Ladungsträger äußert, kann sich der eigentlich intrinsische Magnetowiderstand, durch den Tunneleffekt absolut verstärkt, auf das Widerstandsverhalten des Gesamtbauteils auswirken. Darüber hinaus ist es bei einer *spinabhängigen* Verringerung der delokalisierten Ladungsträger möglich, dass die durch die Kontaktbarriere tunnelnden Elektronen spinpolarisiert sind

Die mikroskopischen Effekte, die zum Magnetowiderstandsverhalten im (Cd,Mn)Se führen, sind nicht restlos geklärt [Sha87]. Falls es durch die hohe Zeeman-Aufspaltung im DMS zu unterschiedlich besetzten Spin-Bändern kommt, kann es aufgrund der dann *spinabhängigen* Zustandsdichten zu einer Spin-Injektion kommen.

Inwieweit der Gesamtwiderstand des Bauteils auf die Spin-Injektion zurückzuführen ist oder allgemein auf den durch Tunneleffekt verstärkten intrinsischen Magnetowiderstand des (Cd,Mn)Se ist z. Zt. nicht zu sagen.

Wünschenswert ist daher eine weitere Probenreihe mit höherer Dotierung, in der kein positiver intrinsischer Magnetowiderstand im (Cd,Mn)Se vorliegt. Ein positiver Magnetowiderstand der Gesamtstruktur ließe sich in diesem Fall nicht auf einen durch Tunneleffekte verstärkten Magnetowiderstand einer Einzelschicht zurückführen.

Jeglicher positiver Magnetowiderstand wäre dann ungezwungen einer elektrischen Spin-Injektion zuzuschreiben.

# Zusammenfassung

Die bisherigen Ergebnisse der elektrischen Spininjektion in Halbleiter im diffusivem Regime werden mit dem Modell von Schmidt *et. al* gut beschrieben. Eine Folgerung aus diesem Modell ist, dass n-dotierte, verdünnte magnetische Halbleiter („diluted magnetic semiconductors“, DMS) als Injektor-Materialien für die elektrische Spininjektion in Halbleiter gut geeignet sind. Im Jahr 1999 wurde darüber hinaus die elektrische Injektion von einem DMS in einem nicht magnetisch dotierten Halbleiter („non magnetic semiconductors“, NMS) mit optischen Mitteln nachgewiesen.

Die elektrischen Eigenschaften des Metall-Halbleiter-Kontaktes vom Materialsystem n-(Be,Zn,Mn)Se - n-(Be,Zn)Se wurden untersucht und optimiert, wobei spezifische Kontakwiderstände von bis zu  $\approx 2 \cdot 10^{-3} \Omega \text{cm}^2$  bei 4K erreicht wurden. Der Kontakt zwischen n-(Be,Zn,Mn)Se und n-(Be,Zn)Se ist unkritisch, weil der auftretende Leitungsband-Offset lediglich 40 meV beträgt.

Die Spininjektionsmessungen wurden an Bauteilen mit einem adaptiertem Design der Transmission-Line Messungen („TLM“) durchgeführt. Bei diesem Materialsystem wurde am Gesamtbauteil ein positiver Magnetowiderstand von bis zu 25 % detektiert. Da sowohl der intrinsische Magnetowiderstand der einzelnen Halbleiterschichten negativ bzw. konstant war, als auch kein besonderes Magnetowiderstandsverhalten an der Metall-Halbleiter-Grenzschicht festgestellt werden konnte, kann dieser Magnetowiderstand als erster elektrischer Nachweis einer Spininjektion in einen Halbleiter angesehen werden. Die bei geringeren Temperaturen (300 mK und 2 K) bereits bei kleineren B-Feldern eintretende Sättigung des Widerstandes ist darüberhinaus mit der Temperaturabhängigkeit der Zeeman-Aufspaltung des DMS in Einklang zu bringen.

Eine systematische Untersuchung dieses „Large Magnetoresistance“ Effektes von der Dotierung der beteiligten Halbleiter zeigt hingegen ein komplexeres Bild auf. Es scheint ein optimales Dotierregime, sowohl für den DMS als auch für den NMS zu geben. Höhere oder geringere Dotierung reduzieren die relative Größe des positiven Magnetowiderstandes. Auch bei stark unter-

schiedlich dotierten DMS- und NMS-Schichten tritt eine (partielle) Unterdrückung des Magnetowiderstandes auf, in Übereinstimmung mit dem Modell.

Dies lässt den Schluss zu, dass neben einer, der Spininjektion abträglichen, großen Differenz der Ladungsträgerdichten, evtl. auch die Bandstrukturen der beteiligten Halbleiter für die Spininjektionseffekte von Bedeutung ist.

Um die elektrische Spininjektion auch in der technologisch wichtigen Familie der III/V Halbleiter etablieren zu können, wurde die elektrische Spininjektion von n-(Cd,Mn)Se in n-InAs untersucht.

Basierend auf den Prozessschritten „Elektronenstrahlbelichtung“ und „nasschemisches Ätzen“ wurde eine Ätztechnologie entwickelt und optimiert, bei der die Ätzraten über die zuvor durchgeführte EBL kontrollierbar eingestellt werden können. Mesas mit Breiten von bis zu 12 nm konnten damit hergestellt werden.

Untersuchungen zur elektrischen Spininjektion von (Cd,Mn)Se in InAs wurden mit Stromtransport senkrecht zur Schichtstruktur durchgeführt. Erste Messungen deuten bei niedrigen Magnetfeldern ( $B < 1,5T$ ) auf eine ähnliche Abhängigkeit des Gesamtwiderstand vom externen Feld hin wie im Materialsystem (Be,Zn,Mn)Se - (Be,Zn)Se. Allerdings tritt bei höheren Feldern ein stark negativer Magnetowiderstand des Gesamtbauteils auf, der qualitativ einen ähnlichen Verlauf zeigt wie die (Cd,Mn)Se-Schicht allein. Da die I/U Kennlinien des Gesamtbauteils Nichtlinearitäten aufweisen, können Tunneleffekte an einer oder mehrerer Barrieren eine wichtige Rolle spielen. Ob durch diese Tunneleffekte eine elektrische Spininjektion induziert wird, kann noch nicht abschließend geklärt werden. Wünschenswert ist daher eine weitere Charakterisierung der Einzelschichten. Ein weiteres Ziel ist, in Verbindung mit den oben angeführten technologischen Vorbereitungen, eine durch Nanostrukturierung ermöglichte, delokale Messung des Magnetowiderstand. Durch dieses Messverfahren könnten etwaige Tunnel-Effekte an der Metall-DMS Schicht zwanglos von denen an der DMS-NMS Grenzschicht getrennt werden.

# Literaturverzeichnis

- [Ada91] S. Adachi und T. Taguchi, Phys. Rev. B **43**, 9569 (1991).
- [Ale68] M. N. Alexander und D. F. Holcomb, Rev. Mod. Phys. **40**, 815 (1968).
- [All97] Fa. Allresist, Datenblätter (1997).
- [Alt83] M. Altarelli und F. Bassani in *Handbook of Semiconductors, Vol. 1*, Hrsg. W. Paul (North Holland, Amsterdam, 1983) S. 281 ff. .
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, V. D. Nguyen, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und A. Chazels, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [Bar86] D. V. Bartholemew, J. K. Furdyna und A. K. Ramdas, Phys. Rev. B **34**, 6943 (1986).
- [Bar90] J. Barnas, A. Fuss, R. Camley, P. Grünberg, W. Zinn, Phys. Rev. B **42**, 8110 (1990).
- [Bas88] G. Bastard, *wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, (Halsted Press, New York, 1988).
- [Ber72] H. H. Berger, Solid State Electron. **15**, 145 (1972).
- [Ber81] Bergmann, Schäfer, *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 4: „Teilchen“*, de Gruyter, Berlin, 1981).
- [Bha83] A. K. Bhattacharjee, G. Fishman und B. Coqblin, Physica B **117-118**, 449 (1983).
- [Bib00] M. Bibus, Diplomarbeit, 2.Physikalisches Institut der RWTH Aachen (2000).

- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, *Sov. Phys.-JETP* **42**, 705 (1975).
- [Bla81] P. Blanconnier, J. F. Hogrel, A. M. Jean-Louis und B. Sermage, *J. Appl. Phys.* **52**, 6895 (1981).
- [Blo96] C. J. Blomfield, I. M. Dharamadasa, K. A. Prior und B. C. Cavenett, *J. Crystal Growth* **159**, 727 (1996).
- [dBr23] L. de Broglie, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, **177**, 507-510 (1923).
- [Bre80] G. R. Brewer, Hrsg., *Electron Beam Lithography in Microelectronic Fabrication*, (Academic Press, WO, 1980).
- [Bri70] W. F. Brinkman, R. C. Dynes und J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* **41**, 1915 (1970).
- [Bro92] T. P. E. Broekaert und C. G. Fonstadt, *J. Elektrochem. Soc.* **139**, 2306 (1992).
- [Cab97] A. Cabbibo, J. R. Childress, S. J. Pearton, F. Ren und J. M. Kuo, *J. Vac. Sci. Technol. A* **15**, 1215 (1997).
- [Che94] W. Chen, A. Kahn, P. Soukiassian, P. S. Mangat, J. Gaines, C. Ponzoni und D. Olego, *J. Vac. Sci. Technol. B* **12**, 2369 (1994).
- [Coh87] E. R. Cohen und B. T. Taylor, *Rev. Mod. Phys* **59**, 1121 (1987).
- [Dal71] R. Dalven, *phys. stat. sol. (b)* **98**, K23 (1971).
- [Dat90] S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [Dea81] P. J. Dean, D. C. Herbert, C. J. Werkhoven, B. J. Fitzpatrick und R. N. Bhargava, *Phys. Rev. B* **23**, 4888 (1981).
- [Dob93] E. A. Dobisz, C. R. K. Marrian, R. E. Salvino, M. A. Ancona, F. K. Perkins und N. H. Turner, *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**, 2733 (1993).
- [Dya71] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', *Sov. Phys.-JETP* **33**, 1053 (1971).
- [Dya84] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', in *Optical Orientation*, ed. F. Meier and B.P. Zakharchenya, *Problems in Condensed Matter Sciences*, Vol. 8 (North-Holland, Amsterdam, 1984), S. 11.

- [Ege02] C. Egues, private Mitteilung.
- [Ehr87] H. Ehrenreich, K. C. Hass, B. E. Larson und N. F. Johnson, in *Diluted Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors*, ed. R. L. Aggarwal, J. K. Furdyna und S. von Molnar (Materials Research Society, Pittsburgh, PA, 1987), Vol. 89, S. 187.
- [Ell54] R. J. Elliot, Phys. Rev. **96**, 266 (1954).
- [Fab99] J. Fabian und S. Das Sarma, J. Vac. Sci. Technol. B **17**, 1708 (1999).
- [Fie99] R. Fiederling, M. Keim, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag und L. W. Molenkamp, Nature **402**, 787 (1999).
- [Fil00] A. T. Filip, B. H. Hoving, F. J. Jedema, B. J. van Wees, B. Dutta und S. Borghs, Phys. Rev. B **62**, 9996 (2000).
- [Fur88] J. K. Furdyna, J. Appl. Phys. **64**, R29 (1988).
- [Gaj79] J. A. Gay, R. Planel und G. Fishman, Solid State Commun. **29**, 435 (1979).
- [Gar99] S. Gardelis, C. G. Smith, C. H. W. Barnes, E. H. Linfield und D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **60**, 7764 (1999).
- [Gat98] C. Gatzke, S. J. Webb, K. Fobelets und R. A. Stradling, Semicond. Sci. Technol. **13**, 399 (1998).
- [Gei66] R. Geick und C. H. Perry, J. Appl. Phys. **37**, 1994 (1966).
- [Gie87] T. M. Giebultowicz, J. J. Rhyne und J. K. Furdyna, J. Appl. Phys. **61**, 3537 (1987).
- [Gle02] 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. Steinrück, Appl. Phys. Lett. **81**, 3813 (2002).
- [Gou25] S. A. Goudsmith und G. E. Uhlenbeck, Die Naturwissenschaften **13**, 953 (1925).
- [Gra02] P. Grabs, G. Richter, R. Fiederling, C. R. Becker, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, W. Weigand, E. Umbach, I. V. Sedova, S. V. Ivanov, Appl. Phys. Lett. **80**, 3766 (2002).

- [Gra02b] P. Grabs, private Mitteilung.
- [Hae98] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle und K. Eberl  
Appl. Phys. Lett. **73**, 1580 (1998).
- [Ham99] P. R. Hammar, B. R. Bennet, M. J. Yang und M. Johnson,  
Phys. Rev. Lett. **83**, 203 (1999).
- [Ham00] P. R. Hammar, B. R. Bennet, M. J. Yang und M. Johnson,  
Phys. Rev. Lett. **84**, 5024 (2000).
- [Has62] M. Hass und B. W. Henvis, J. Phys. Chem. Sol. **23**, 1099 (1962).
- [Hen84] H. K. Henisch *Semiconductor contacts*, (Oxford University Press,  
New York, 1984).
- [Hu 01] C.-M. Hu, J. Nitta, A. Jensen, J. B. Hansen und H. Takayanagi,  
Phys. Rev. Lett. **63**, 125333 (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).
- [Jed02] F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. Baselmans und  
B. J. van Wees, Nature **416**, 713 (2002).
- [Kan66] E. O. Kane, in *Semiconductors and Semimetals*, Hrsg. R. K. Wil-  
lardson und A. C. Beer (Academic Press, New York, 1966).
- [Kas91] V. A. Kasiyan, D. D. Nedeoglo, A. V. Simashkevich und  
I. N. Timchenko, phys. stat. sol. (b) **167**, 205 (1991).
- [Kik98] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom,  
Phys. Rev. Lett. **80**, 4313 (1998).
- [Kik99] J. M. Kikkawa und D. D. Awschalom, Nature **397**, 139 (1999).
- [Kis85] E. Kisker, K. Schröder, W. Gudat, M. Campagna,  
Phys. Rev. B **31**, 329 (1985).
- [Koe98] M. Köhler, *Ätzverfahren für die Mikrotechnik*, (Wiley-VCH,  
Weinheim, 1998).
- [Koe01] M. Köhler, *Nanotechnologie*, (Wiley-VCH, Weinheim, 2001).
- [Koe02] B. König, private Mitteilung.

- [Kys75] D. F. Kyser und N. S. Viswanathan,  
J. Vac. Sci. Technol. **12**, 1305 (1975).
- [Lan82] Landolt-Börnstein III 17/a und 17/b, Springer-Series, Berlin,  
1982
- [Lan86] Landolt-Börnstein III 19/a, Springer-Series, Berlin, 1986
- [Lan93] W. Langheinrich, Dissertation, Institut für Halbleitertechnik der  
RWTH Aachen (1993).
- [Lan99] Landolt-Börnstein III 41, Springer-Series, Berlin, 1999
- [Lar86] B. E. Larson, K. C. Hass und R. L. Aggarwal,  
Phys. Rev. B **33**, 1789 (1986).
- [Lar88] B. E. Larson, K. C. Hass, H. Ehrenreich und A. E. Carlson,  
Phys. Rev. B **37**, 4137 (1988).
- [Lec95] J. L. Leclercq, E. Berginat und G. Hollinger,  
Semicond. Sci. Technol. **10**, 95 (1995).
- [Lom88] G. Lommer, F. Malcher, U. Rössler, Phys. Rev. Lett. **60**, 728  
(1988).
- [Mai88] B. E. Maille, A. Forchel, R. German, A. Menschig, H. P. Meier  
und D. Gruetzmacher, J. Vac. Sci. Technol. B **6**, 2308 (1988).
- [Mat93] Y. Matsuda, N. Kuroda, I. Mogi, G. Kido, Y. Nishina, Y. Naka-  
gawa, J. R. Anderson und W. Giriat, Jpn. J. Appl. Phys. **32**,  
270 (1993).
- [Max97] I. Maximov, A. L. Bogdanov und L. Montelius,  
J. Vac. Sci. Technol. B **5**, 2291 (1997).
- [Maz99] I. I. Mazin, Phys. Rev. Lett. **83**, 1427 (1999).
- [McI80] G. J. McIntyre, G. Moss, Z. Barnea, Acta Crystallogr. A **36**, 482  
(1980).
- [Mer94] R. Meservey und P. M. Tedrow, Physics Reports **238**, 173 (1994).
- [Mic77] H. B. Michaelson, J. Appl. Phys. **48**, 4729 (1977).
- [Miy92] T. Miyajima, H. Okuyama und K. Akimoto, Jpn. J. Appl. Phys.  
**31**, L1743 (1992).

- [Mon99] F. G. Monzon und M. L. Roukes, *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 632 (1999).
- [Mon00] F. G. Monzon, H. X. Tang, and M. L. Roukes, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5022 (2000).
- [Mor88] W. M. Moreau, *Semiconductor Lithography*, (Plenum Press, New York, 1988).
- [Mot56] N. F. Mott, *Can. J. Phys.* **34**, 1356 (1956).
- [Mur96] S. Murad, M. Rahman, N. Johnson, S. Thoma, S. P. Beaumont und C. D. W. Wilkinson, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 3658 (1996).
- [Nol93] W. Nolting, *Grundkurs theoretische Physik, Bd. 5*, (Verlag Zimmermann-Neufang, Ulmen 1993).
- [Nol99] W. Nolting, *Grundkurs theoretische Physik, Bd. 4*, (Vieweg Verlag, Braunschweig 1999).
- [Oig91] H. Oigawa, J. F. Fan, Y. Nannichi, H. Sugahara und M. Oshima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L322 (1991).
- [Ols96] L. Ö. Olsson, C. B. M. Anderson, M. C. Håkansson, J. Kanski, L. Ilver und U. O. Karlson, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3626 (1996).
- [Paj78] A. Pajczkowska, *Prog. Cryst. Growth Charact.* **1**, 289 (1978).
- [Par99] M. R. Park, W. A. Anderson, M. Jeon und H. Luo, *Solid State Electron.* **43**, 113 (1999).
- [Pau25] W. Pauli, *Z. Phys.* **31**, 765 (1925).
- [Pau68] L. Pauling, *Die Natur der chemischen Bindung*, (Verlag Chemie, Weinheim-Bergstr., 1968).
- [Phi02] Philips Electron Optics, Mitteilung per e-mail, 2002.
- [Pra91] W. P. Pratt, S. F. Lee, J. M. Slaughter, R. Lololee, P. A. Schroeder und J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3060 (1991).
- [Pri95] G. A. Prinz, *Physics Today*, April 1995, 58.
- [Ray79] A. Raymond, J. L. Robert und C. Bernard, *J. Phys. C* **12**, 2289 (1979).

- [Rod75] D. L. Rode in *Semiconductors and Semimetals, Vol. 10*, Hrsg. R. K. Willardson und A. C. Beer (Academic Press, New York, 1975).
- [Sch97] K. Schüll, Dissertation, Physikalisches Institut der 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 und L. W. Molenkamp, Semicond. Sci. Technol. **17**, 310 (2002).
- [Sch02b] G. Schmidt, private Mitteilung.
- [Sem78] N. A. Semikolenove, I. M. Nesmelove und E. N. Khaborov, Sov. Phys. Semicond. **12**, 1139 (1978).
- [Sha87] S. Shapira, in *Diluted Magnetic (Semimagnetic) Semiconductors* Hrsg. R. L. Aggarwal, J. K. Furdyna und S. von Molnar (Materials Research Society, Pittsburgh, 1987), Vol. 89, 209.
- [Sou98] R. J. Soulen Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, A. Berry, and J. M. Coey, Science **282**, 85 (1998);  
R. J. Soulen, Jr., M. S. Osofsky, B. Nadgorny, T. Ambrose, P. Broussard, S. F. Cheng, J. Byers, C. T. Tanaka, J. Nowak, J. S. Moodera, \*G. Laprade, A. Barry, M. D. Coey, J. Appl. Phys. **85**, 4589 (1999).
- [Spa96] W. Spahn, H. R. Ress, K. Schüll, M. Ehinger, D. Hommel und G. Landwehr, J. Crystal Growth **159**, 761 (1996).
- [Spi97] *Handbook of Microlithography, Micromashining and Microfabrication*, Hrsg. P. Rai-Choudhury, (Society of Photo-optical Instrumentation Engineers, 1997).
- [Sto38] E. C. Stoner, Proc. Roy. Soc. A **165**, 372 (1938);  
**169**, 339 (1939).
- [Swa69] R. K. Swank, M. Aven und J. Z. Devine, J. Appl. Phys. **40**, 89 (1969).
- [Sze81] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Wiley & Sons, New York, 1981.

- [Tsu70] D. C. Tsui, Phys. Rev. Lett. **24**, 303 (1970).
- [Twa83] A. Twardowski, T. Dietl und M. Demianuk, Solid State Commun. **48**, 845 (1983).
- [Twa84] A. Twardowski, M. von Ortenberg, M. Demianuk und R. Pauthenet, Solid State Commun. **51**, 849 (1984).
- [Upa98] S. K. Upadhyay, A. Palanisami, R. N. Louie, and R. A. Buhrmann, Phys. Rev. Lett. **81**, 3247 (1998).
- [Val93] T. Valet, A. Fert, Phys. Rev. B **48**, 7099 (1993).
- [Veg21] L. Vegard, Zeitschrift für Physik **5**, 17 (1921).
- [Vos89] M. Vos, F. Xu, S. G. Anderson und J. H. Weaver, Phys. Rev. B **39**, 10744 (1989).
- [vSo87] P. C. van Son, H. van Kempen und P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **58**, 2271 (1987).
- [vWe00] B. J. van Wees, Phys. Rev. Lett. **84**, 5023 (2000).
- [Wei95] Ch. Weißmantel, C. Haman, *Grundlagen der Festkörperphysik*, Verlag Johann Ambrosius Barth, Heidelberg, 1995.
- [Wis83] P. Wiśniewski und M. Nawrocki, phys. stat sol. (b) **117**, K43 (1983).
- [Wol88] P. W. Wolff, in *Semiconductors and Semimetals*, Hrsg. J. K. Furdyna und J. Kossut, Vol. 25, 413 (Academic, Boston, 1988).
- [Yaf63] Y. Yaffet, in *Solid State Physics*, Hrsg. F. Seitz und D. Turnbull, Vol. 14 (Academic, New York, 1963).
- [Yoh92] K. Yoh, K. Kiyomi, A. Nishida und M. Inoue, Jpn. J. Appl. Phys. **31**, 4515 (1992).
- [Yu 99] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, Springer, Berlin, 1999.
- [Zeh98] U. Zehnder, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Würzburg(1998).

## Eigene Publikationen

- [1] C. Gould, G. Schmidt, G. Richter, R. Fiederling, P. Grabs, L. W. Molenkamp,  
*Spin injection into semiconductors using dilute magnetic semiconductors*,  
Appl. Surf. Sci. **190**, 395 (2002).
- [2] G. Richter, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, M. Bibus, J. de Boeck,  
*High-resolution patterning of semiconductors using electron-beam-assisted wet etching*,  
Appl. Phys. Lett. **81**, 1693 (2002).
- [3] P. Grabs, G. Richter, R. Fiederling, C. R. Becker, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, W. Weigand, E. Umbach, I. V. Sedova, S. V. Ivanov,  
*Molecular-beam-epitaxy of (Cd,Mn)Se on InAs, a promising material system for spintronics*,  
Appl. Phys. Lett. **80**, 3766 (2002).
- [4] G. Schmidt, G. Richter, P. Grabs, C. Gould, D. Ferrand, L. W. Molenkamp,  
*Large magnetoresistance effect due to spin injection into a nonmagnetic semiconductor*,  
Phys. Rev. Lett. **87**, 22227203 (2001).
- [5] L. Hansen, D. Ferrand, G. Richter, M. Thierley, V. Hock, N. Schwarz, G. Reuscher, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, A. Waag,  
*Epitaxy and magnetotransport properties of the diluted magnetic semiconductor  $p - Be_{1-x}Mn_xTe$* ,  
Appl. Phys. Lett. **79**, 3125 (2001).
- [6] D. Ferrand, A. Wasiela, S. Tatarenko, J. Cibert, G. Richter, P. Grabs, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, T. Dietl,  
*Applications of II-VI diluted magnetic semiconductors for magnetoelectronics*,  
Solid State Commun. **119**, 237 (2001).
- [7] J. C. Egues, C. Gould, G. Richter, L. W. Molenkamp,  
*Spin filtering and magnetoresistance in ballistic tunnel junctions*,  
Phys. Rev. B **64**, 195319 (2001).

- [8] P. Grabs, A. Slobodskyy, G. Richter, R. Fiederling, C. Gould, C. R. Becker, G. Schmidt, L. W. Molenkamp,  
*Molecular beam epitaxial growth of CdMnSe on InAs and AlGaSb*,  
J. Crystal Growth **251**, 347 (2003).
- [9] F. Lehmann, G. Richter, T. Borzenko, V. Hock, G. Schmidt, L. W. Molenkamp,  
*Fabrication of sub 10 nm gold structures using 30 kV electron beam lithography and lift-off*,  
Microelectronic Engineering **65**, 327 (2003).

# Danksagung

Mein Dank gilt allen, die mich während dieser Arbeit unterstützt haben.

Ich bedanke mich besonders bei Prof. Dr. Laurens W. Molenkamp für die Möglichkeit, in seiner Arbeitsgruppe promovieren zu dürfen, für die stetige Diskussionsbereitschaft und vor allem das weit über das dienstliche herausgehende Verständnis in den nicht so glücklichen Zeiten.

Ich bedanke mich bei Prof. Dr. Gerd Bacher für die Übernahme des Ko-referates.

Vielen herzlichen Dank an Dr. Georg Schmidt für seine klare und offene Art der Kommunikation.

Danke an Peter Grabs für viele Proben und vor allem für die Bürogemeinschaft, auch in Zeiten wo die MBE oder Messtechnik nur nominell funktionierten.

Danke an Claus Schumacher für den konstruktiven Zynismus.

Danke an

- Roland Ebert für schnelle und funktionierende Feinmechanik-Lösungen
- Anja Brück-Poirier für die vielen kleinen aber nützlichen Hinweise im Büroalltag
- Petra Bader für das Korrekturlesen

Danke auch an alle anderen aus EP3.

Es hat Spaß gemacht, mit Euch zu arbeiten !!

Vor allem aber Danke an Steffi für alles.