

---

**Magnetotransport-  
und Anisotropieuntersuchungen an  
(001)- und (311)A-(Ga,Mn)As**

---

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
der wissenschaftlichen Fakultät II – Physik  
der Universität Regensburg

vorgelegt von  
Matthias Döppe  
aus Putbus (Rügen)

2007

Promotionsgesuch eingereicht am: 03.07.2007

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Jaroslav Fabian

Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

Zweitgutachter: Prof. Dr. Werner Wegscheider

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Sergey Ganichev

Datum des Promotionskolloquiums: 19.10.2007

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	1
2	Theoretische Grundlagen.....	3
2.1	Magnetische Ordnungsstrukturen .....	3
2.2	Die Austauschwechselwirkung.....	5
2.2.1	Die direkte Austauschwechselwirkung.....	5
2.2.2	Die indirekte Austauschwechselwirkung.....	5
2.3	Weitere Energiebeiträge, Anisotropien und Domänen .....	8
2.3.1	Zeeman-Energie.....	8
2.3.2	Demagnetisierungsenergie.....	8
2.3.3	Magnetische Kristallanisotropie .....	8
2.3.4	Magnetische Domänen .....	10
2.3.5	Domänenwände .....	10
2.4	Magnetoresistive Effekte .....	12
2.4.1	Der negative Magnetowiderstand – NMR.....	13
2.4.2	Der anisotrope Magnetowiderstand – AMR.....	14
2.4.3	Halleffekte in ferromagnetischen Materialien .....	16
3	Der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As.....	21
3.1	Halbleiter .....	21
3.2	(Ga,Mn)As .....	21
3.2.1	Gitterstruktur von (Ga,Mn)As .....	22
3.2.2	Herstellung von (Ga,Mn)As .....	23
3.2.3	Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As .....	24
3.2.4	Anisotropien und Domänenwände.....	26
4	Probenherstellung, Messverfahren und Messaufbau.....	29
4.1	Probenherstellung .....	29
4.1.1	Optische Lithographie.....	30
4.1.2	Elektronenstrahlolithographie.....	31
4.1.3	Mesaätzen .....	31
4.1.4	Aufbringen der Goldkontakte .....	33
4.1.5	Übersicht über die einzelnen Prozessschritte.....	33

4.1.6	Herstellung der Nanostrukturen mit Hilfe der ESL .....	35
4.2	Messverfahren und Messaufbauten .....	37
4.2.1	Transportmessungen.....	37
4.2.2	SQUID-Magnetometrie .....	43
4.2.3	FMR-Magnetometrie.....	44
<b>5</b>	<b>Messergebnisse .....</b>	<b>49</b>
5.1	Überblick.....	49
5.2	Anisotropieuntersuchungen an (001)-(Ga,Mn)As.....	55
5.2.1	Messungen an einer Standard-Hallbar .....	55
5.2.2	Anisotropieuntersuchungen an nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Streifen ...	62
5.3	Untersuchungen von Domänenwandwiderständen .....	69
5.3.1	Grundlagen und Vorarbeiten.....	69
5.3.2	(Ga,Mn)As-Zick-Zack-Strukturen .....	70
5.4	Anisotropieuntersuchungen an (311)A-(Ga,Mn)As.....	83
5.4.1	Allgemeine Vorbetrachtungen .....	83
5.4.2	Magnetotransport-Experimente.....	86
5.4.3	SQUID-Messungen .....	104
5.4.4	FMR-Messungen.....	108
5.4.5	Beschreibung des Ummagnetisierungsprozesses .....	114
5.4.6	Einfluss der Stromrichtung auf den Widerstandsverlauf .....	126
5.4.7	Einfluss der Schichtdicke auf die magnetischen Anisotropien .....	132
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>139</b>
6.1	Anisotropieuntersuchungen an (001)-(Ga,Mn)As.....	139
6.2	Untersuchungen von Domänenwandwiderständen .....	140
6.3	Anisotropieuntersuchungen an (311)A-(Ga,Mn)As.....	141
6.4	Ausblick .....	142
<b>7</b>	<b>Anhang.....</b>	<b>143</b>
7.1	Anisotropieuntersuchungen an (110)-(Ga,Mn)As.....	143
7.2	Publikationsliste .....	147
7.3	Literaturverzeichnis.....	149

# 1 Einleitung

Mit der Entwicklung der Elektronenröhre im Jahr 1904 durch den englischen Physiker *John Ambrose Fleming*<sup>1</sup> und der Erfindung der *Triode*, einer Elektronenröhre mit zusätzlichem Steuergitter, im Jahre 1906 durch *Lee de Forest*<sup>2</sup>, begann die Entwicklung der Elektronik ausgehend von der Elektrotechnik. Mit Hilfe von *de Forest's* Idee, elektrischen Strom mittels elektrischer Spannung steuern zu können, wurde der Grundstein für unsere heutige Technik und Lebensqualität gelegt.

Der rasante Wandel in unserer modernen Gesellschaft, mit all seinen Vor- und Nachteilen, liegt u.a. darin begründet, dass die Welt der Technik um uns herum immer kleiner wird. Die ständige Miniaturisierung, das Vordringen hin zu immer kleineren Maßstäben, ermöglicht es uns z.B. leistungsfähigere und schnellere Computer zu entwerfen und zu bauen. Das Gesetz, das diesen Verlauf der Entwicklung seit mehr als vierzig Jahren prägt, wird nach seinem Entdecker und Intel-Mitbegründer (1968) als *Moorsches Gesetz* bezeichnet. In einem Artikel im *Electronics* [1] beschrieb *Gordon Moor* die Zunahme von Transistoren innerhalb eines Integrierten Schaltkreises (IC, 1958) als exponentiell, wobei sich die Dichte alle 12 Monate verdoppelte. Im Jahre 1975 musste allerdings dieser Wert schon auf 24 Monate erhöht werden. Es waren erste Anzeichen erkennbar, dass die Miniaturisierung, die seit der Erfindung des *Transistors* (1947) und der Entwicklung des IC stattfand, irgendwann ein natürliches Ende finden würde.

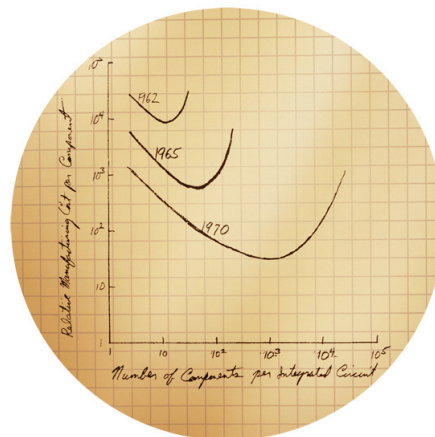


Abbildung 1.1: Eine Handzeichnung Gordon Moors, die später unter dem „Moorschen Gesetz“ bekannt und ebenfalls in [1] veröffentlicht wurde.

Bis in die 1980er Jahre wurde in erste Linie nur die Ladung eines Elektrons für die Verarbeitung von elektrischen Informationen bzw. Zuständen benutzt. Mit der Entdeckung des *GMR-Effektes* durch *Peter Grünberg* im Jahre 1986 am *Forschungszentrum Jülich*<sup>3</sup>, rückte der *Elektronenspin* in den Brennpunkt von Forschung und Entwicklung. Erste kommerzielle Festplattenleseköpfe, die sich den erwähnten Effekt zu Nutze machen,

---

<sup>1</sup> *John Ambrose Fleming*: 1849 – 1945

<sup>2</sup> *Lee de Forest*: 1873 – 1961

<sup>3</sup> *GMR* – *G*iant *M*agneto *R*esistance

werden seit 1997 in Laufwerken (erstmal bei *IBM*) verbaut. Neben dem *GMR-Effekt* gibt es weitere spinabhängige Phänomene, die vor allem in ferromagnetischen Materialien eine entscheidende Rolle spielen. So kommt u.a. der *Tunnelmagnetowiderstand*<sup>4</sup> für eine neuartige Speichertechnologie, bei sogenannten *MRAM*<sup>5</sup>, zum Einsatz. Der Vorteil gegenüber bisherigen dynamischen Speicher (kurz *DRAM*<sup>6</sup>) liegt im Erhalt der Informationen auch ohne Versorgungsspannung. Die Marktreife muss allerdings erst noch erreicht werden. Ein großes Problem bei der Realisierung von elektronischen Bauelementen wird deutlich, wenn man bedenkt, dass sich alle bisher beschriebenen Phänomene in erster Linie nur mit ferromagnetischen Metallen realisieren lassen. Der Einsatz z.B. von *Eisen* oder *Permalloy* in Halbleiterbauelementen ist bisher auf Grund der *Schottky-Barriere* nur sehr eingeschränkt möglich. Dies zeigt vor allem der Umstand, dass es nicht möglich war, den von *S. Datta* und *B. Das* theoretisch beschriebenen *Spintransistor* [2] in die Tat umzusetzen. Der Versuch, mittels einer *Gate-Spannung* unter Ausnutzung der *Spin-Bahn-Kopplung* Einfluss auf spinpolarisierte Ladungsträger zu nehmen, scheiterte bisher daran, den Grad der Spinpolarisation am Eisen-Halbleiterübergang auf ideale 100% zu bringen.

Das erstmals 1996 von *H. Ohno* epitaktisch hergestellte *(Ga,Mn)As* mit seinem zur Standardhalbleitertechnik auf Basis von *GaAs* kompatiblen Kristallgitteraufbau, ermöglichte völlig neue Wege bei der Realisierung von *Spintronic*-Bauelementen [3], [4]. Zwar wiegt zurzeit das Manko einer zu niedrigen *Curie-Temperatur*<sup>7</sup> ( $T_C = 173$  K, [5]) schwer, doch ist das Interesse gerade an diesem Materialsystem in den letzten Jahren außerordentlich gestiegen. So wurde in einer Publikation von *C. Rüster* et al. in [6] erstmals gezeigt, dass sich durch geeignete Strukturen Widerstandseffekte von über zweitausend Prozent erzielen lassen. Obwohl diese Experimente zur Zeit nur bei sehr tiefen Temperaturen (<sup>4</sup>He-Temperatur) gelingen, zeigen aber sie auch, welches Potential das Materialsystem *(Ga,Mn)As* aufweist.

Im Mittelpunkt dieser Arbeit standen magnetische Anisotropieuntersuchungen mit Hilfe von Magnetowiderstandseffekten in *(Ga,Mn)As*. Die Experimente erfolgten zunächst sowohl an schmalen *(Ga,Mn)As*-Drähten (einige hundert Nanometer breit) als auch an magnetischen *Zick-Zack-Strukturen* zur Bestimmung von Domänenwandwiderständen. Bisherige Untersuchungen konzentrierten sich überwiegend auf das Materialsystem *(Ga,Mn)As* gewachsen auf (001)-Substrat. In dieser Arbeit wurden zusätzlich umfangreiche Messungen an (311)A-*(Ga,Mn)As* durchgeführt. Mit Hilfe der Interpretation von Ummagnetisierungsvorgängen anhand gemessener Widerstandsverläufe wird gezeigt, inwieweit Transportexperimente für die qualitative Bestimmung magnetischer Anisotropien hilfreich sind. Zur Auswertung der Schaltfelder und zur Interpretation der Widerstandskurven mussten neue Verfahren etabliert werden. Abschließend wurden die Magnetotransportuntersuchungen mit Ergebnissen aus *SQUID*<sup>8</sup>- und *FMR*<sup>9</sup>-Messungen verglichen.

---

<sup>4</sup> *TMR* – Tunneling Magneto Resistance

<sup>5</sup> *MRAM* – Magneto-resistive Random Access Memory

<sup>6</sup> *DRAM* – Dynamic Random Access Memory

<sup>7</sup> Curie-Temperatur, auch mit  $T_C$  abgekürzt, ist diejenige Temperatur, unterhalb derer das betreffende Material bzw. Metall ferromagnetisch wird.

<sup>8</sup> *SQUID* – Superconducting Quantum Interference Device

<sup>9</sup> *FMR* – Ferromagnetische Resonanz

## 2 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden soll das Gebiet des *Magnetismus* etwas näher beleuchtet werden. Hierzu dient zunächst ein Überblick über wichtige theoretische Grundlagen. So umfasst das bearbeitete Thema einen weiten Bereich von Effekten und physikalischen Eigenschaften, die vom Ferromagnetismus über die Halbleiterphysik bis hin zur Tieftemperaturmesstechnik reichen. Besonders die beiden erstgenannten Gebiete sind von wesentlicher Bedeutung, da der untersuchte Halbleiter (Ga,Mn)As erst bei tiefen Temperaturen ferromagnetisch wird. Kristallaufbau, grundlegende physikalische Eigenschaften und eine Übersicht über wesentliche Effekte, die an diesem Materialsystem beobachtbar sind, folgen anschließend.

### 2.1 Magnetische Ordnungsstrukturen

In Elementen wie Eisen (*Fe*), Nickel (*Ni*) oder Kobalt (*Co*), aber auch in Elementverbindungen wie z.B. Chromdioxid (*CrO<sub>2</sub>*), spielt der *Ferromagnetismus* mit seinen parallel ausgerichteten magnetischen Momenten die entscheidende Rolle. Im Gegensatz zum Ferromagnetismus lässt sich *antiferromagnetische* Ordnung nur in Elementverbindungen wie z.B. in Manganoxid (*MnO*) und in Kobaltoxid (*CoO*) finden. Hierbei richten sich benachbarte magnetische Momente antiparallel aus. Einen Antiferromagneten kann man sich, aus zwei ineinandergeschachtelten, antiparallelen, ferromagnetischen Untergittern aufgebaut, vorstellen. Hierdurch ergibt sich eine Gesamtmagnetisierung von Null. In kubischen Kristallgittern trifft man u.a. sogenannte *lagen-* und *kettenartige* Ordnungen an. Für Einzelheiten sei auf die umfangreich vorhandene Literatur verwiesen [7].

Eine weitere Kategorie magnetischer Ordnungen bilden die sogenannten *ferrimagnetischen* Stoffe, zu denen die in der Technik (z.B. für Magnetfeldsensoren und Audio- und Videoköpfe) sehr wichtigen *Ferrite* und die *Eisengranate* (Gruppe der *Silikat-Mineralien*) gehören.

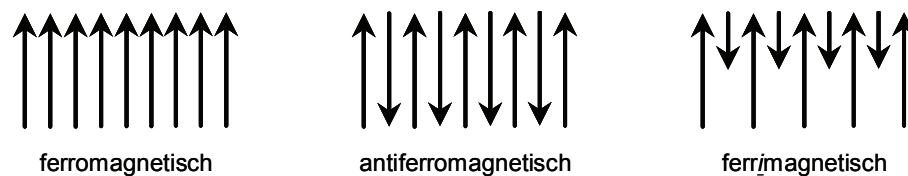


Abbildung 2.1: Magnetische Ordnungsstrukturen mit Spinrichtung der magnetischen Momente.

Der oben aufgeführte Antiferromagnetismus stellt eigentlich einen Spezialfall des Ferrimagnetismus dar. Bei der antiferromagnetischen Ordnung befinden sich die erwähnten Untergitter im Gegensatz zur ferrimagnetischen Ordnung kristallographisch in Symmetrie. Somit bleibt beim Ferrimagnetismus eine effektive Nettomagnetisierung der Probe erhalten.

Der Vollständigkeit halber sollen auch die komplizierteren Strukturen wie *helikale* und

*spiralförmige* Ordnungen erwähnt werden, zu denen beispielsweise die *Lanthanoide* (*Seltenerdmetalle*, z.B. *Dysprosium*) gehören. Hier sind benachbarte magnetische Momente unter einem bestimmten Winkel verdreht zueinander angeordnet.

Völlig ungeordnete Strukturen, bei denen die magnetischen Momente zufällig und wie eingefroren vorliegen, werden als *Spingläser* bezeichnet. Dabei werden nicht auf allen Gitterplätzen magnetische Momente angenommen. Bilden die magnetischen Ionen eine bestimmte Dichte, so tritt eben dieser neue magnetische Ordnungszustand auf. Als Vertreter der Gruppe der Spingläser gelten u.a. Verbindungen mit Mangan- (*Mn*) bzw. Eisenionen wie z.B.  $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$  und  $\text{Au}_{1-x}\text{Fe}_x$ .

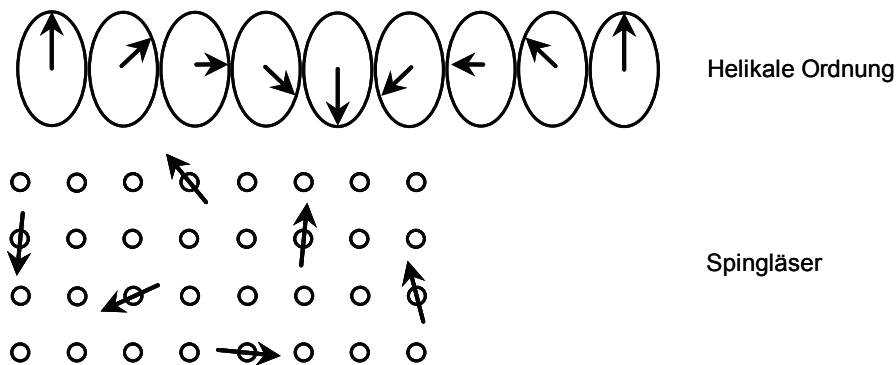


Abbildung 2.2: Weitere magnetische Ordnungen: Helikale Ausrichtung und Spingläser.

Da (Ga,Mn)As bei tiefen Temperaturen ferromagnetisch ist, soll im Weiteren besonders diese Form der magnetischen Ordnung im Mittelpunkt theoretischer Betrachtungen stehen. Wie bereits angedeutet wurde, spielen die permanenten magnetischen Momente eine wichtige Rolle. Oberhalb einer kritischen Temperatur  $T_C$  verschwindet die spontane magnetische Ordnung und der Stoff verhält sich paramagnetisch.

Die Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Dipolen, die nur quantenmechanisch gefasst werden kann und letztlich auf der *Coulomb-Abstoßung* und dem *Pauli-Prinzip* beruht, ist für den Magnetismus verantwortlich. Dabei ist die Orientierung der Spins benachbarter Gitteratome, beschrieben durch das *Heisenberg-Modell*,

$$E = -2J_{12}S_1 \cdot S_2 \quad (2.1)$$

für die Austauschwechselwirkung verantwortlich. Das Austauschintegral  $J_{12}$ , abhängig vom Überlapp der Ladungsverteilung der Atome 1 und 2 sowie die Spins der jeweiligen Atome  $S_1$  und  $S_2$  beschreiben die Wechselwirkung. So entspricht ein positives  $J_{12}$  einer parallelen Ausrichtung der Spins (ferromagnetisch) und ein negatives  $J_{12}$  einer antiparallelen Spinausrichtung (*antiferromagnetisch*), wobei der Grundzustand durch ein Minimum der Austauschenergie  $E$  gekennzeichnet ist.



## 2.2 Die Austauschwechselwirkung

### 2.2.1 Die direkte Austauschwechselwirkung

Im Festkörper kann es nur dann zu einer parallelen Spinausrichtung kommen, wenn der Überlapp der Wellenfunktion zweier benachbarter magnetischer Gitteratome groß genug ist. Diese *direkte Austauschwechselwirkung* ist häufig sehr klein, da der Abstand der magnetischen Ionen einfach zu groß ist.

### 2.2.2 Die indirekte Austauschwechselwirkung

Im Rahmen der *Störungstheorie zweiter Ordnung* erhält man eine Reihe von Austauschmechanismen, bei denen es zu einer Spinwechselwirkung ohne Überlapp von Elektronenhüllen benachbarter Gitteratome kommt. Man spricht hier von einer *indirekten Austauschwechselwirkung*. Auf Grund der höheren Reichweite und der damit verbundenen Präsenz tritt diese indirekte Wechselwirkung wesentlich häufiger als die direkte Austauschwechselwirkung in Erscheinung. Es werden drei wesentliche Mechanismen von Kopplungsarten unterschieden:

1. der *Superaustausch* (Kopplungsmechanismus in Isolatoren),
2. der *Doppelaustausch* („schlechte“ Leiter) und
3. die *RKKY-Wechselwirkung*<sup>10</sup> (Metalle).

#### 2.2.2.1 Super- und Doppelaustausch

Einen Vertreter der ersten Kategorie (*Superaustausch*) bildet z.B. das Manganoxid. Nach der *Hund'schen* Regel richten sich die vier Elektronen der  $3d$ -Schale des  $\text{Mn}^{3+}$ -Ions parallel aus. Daher kann die Bindung zum benachbarten  $\text{O}^{2-}$ -Ion nur über antiparallele Spinausrichtung erfolgen. Aufgrund der vollständig besetzten  $p$ -Schale des Sauerstoffions (Spinpaarbildung) erfolgt die Bindung zum zweiten  $\text{Mn}^{3+}$ -Ion über das  $\text{O}^{2-}$ -Ion ebenfalls antiparallel [8]. Die dreifach vorkommenden antiparallelen Wechselwirkungen führen insgesamt zu einer antiferromagnetischen Kopplung der Manganionen. *J. B. Goodenough*, *J. Kanamori* und *P. W. Anderson* formulierten Regeln, die in vielen Fällen die magnetische Austauschwechselwirkung richtig vorhersagten [9], [10].

Theoretische Arbeiten von *C. Zener*, *P. W. Anderson*, *H. Hasegawa* und *P. G. de Gennes* zeigten, dass bei Dotierung von  $\text{LaMnO}_3$  mit Löchern ferromagnetische und metallische Eigenschaften erreicht werden können [11], [12], [13]. Die hierbei neu auftretende Wechselwirkung heißt aus historischen Gründen *Doppelaustausch* (*double exchange*).

---

<sup>10</sup> RKKY – Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida

Da für das ferromagnetische (Ga,Mn)As die RKKY-Wechselwirkung verantwortlich gemacht wird [14], soll dieser Kopplungsmechanismus im folgenden Abschnitt näher vorgestellt werden.

### 2.2.2.2 Die RKKY-Wechselwirkung

Im Fall von (Ga,Mn)As erfolgt die magnetische Kopplung über die freien Ladungsträger, den Löchern, auf Grund der p-Dotierung mit Mn-Atomen im GaAs-Kristall. Dabei richtet das magnetische Moment des Atomrumpfes (hier Mn) die Spins der Leitungselektronen aus. Diese wiederum sind die Ursache für die Orientierung benachbarter Atomrümpfe. Es lässt sich also feststellen, dass das sogenannte Elektronengas für die indirekte Austauschkopplung der lokalisierten Mn-Spins verantwortlich ist.

Mit Hilfe eines effektiven *Hamilton-Operators* kann die RKKY-Wechselwirkung wie folgt beschrieben werden [7]:

$$H^{RKKY} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij}^{RKKY} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

wobei:

$$J_{ij}^{RKKY} = -\frac{g^2 k_F^6}{E_F} \cdot \frac{\hbar^2 V^2}{n^2 (2\pi)^3} \cdot F(2k_F r_{ij}) \quad (2.3)$$

und:

$$F(x) := \frac{\sin(x) - x \cdot \cos(x)}{x^4} \quad (2.4)$$

Es gelten folgende Konventionen:

- $\vec{S}_i$  und  $\vec{S}_j$  sind die Spins der magnetischen Ionen  $i$  und  $j$ ,
- $g$  ist der Landé-Faktor,
- $k_F$  ist der Betrag des Fermiwellenvektors,
- $E_F$  ist die Fermienergie,
- $\hbar = h/2\pi$ ,  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,
- $V$  ist das Volumen,
- $n$  ist die Anzahl der Ladungsträger und
- $r_{ij}$  ist der Abstand der magnetischen Ionen.

Der Verlauf der Funktion  $F(2k_F r_{ij})$  ist in der Abbildung 2.3 gezeigt:

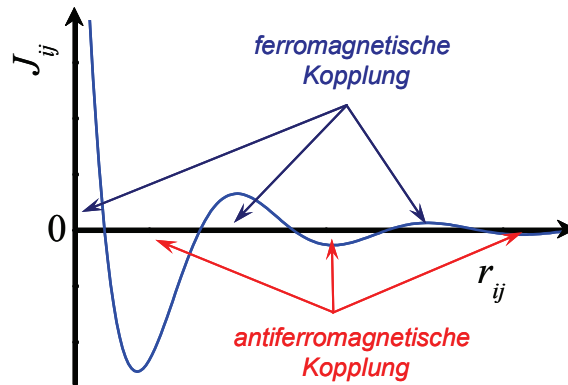


Abbildung 2.3: Schematischer Verlauf der Funktion  $F(2k_F r_{ij})$ . Zu erkennen ist das alternierende Verhalten des jeweiligen Kopplungsmechanismus in Abhängigkeit vom Abstand  $r_{ij}$ .

Mit der obigen Abbildung lässt sich anschaulich zeigen, dass das Vorzeichen der Austauschkonstante  $J_{ij}$  und somit die Art der Austauschwechselwirkung vom Abstand  $r_{ij}$  der magnetischen Ionen abhängt. Bei kleinen Abständen ( $r_{ij} \sim 0$ ) liegt ferromagnetische Kopplung vor. Wird der Abstand  $r_{ij}$  (bei konstantem Fermiwellenvektor) erhöht, so folgt im nächsten Abstandsbereich antiferromagnetische Kopplung, die bei einer weiteren Erhöhung von  $r_{ij}$  wiederum von einer ferromagnetischen Kopplung abgelöst wird (usw.). Dieses Verhalten lässt sich beobachten, wenn in metallischen Materialien wie z.B. Kupfer paramagnetische  $\text{Mn}^{2+}$ -Ionen eingebaut werden. Abhängig von der Mangankonzentration ändert sich der mittlere Ionenabstand  $r_{ij}$  und somit auch die *ferro*- bzw. *antiferromagnetische* Ordnung der 3d-Spins.

Im Gegensatz zur direkten Austauschwechselwirkung, die sich bezüglich des Abstandes exponentiell verhält, weist die RKKY-Wechselwirkung in erster Näherung nach Gleichung (2.3) kubische Abhängigkeit vom Abstand  $r_{ij}$  auf:

$$J_{ij}^{RKKY} \sim \frac{1}{r_{ij}^3}. \quad (2.5)$$

Neben der Austauschwechselwirkung, die für die jeweilige Form der vorliegenden magnetischen Ordnung verantwortlich ist, haben noch weitere Größen entscheidenden Einfluss auf die Eigenschaften eines magnetischen Materialsystems. Im Folgenden werden einige dieser Begriffe näher erklärt.

## 2.3 Weitere Energiebeiträge, Anisotropien und Domänen

Energetisch betrachtet, strebt jedes System im Gleichgewicht einem Energieminimum entgegen. Die Austauschwechselwirkung konnte bisher nur die Form der magnetischen Ordnung, also die parallele bzw. antiparallele Ausrichtung von Spins, erklären. Der Magnetisierungszustand  $\vec{M}$  einer Probe hängt aber von weiteren Energietermen ab.

### 2.3.1 Zeeman-Energie

Wird eine Probe mit der Magnetisierung  $\vec{M}$  einem externen Feld  $\vec{H}_{ex}$  ausgesetzt, so nimmt diese einen bestimmten zusätzlichen Energiewert, die sogenannte *Zeeman-Energie*  $E_Z$ , an. Es wird auch von einer *magnetostatischen* Energie gesprochen. Allgemein gilt:

$$E_Z = -\mu_0 \int \vec{H}_{ex} \vec{M} dV. \quad (2.6)$$

Ist die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet, so nimmt die Zeeman-Energie ein Minimum an.

### 2.3.2 Demagnetisierungsenergie

Im Gegensatz zur Zeeman-Energie, erlaubt die *Demagnetisierungsenergie* (auch *Streufeldenergie*) eine Aussage über die Wechselwirkung des von der inneren Magnetisierung  $\vec{M}$  erzeugten Feldes  $\vec{H}_d$ . Da dieses aber der Magnetisierung entgegenwirkt, wird es auch als entmagnetisierendes Feld bezeichnet. Allgemein gilt:

$$E_{demag} = \frac{1}{2} \int_{Raum} \vec{H}_d^2 dV = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_{Probe} \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV. \quad (2.7)$$

Der Energiebeitrag des Streufeldes an der Gesamtenergie ist grundsätzlich positiv, kann sich aber im Falle eines vollständigen Verschwindens zu Null minimieren. Die Bestimmung einer Streufeldverteilung von beliebig geformten Proben ist in der Regel kompliziert und erfolgt meist auf numerischem Weg. Die Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe richtet sich immer so aus, dass eine Minimierung der Gesamtstreufeldenergie auftritt. Die Ausrichtung der magnetischen Momente ist von der Form der Probe abhängig (*Formanisotropie*).

### 2.3.3 Magnetische Kristallanisotropie

Bei der Betrachtung von Magnetisierungskurven epitaktisch gewachsenen Eisens bei unterschiedlichen kristallinen Richtungen ist in Abbildung 2.4(A) erkennbar, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  bei unterschiedlichen Feldstärken sättigt. Scheinbar gibt es (kristallabhängige) Vorzugsrichtungen, in denen eine Sättigung bereits bei kleineren Feldern eintritt (A). Wir sprechen in diesem Fall von einer magnetisch *leichten Achse* bzw.

*Richtung.* Im Gegensatz hierzu steht die magnetisch *harte Achse* – die Sättigung erfolgt erst bei wesentlich höheren Feldern (**B**).

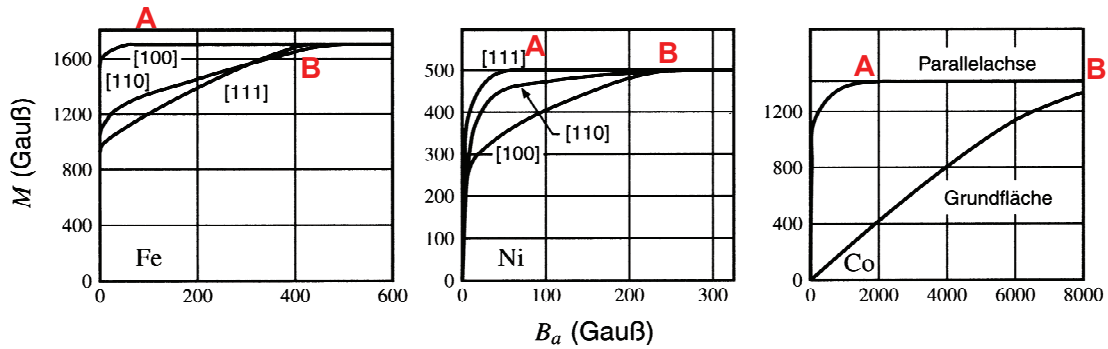


Abbildung 2.4: Magnetisierungskurven von Eisen, Nickel und Kobalt (Einkristalle) bei Anlegen eines externen Feldes in unterschiedliche kristallographische Richtungen [15].

Eine Ursache dieser sogenannten *Kristallanisotropie* ist die Asymmetrie des Überlapp der Elektronenverteilung. Auf Grund der *Spin-Bahn-Wechselwirkung* liegt keine kugelsymmetrische Ladungsverteilung vor. Da aber die Asymmetrie mit der Spinrichtung verbunden ist, sind die Austauschenergie und die elektrostatische Wechselwirkungsenergie der Ladungsverteilungen zweier Atome von der Richtung des Spins abhängig. Beide Energieterme haben Anteil an der Anisotropieenergie. Für die *kubische* Anisotropie gilt:

$$E_C = V \left( K_{C1} (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_{C2} (m_x^2 m_y^2 m_z^2) \right). \quad (2.8)$$

Hierbei stellen  $m_x$ ,  $m_y$  und  $m_z$  die jeweilig normierten Magnetisierungskomponenten der drei Raumrichtungen  $x$ ,  $y$  und  $z$  dar ( $m_i = M_i / |M|$ ).  $K_{C1}$  und  $K_{C2}$  sind materialabhängige Konstanten (Energiedichte). Vorzeichenabhängig ergeben diese Konstanten entweder magnetisch leichte oder schwere Achsen für die unterschiedlichen Kristallrichtungen. Im Gegensatz zur kubischen Anisotropie besitzt die *uniaxiale* Anisotropie, die im (Ga,Mn)As vor allem auf Verspannung basiert, nur eine ausgezeichnete Richtung, die entweder eine magnetisch *leichte* oder aber *schwere* Achse darstellt:

$$E_U = V (K_U \sin^2 \alpha), \quad (2.9)$$

wobei  $K_U$  die uniaxiale Anisotropiekonstante ist und  $\alpha$  den Winkel zwischen Magnetisierung  $\vec{M}$  und ausgezeichneter Achse bildet. Im (Ga,Mn)As ist die Kristallanisotropie, wie die Messungen noch zeigen werden, von großer Bedeutung.

Kristallanisotropie sowie Zeeman- und Demagnetisierungsenergie werden für das Verständnis von FMR noch eine wesentliche Rolle spielen (siehe Abschnitt 4.2.3).

### 2.3.4 Magnetische Domänen

Bereits 1907 erkannte *Pierre-Ernest Weiss* (1865-1940), dass sich die magnetischen Momente innerhalb begrenzter Bereiche einer ferromagnetischen Probe parallel ausrichten, trotz Fehlens eines äußeren Feldes. Diese Gebiete, innerhalb derer die lokale Magnetisierung gesättigt ist, werden als *magnetische Domänen* bezeichnet, wobei angrenzende Domänen nicht zueinander parallel verlaufen müssen. Die Ursache für dieses Verhalten liegt im Wechselspiel der verschiedenen beteiligten Energieterme (Austausch-, Anisotropie- und Demagnetisierungsenergie) und wurde erstmals von *L. D. Landau* und *J. M. Lifschitz* theoretisch beschrieben.

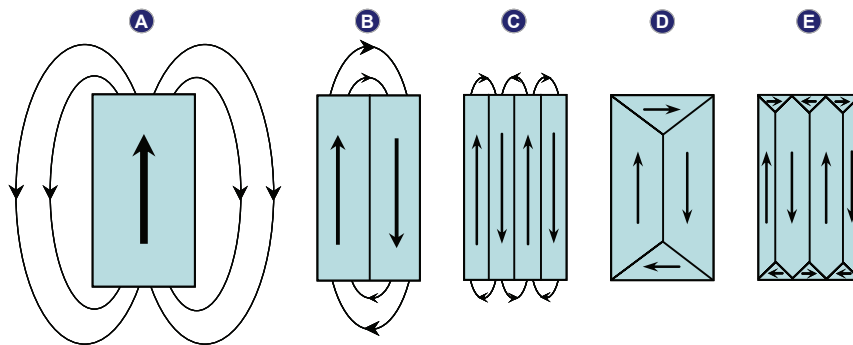


Abbildung 2.5: Verringerung der magnetischen Dipolenergie durch Domänenbildung [15].

Wie bereits bei der Demagnetisierungsenergie (Abschnitt 2.3.2) erwähnt, strebt das System ein Minimum der Gesamtenergie an. In Abbildung 2.5 wird deutlich, wie über die Bildung von Domänen, ausgehend von einer gesättigten Konfiguration in Abbildung 2.5(A), die Streufeldenergie minimiert wird. Dies erklärt, warum Konfigurationen, wie sie in Abbildung 2.5(D) und (E) zu sehen sind, entstehen können. In diesen beiden Fällen (D, E) sind die in plane Streufelder nahezu vollständig verschwunden.

### 2.3.5 Domänenwände

Auf die Ursachen zur Domänenbildung wurde in Abschnitt 2.3.4 eingegangen. Nun soll auf die Eigenschaften von Domänenwänden Bezug genommen werden. Die Abbildung 2.5 suggeriert, dass sich die Spinrichtung von einer Domäne zur benachbarten abrupt ändert, also extrem unstetig ist. Innerhalb einer Probe erfolgt aber die Änderung über mehrere Gitterebenen hinweg. Diese Bereiche werden als *Domänenwände* bezeichnet.

Durch die Verteilung der Richtungsänderung auf mehrere benachbarte Spins wird die Austauschenergie verkleinert. Die Breite dieses Bereiches, also die Domänenwanddicke, hängt maßgeblich von der Anisotropieenergie ab. Innerhalb der Wand weisen die magnetischen Momente zu einem großen Teil in Richtung magnetisch harter Achsen. Die Wandbildung selbst ist aber auch von der Schichtdicke abhängig. Drehen sich die Spins senkrecht zur Schichtebene, also aus der Probenoberfläche raus, so spricht man von einer sogenannten *Blochwand* (siehe Abbildung 2.6(A)). Hierdurch entstehen starke

Streifelder, die vor allem mit Hilfe von *MFM*-Messungen<sup>11</sup> detektiert werden können. Handelt es sich allerdings um Schichtdicken, die dünner als die Domänenwände breit sind, so bilden sich sogenannte *Néelwände* (siehe Abbildung 2.6(B)) aus, da diese Konfiguration energetisch wesentlich günstiger ist. Im Gegensatz zur Blochwand erfolgt die Drehung der Spins in diesem Fall parallel zur Probenebene. Die entstehenden Streufelder in der Probenebene weisen energetisch gesehen die günstigere Konfiguration auf.

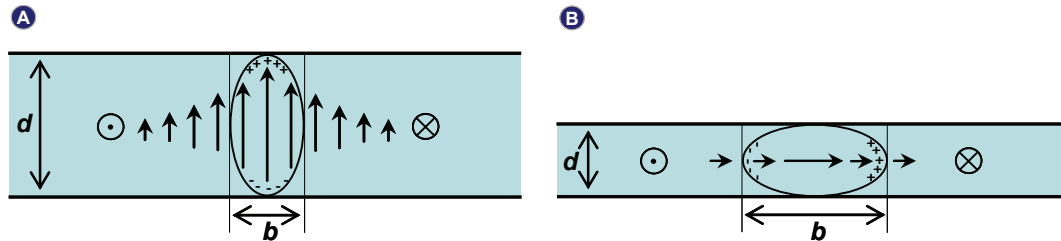


Abbildung 2.6: (A) Bloch- und (B) Néelwand. Je nach Dicke  $d$  der Schicht und Breite  $b$  der Domänenwand bildet sich eine der beiden genannten Wandformen aus [15].

In den Abschnitten 3.2.4 (auf Seite 27) und 5.3.1 (auf Seite 69) werden Bilder von realen Domänenwänden im Materialsystem (Ga,Mn)As gezeigt.

<sup>11</sup> *MFM* – Magnetic Force Microscopy

## 2.4 Magnetoresistive Effekte

Bis heute nutzen die meisten elektronischen Schaltkreise zum Steuern nur die Ladung des Elektrons. Wünschenswert wäre es daher, mit Hilfe von Magnetfeldern die elektrischen Eigenschaften von Festkörpern zu verändern. Mit diesem Themenkomplex beschäftigt sich die *Magnetoelektronik*. Sie nutzt intensiv die sogenannten *Magnetowiderstandseffekte*, kurz MR-Effekte. Der MR-Effekt sei definiert als:

$$\text{MR-Effekt in \%} \triangleq \frac{\Delta R}{R} \cdot 100 = \frac{R(B) - R(0)}{R(0)} \cdot 100, \quad (2.10)$$

wobei die Differenz  $\Delta R = R(B) - R(0)$  gebildet wird aus dem Widerstand  $R(B)$  mit angelegtem Magnetfeld und dem feldfreien Widerstand  $R(0)$ . Der Effekt kann sowohl positiv als auch negativ sein, je nachdem ob der Widerstand bei angelegtem Magnetfeld steigt oder aber sinkt. So zeigen z.B. nichtmagnetische Metalle bei Anlegen eines Feldes normalerweise eine Widerstandszunahme (positiver MR-Effekt - *PMR*), viele ferromagnetischen Stoffe dagegen eine Widerstandsabnahme (negativer MR-Effekt - *NMR*, wie z.B. im (Ga,Mn)As). Üblicherweise liegen diese MR-Effekte im unteren Prozentbereich. Von besonderem Interesse und bereits in den fünfziger Jahren des 19. Jahrhunderts von *William Thomson*<sup>12</sup> entdeckt, ist der sogenannte *anisotrope MR*-Effekt, kurz *AMR*. Dieser Effekt lässt sich sowohl in para- als auch in ferromagnetischen Materialien nachweisen und ist charakterisiert durch die Abhängigkeit des Winkels zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  und dem Strompfad  $\vec{I}$  (siehe Abschnitt 2.4.2). Folgende weitere Effekte seien noch erwähnt:

- *TMR – Tunneling Magneto Resistance* (bis zu 50% bei Raumtemperatur (RT))  
entdeckt 1975, bedingt durch spinabhängiges Tunneln,
- *GMR – Giant Magneto Resistance* (bis zu 100 % bei RT)  
entdeckt 1986 in Tri- bzw. Multilagenschichten, Einsatz in Sensoren, bedingt durch spinabhängige Streuung an Grenzflächen,
- *CMR – Colossal Magneto Resistance* (bis zu 400 % bei RT)  
entdeckt 1993, bedingt durch spinabhängige Streuung im Volumen und
- *GMI – Giant Magneto Impedance* (bis zu 360 %)  
entdeckt 1992, Impedanz in zweiter Ordnung abhängig von der Permeabilität.

---

<sup>12</sup> seit 1866 *Sir William Thomson* (1824 - 1907), seit 1892 *1. Baron Kelvin of Largs* bzw. *Lord Kelvin*



Der folgende Abschnitt stellt die für diese Arbeit wichtigsten Magnetowiderstandseffekte vor. Auf den positiven Magnetowiderstand, hervorgerufen durch die Lorenzkraft auf bewegte Ladungsträger und die damit verbundene reduzierte freie Weglänge der Elektronen, wird bewusst nicht näher eingegangen. Hierzu sei erneut auf die umfangreiche Literatur verwiesen.

### 2.4.1 Der negative Magnetowiderstand – NMR

Ferromagnetische Übergangsmetalle wie Eisen, Nickel oder auch Kobalt weisen bezüglich ihres Widerstandes bei Temperaturen unterhalb der Curie-Temperatur ( $T_C$ ) eine zunächst erstaunliche Eigenschaft auf: Bei Temperaturen kleiner  $T_C$  nimmt der *spezifische Widerstand*  $\rho$  wesentlich stärker ab als bei *nichtferromagnetischen* Metallen wie z.B. Palladium (*Pd*). Dieser Effekt konnte von *Sir N. F. Mott*<sup>13</sup> 1964 [16] erstmals erklärt werden: Übergangsmetalle besitzen die Eigenschaft, dass der elektrische Strom überwiegend von den *s*-Elektronen getragen wird. Der spezifische Widerstand hat aber seine Ursache vor allem in der Streuung dieser Elektronen in die freien Zustände des *d*-Bandes an der *Fermikante*:

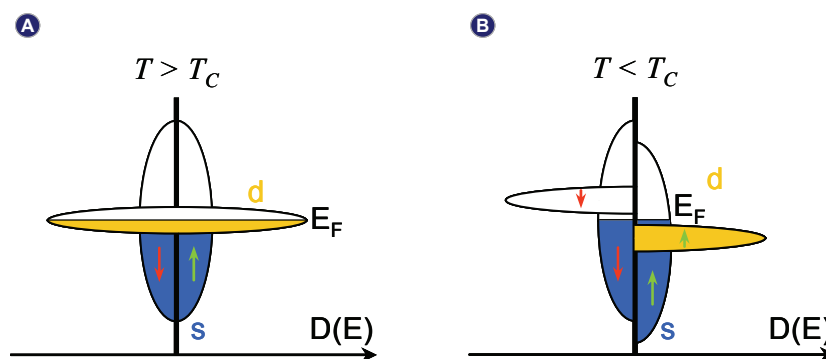


Abbildung 2.7: Aufspaltung der *s*- und *d*-Bänder in einem Übergangsmetall auf Grund endlicher Austauschwechselwirkung. Die Abbildung B zeigt den ferromagnetischen Zustand unterhalb  $T_C$  [15].

Auf Grund der hohen Zustandsdichte des *d*-Bandes kommt es zu einer großen Streurate und damit verbunden zu einer Widerstandserhöhung. Fällt jetzt aber die Temperatur unter  $T_C$ , das Metall ist jetzt ferromagnetisch, spalten sich die *d*-Subbänder für die *Minoritäts*- und *Majoritätsspins* auf Grund der endlichen Austauschkopplung auf. Das Subband der Majoritätsspins sinkt unterhalb der Fermikante ab und die Streuung dieser *s*-Elektronen in die *d*-Zustände verschwindet. In Folge dessen erhöhen sich die Mobilität und somit auch die Leitfähigkeit. Diese Erklärung von *Mott* geht also von einer zunehmenden *Spinordnung* bei abnehmender Temperatur aus.

Ebenfalls zur Erhöhung der Spinordnung tragen äußere magnetische Felder bei. Sie führen zu einer Widerstandsabnahme. Dieser Effekt ist unabhängig von der Richtung des Stromes  $\vec{I}$  relativ zur Magnetisierung  $\vec{M}$ , zur Feldrichtung  $\vec{B}$  und zur Orientierung der

<sup>13</sup> Nevill Francis Mott (1905-1996), Nobelpreis für Physik 1977 zusammen mit Philip W. Anderson und John H. van Vleck für die grundlegenden theoretischen Leistungen zur Elektronenstruktur in magnetischen und ungeordneten Systemen.

Kristallachsen (also *isotrop*). Leider berücksichtigt das Modell von *Mott* nicht ausreichend die inelastischen Streuprozesse durch *Spinfluktuation* als Beitrag zum Widerstand. Erst das *Zweistrommodell* von *I. A. Campbell* und *A. Fert* berücksichtigt inelastische Streuprozesse an *Magnonen* [17]. Der Idee liegt die Parallelschaltung von zwei Leitungskanälen, die der Minoritäts- und die der Majoritätsspins, zu Grunde, wobei auch der Austausch zwischen den beiden Kanälen Berücksichtigung findet.

### 2.4.2 Der anisotrope Magnetowiderstand – AMR

Im vorherigen Abschnitt wurde der Einfluss des von außen angelegten Magnetfeldes auf den Widerstand der Probe diskutiert. Im Bereich kleiner Feldstärken wird eine weitere Eigenschaft von ferromagnetischen Metallen erkennbar. Der spezifische Längswiderstand  $\rho_{long}$  der Probe ist abhängig vom Winkel zwischen dem Strompfad  $\vec{I}$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$ . Dabei ist  $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ <sup>14</sup>:

- maximal, wenn  $\vec{M} \parallel \vec{I} \rightarrow \rho_{\parallel}$  - Abbildung 2.8(A) und
- minimal, wenn  $\vec{M} \perp \vec{I} \rightarrow \rho_{\perp}$  - Abbildung 2.8(B).

Ferromagnetische Materialien wie z.B. Permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) zeigen bei Raumtemperatur Effekte bis zu  $\Delta\rho/\rho = 5\%$ . Auf Grund der weichmagnetischen Eigenschaften von Permalloy (sättigt bereits bei wenigen mT), eignet sich die hohe Magnetfeldempfindlichkeit für Sensoranwendungen.

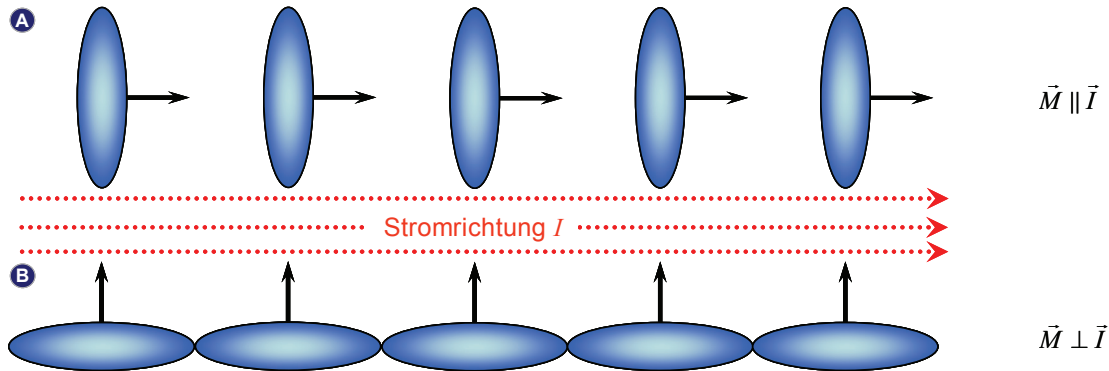


Abbildung 2.8: Asymmetrische Ladungsverteilung auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung: Der asymmetrische Überlapp der Elektronenverteilung ist auch die Ursache für die Anisotropieenergie (siehe auch Abschnitt 2.3.3). Die Abbildungen A und B unterscheiden sich energetisch [15].

Als Ursache für den AMR-Effekt kann die Spin-Bahn-Wechselwirkung angenommen werden. Diese Wechselwirkung ergibt einen orbitalen Beitrag zum Spinnmoment und

<sup>14</sup> Es sei in diesem Zusammenhang darauf hingewiesen, dass häufig in der Literatur fälschlicherweise vom Winkel zwischen Strompfad  $\vec{I}$  und dem externen Feld  $\vec{B}$  gesprochen wird. Erst wenn alle Domänen in Richtung  $\vec{B}$  ausgelenkt sind, wir also von einer Sättigung  $\vec{M}$  sprechen können, ist diese Annahme korrekt.

somit auch eine nicht kugelsymmetrische Ladungsverteilung (siehe Abbildung 2.8). Anschaulich lässt sich dieser Umstand mit Hilfe der Darstellung der  $3d$ -Orbitale eines Übergangsmetalls in Abbildung 2.9 erklären:

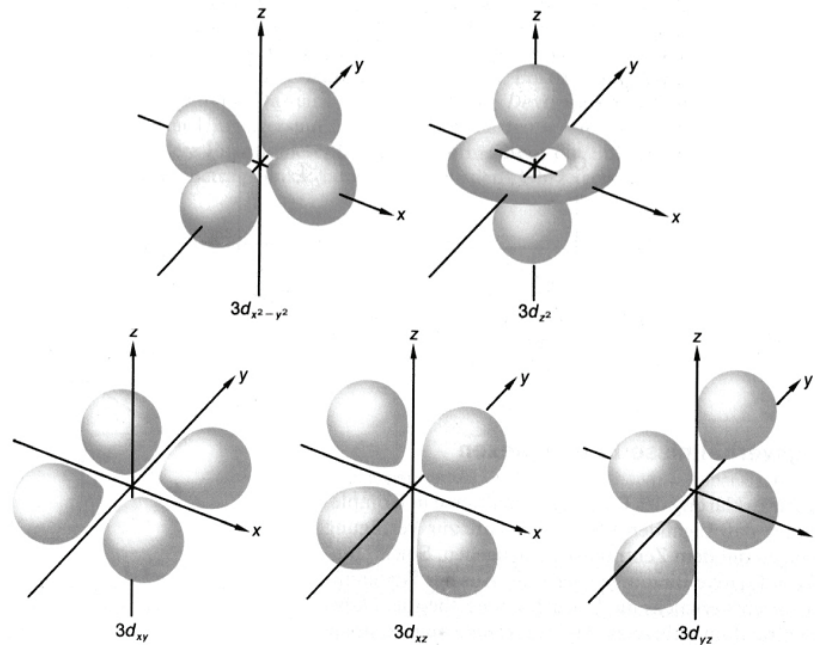


Abbildung 2.9: Grenzflächendarstellung der  $3d$ -Orbitale [18].

Wenn z.B. ein orbitaler Beitrag zum magnetischen Moment in  $z$ -Richtung existiert, so sind die Orbitale  $l_z = 2$  stärker besetzt als die Orbitale mit  $l_z = 0$ . Dies führt zur bereits erwähnten nichtsphärischen Ladungsverteilung. Nun ist aber die Asymmetrie spinrichtungsabhängig. Dies bedeutet, dass sich je nach Magnetisierungs- bzw. Spinausrichtung die nichtsphärische Ladungsverteilung dreht und somit unterschiedliche Streuquerschnitte für Leitungselektronen existieren. Die daraus entstehende Anisotropie des Widerstandes ist auch das Ergebnis der Anisotropie der Wellenfunktion. In Arbeiten von *I. A. Campbell* und *H. Ebert* finden sich ausführlichere theoretische Beschreibungen zum AMR-Effekt und seiner Ursachen [19], [20].

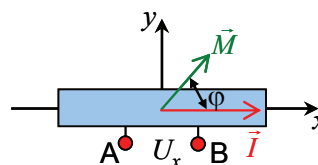


Abbildung 2.10: Messung des Längswiderstandes bei in plane angelegtem  $B$ -Feld in der  $xy$ -Ebene. Die Längsspannung  $U_x$  wird an den Punkten  $A$  und  $B$  abgegriffen.

Für eine ferromagnetisch dünne Schicht berechnet sich der spezifische Längswiderstand  $\rho_{\text{long}}$  wie folgt [21]:

$$\rho_{long} = \frac{\rho_{\parallel} + \rho_{\perp}}{2} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \left( \cos^2 \varphi - \frac{1}{2} \right). \quad (2.11)$$

Für den Längswiderstand  $R_L$  der Probe in Abbildung 2.10 gilt bei Vereinfachung von Gleichung (2.11):

$$R_L = R_L^{\perp} + (R_L^{\parallel} - R_L^{\perp}) \cdot \cos^2 \varphi = \frac{U_x(\varphi)}{I(\varphi)}, \quad (2.12)$$

wobei  $\varphi$  den Winkel zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  und der Stromrichtung  $\vec{I}$  darstellt. Um die Größe von  $\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$  (bzw.  $R_{\parallel} - R_{\perp}$ ) messen zu können, bieten sich vor allem weichmagnetische Schichten an, die bereits bei kleinen äußeren Feldern sättigen. Es ist zu beachten, dass sich mit steigenden Feldern der NMR-Effekt (siehe Abschnitt 2.4.1) bemerkbar macht. Dieser kann mit Hilfe von Messungen in der Nähe von  $B = 0$  T extrapoliert werden. Geht man von den Übergangsmetallen Eisen, Nickel oder Kobalt aus und berücksichtigt die Überlegungen aus Abbildung 2.8 (Fall A:  $\vec{M} \parallel \vec{I} \rightarrow$  höhere Streuwahrscheinlichkeit und Fall B:  $\vec{M} \perp \vec{I} \rightarrow$  kleinere Streuwahrscheinlichkeit), so ergibt sich folgender Zusammenhang:  $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp} \rightarrow \rho_{\parallel} - \rho_{\perp} > 0$ .

Beim bereits erwähnten (Ga,Mn)As gilt dagegen:  $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$  (bzw.  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ ). Die genaue Ursache für dieses Verhalten im (Ga,Mn)As ist bisher nicht geklärt. Die Gleichungen (2.11) und (2.12) berücksichtigen nicht Kristallanisotropien, die zu einem wesentlich komplexeren Widerstandsdruck führen können [22].

### 2.4.3 Halleffekte in ferromagnetischen Materialien

In den bisherigen Betrachtungen spielten in erster Linie die Längswiderstände eine entscheidende Rolle (NMR, AMR). Aber gerade die ferromagnetischen Materialien weisen bei Hallwiderstandsmessungen (Querspannungsmessungen) einige Besonderheiten auf, die in leitenden aber nichtmagnetischen Verbindungen so nicht beobachtbar sind. Hierzu gehören zwei Phänomene, die an dieser Stelle vorgestellt werden sollen.

#### 2.4.3.1 Der planare Halleffekt

Hallmessungen dienen in erster Linie zur Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration  $n$ . Hierfür wird normalerweise das äußere Feld senkrecht zur Probenebene angelegt. Der *außergewöhnliche* bzw. *planare* Halleffekt zeigt sich beim Ausrichten der Magnetisierung durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes in der Ebene  $xy$  an einer ferromagnetischen Probe, wiederum auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Zwischen den Punkten **A** und **B** in Abbildung 2.11 wird eine Spannung  $U_y$  gemessen, abhängig vom Winkel  $\varphi$  zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  und dem Strom  $\vec{I}$  in der  $xy$ -Ebene.

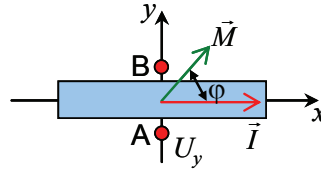


Abbildung 2.11: Messung des planaren Hallwiderstandes bei in plane angelegtem B-Feld in der xy-Ebene. Die (planare) Hallspannung  $U_y$  wird an den Punkten A und B abgegriffen.

Der transversale spezifische Widerstand  $\rho_{trans}$  ergibt sich aus den Überlegungen zur Widerstandsanisotropie wie folgt [21]:

$$\rho_{trans} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{2} \cdot \sin 2\varphi. \quad (2.13)$$

Durch Umstellung von Gleichung (2.13) erhält man für den planaren Hallwiderstand  $R_{Hall}$ :

$$R_{Hall} = \left( R_{Hall}^{\parallel} - R_{Hall}^{\perp} \right) \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi = \frac{U_y(\varphi)}{I(\varphi)}. \quad (2.14)$$

Wie die Gleichung (2.14) vermuten lässt, ergibt sich der außergewöhnliche Halleffekt direkt aus der Widerstandsanisotropie (vgl. Abschnitt 2.4.2). Bei einem Winkel von  $\varphi = 45^\circ + b \cdot 90^\circ$  ( $b \in \mathbb{N}$ ) zwischen  $\vec{M}$  und  $\vec{I}$  ergeben sich Maximalwerte, für  $\varphi = b \cdot 90^\circ$  ( $b \in \mathbb{N}$ ) Minimalwerte für  $|U_y|$ . Ein Vorteil der Hallspannungsmessung gegenüber einer Bestimmung der Längsspannung besteht darin, dass der planare Halleffekt auch bei großen Magnetfeldern nicht vom NMR-Effekt überlagert wird.

### 2.4.3.2 Der Normale und der Anomale Halleffekt

In einer Veröffentlichung von J. Smit (siehe Abbildung 2.12) werden magnetfeldabhängige Hallwiderstandsmessungen an Nickel bzw. Nickellegierungen gezeigt [23]. In metallischen, aber nicht magnetischen Verbindungen oder Elementen wie z.B. Kupfer wird immer ein konstanter Anstieg<sup>15</sup> der Hallspannung erwartet. Abweichend von dieser Beobachtung lässt sich bei magnetischen Materialien wie Eisen, Nickel und Kobalt oder auch bei magnetischen Halbleiterverbindungen wie (Ga,Mn)As bzw. (In,Mn)As der sogenannte *Anomale Halleffekt* (AHE) beobachten.

Zunächst liegt die Vermutung nahe, dass die zusätzlich zum äußeren Magnetfeld vorhandene innere Magnetisierung der Probe zu einem verstärkten Anstieg der Hallgeraden im Bereich kleiner Felder führt. Allerdings bilden sich unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  auf Grund der Austauschkopplung ein Majoritäts- und ein Minoritäts-

<sup>15</sup> Eine Ausnahme bildet z.B. der 1980 entdeckte Quanten-Hall-Effekt durch Klaus v. Klitzing. Da aber alle untersuchten Proben leitfähige Schichten mit Dicken von mehr als 10 nm aufwiesen, spielt dieser Effekt in der vorliegenden Arbeit keine Rolle.

band aus, welche unterschiedliche Zustandsdichten an der Fermikante aufweisen (siehe auch Abbildung 2.7 im Abschnitt 2.4.1). Bedingt durch diese Aufspaltung wird im Wesentlichen der Ladungstransport nur noch von einem Teilband getragen. Somit sinkt gegenüber einer nicht-magnetischen Probe die effektive Ladungsträgerkonzentration  $n$ , was gleichzusetzen ist mit einem Anstieg des Hallkoeffizienten.

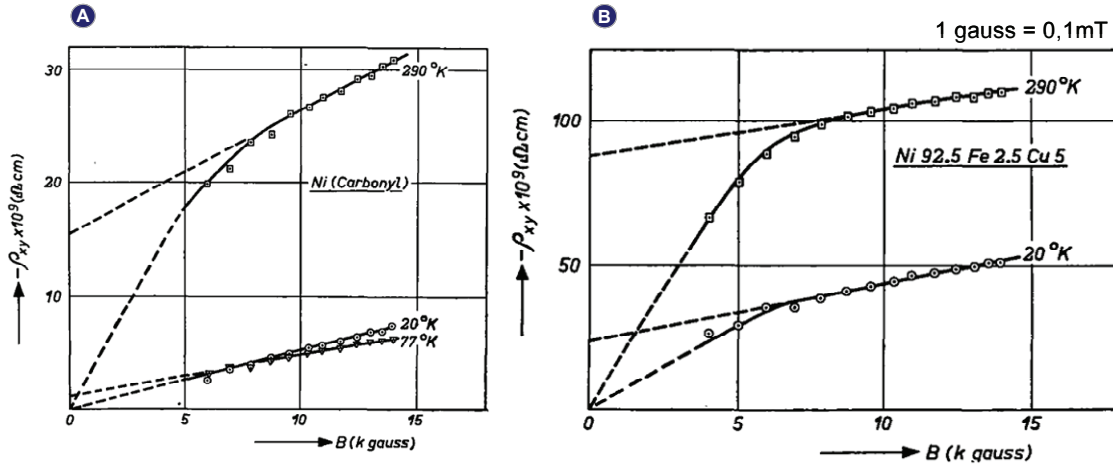


Abbildung 2.12: Anomaler Halleffekt (A) in reinem Nickel und (B) in einer Ni-Fe-Cu-Verbindung bei unterschiedlichen Temperaturen [23].

Das Vorzeichen des Anstieges eines AHE ist in Abhängigkeit vom verwendeten Metall gleich bzw. entgegengesetzt zum Vorzeichen des normalen Halleffektes (siehe Abbildung 2.13). Diese Beobachtung lässt den Schluss zu, dass eine Feldverstärkung, wie anfangs vermutet, als Ursache für den enormen Anstieg des AHE im Bereich kleiner Felder ausgeschlossen werden kann.

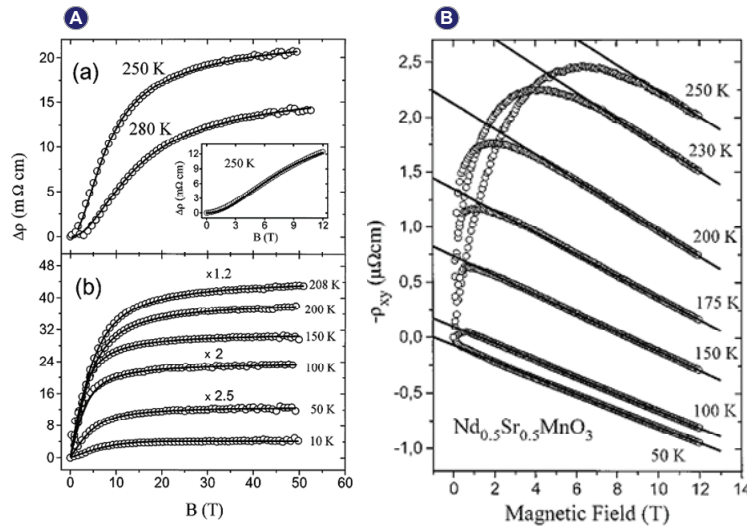


Abbildung 2.13: Anomaler Halleffekt gemessen an (A)  $\text{Nd}_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$  und (B)  $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ . Zu erkennen ist das unterschiedliche Vorzeichen des Anomalen Halleffektes gegenüber dem normalen Hallanstieg in Abhängigkeit vom verwendeten Material. (A) aus [24], (B) aus [25].

*R. Karplus* und *J. M. Luttinger* beschrieben die beiden Anteile des normalen und des anomalen Halleffektes mit folgender Gleichung [26]:

$$\rho_{trans}(H) = R_0 \cdot H + R_A \cdot \mu_0 \cdot M(H), \quad (2.15)$$

wobei der Term  $R_0 \cdot H$  den Verlauf des normalen und  $R_A \cdot \mu_0 \cdot M(H)$  den Term des AHE charakterisieren. Der Anstieg  $R_0$  ist normalerweise relativ temperaturunabhängig, wohingegen  $R_A$  und nahe  $T_C$  auch  $M(H)$  stark variieren können. Außerdem hängt der AHE linear von der Magnetisierung  $\vec{M}$  ab und sättigt erst bei hohen Magnetfeldern, was eine Ladungsträgerbestimmung erschwert. Dieser Magnetowiderstandseffekt ist auf einen asymmetrischen Streuprozess zurückzuführen. Dabei werden die Elektronen nicht gleichwahrscheinlich nach links bzw. nach rechts gestreut. Ursache ist erneut die endliche Spin-Bahn-Kopplung. Hierbei sind unterschiedliche Wechselwirkungen möglich, die sich gegenseitig addieren bzw. kompensieren können:

1. Streut ein spinpolarisiertes Elektron an einem nicht-magnetischen Streuzentrum (Störstelle, Phonon), kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen dem Spin des Elektrons und dem eigenen Bahndrehmoment bezüglich des Streuzentrums. In unmagnetischen Metallen ist dieser Effekt zwar auch vorhanden, aber die Spinpolarisation der Elektronen im äußeren Magnetfeld ist sehr gering.
2. Liegt im Gegensatz zu 1. ein magnetisches Moment als Streuzentrum vor, so tritt eine Wechselwirkung sowohl mit dem Spin- als auch mit dem Bahnmoment des Elektrons auf. Diese beiden Mechanismen sollen im Folgenden vorgestellt werden:

#### 2.4.3.2.1 Skew-Scattering

Bewegt sich ein Elektron auf einer Bahn, erzeugt es ein Magnetfeld, welches mit dem Spinnmoment wechselwirkt und zu einer Translation senkrecht zum Elektronenbahnmoment  $k$  und zum Spin  $s$  führt. Das aus der Translation entstehende elektrische Dipolmoment  $p$  steht auf Grund einer endlichen Spin-Bahn-Kopplung ebenfalls senkrecht zu  $k$  und  $s$ . Die Abbildung 2.14 verdeutlicht die Streuung eines bewegten Elektronenspins an der Ladungsverteilung einer Störstelle:

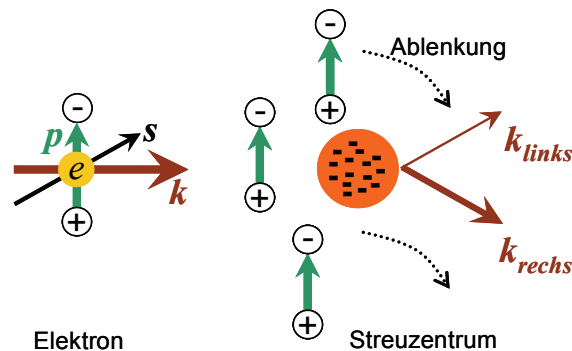


Abbildung 2.14: Streuung eines bewegten Spins an der Ladungsverteilung einer Störstelle. Das Beispiel zeigt eine erhöhte Streuwahrscheinlichkeit nach rechts [27].



Allerdings sind die Wahrscheinlichkeiten für das Elektron, entweder nach links oder nach rechts gestreut zu werden, unterschiedlich groß [28]. Die sich daraus ergebene Asymmetrie im Streumechanismus wird als *Skew-Scattering* bezeichnet. Dieser Streueffekt bewirkt gleichzeitig einen transversalen und einen longitudinalen Widerstandsbeitrag. Weiterhin ist zu beachten, dass nur im Falle von ausgerichteten Spins eine Hallspannung auf Grund von Skew-Scattering erwartet werden kann (spinabhängige Vorzugsrichtung des Streuprozesses). Daher sollte der Hallwiderstand proportional zur Spinpolarisation der Leitungselektronen sein, welche bei Bandferromagneten proportional zur Magnetisierung  $\vec{M}$  ist:

$$\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H). \quad (2.16)$$

#### 2.4.3.2.2 Side-Jump-Scattering

Im Gegensatz zur Erklärung des Skew-Scattering-Mechanismus kann ein Elektron während des Streuprozesses einen zusätzlichen Versatz seiner Bahnkurve (siehe auch Abbildung 2.14) in der Größenordnung von  $10^{-5}$  bis  $10^{-1}$  nm erfahren [29].

Das sich bewegende Elektron besitzt sowohl eine kinetische Energie von  $k^2/2m^*$  als auch eine potentielle Energie des elektrischen Dipols im elektrischen Feld  $E$ . Kommt es nun zu einem Stoß, bleibt die kinetische Energie unverändert. Allerdings ändert sich die Richtung des elektrischen Dipolmoments  $p$ , da sich dieses immer orthogonal zu  $k$  befinden muss. Mit einer Änderung von  $p$  geht auch eine Änderung der potentiellen Energie einher, was aus Gründen der Energieerhaltung zu einer Verschiebung der Stoßparameter im Potential des Streuzentrums führt.

Die Streueignishäufigkeiten verhalten sich proportional zum Längswiderstand  $\rho_{long}$  und gleichzeitig ist der Betrag der seitlichen Versetzung vom anliegenden elektrischen Feld abhängig. Dieses ist bei geringer Stromdichte ebenfalls proportional zu  $\rho_{long}$  und man erhält folgenden quadratischen Zusammenhang, der auch in Experimenten beobachtbar ist [29]:

$$\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H). \quad (2.17)$$

Da aber in Experimenten sowohl Skew- als auch gleichzeitig Side-Jump-Scattering auftreten kann, lässt sich die Kombination beider Effekte auch in dieser Form schreiben (Bedingung:  $\rho_{trans}$  und  $\rho_{long}$  beruhen auf den gleichen Streuprozessen):

$$\rho_{trans} \propto a \cdot \rho_{long} + b \cdot \rho_{long}^2. \quad (2.18)$$

Bei tiefen Temperaturen dominiert normalerweise Skew-Scattering, wohingegen Side-Jump-Scattering bei höherer Temperatur  $T$  die entscheidende Rolle spielt.



## 3 Der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As

### 3.1 Halbleiter

In diesem Kapitel soll das Halbleiter-Materialsystem  $(Ga,Mn)As$  näher vorgestellt werden. Im Gegensatz zum Silizium ( $Si$ ), Germanium ( $Ge$ ) oder auch Selen ( $Se$ ), die zur chemischen Gruppe der *Elementhalbleiter* gehören, werden z.B. Galliumarsenid ( $GaAs$ <sup>16</sup>), Aluminiumgalliumarsenid ( $AlGaAs$ ) und Indiumantimonid ( $InSb$ ) zu den *Verbindungshalbleitern* gezählt. Eine dritte chemische Gruppe stellen die sogenannten *organischen Halbleiter* dar.

Grundlegende Eigenschaften von Halbleitern lassen sich mit Hilfe des *Bändermodells* erklären. Durch die sehr großen Wechselwirkungen der Elektronen weit über den einfachen Atomabstand im Festkörper hinaus, kommt es im Gegensatz zum Einzelatom (*diskrete Energieniveaus*) zu einer Aufweitung möglicher Energiewerte, den sogenannten *Energiebändern*. Diese Bänder können sich überlappen oder durch eine *Bandlücke* voneinander getrennt sein, je nach Art der Atome bzw. Aufweitung der Energiebänder selbst. Die Bandlücke ist die Folge von quantenmechanisch nicht erlaubten Energiezuständen. Das energetisch höchste, vollbesetzte Band beim absoluten Temperaturnullpunkt wird als *Valenzband* bezeichnet. Energetisch darüber liegt, beim Halbleiter durch eine Bandlücke ( $< 3$  eV) getrennt, das sogenannte *Leitungsband*, welches am absoluten Nullpunkt unbesetzt bleibt.

Durch gezieltes Verunreinigen mit Fremdatomen (*Dotieren*) kann ein Überschuss (*Donoratome*) bzw. Mangel (*Akzeptoratome*) von Elektronen herbeigeführt und somit direkt Einfluss auf die Leitfähigkeitseigenschaften genommen werden [30].

### 3.2 (Ga,Mn)As

Genau diese Eigenschaft wird ausgenutzt, um GaAs, ein diamagnetisches nahezu isolierendes Halbleitermaterial, ferromagnetisch und elektrisch leitfähig zu machen. Als magnetische „Verunreinigung“ dient Mangan (Mn). Das so dotierte GaAs gehört zur Gruppe der verdünnt magnetischen Halbleiter<sup>17</sup>. Erste Erfolge bei der Herstellung epitaktisch gewachsener (Ga,Mn)As-Schichten auf einem GaAs-Substrat gelang *H. Ohno* 1996 [3] mittels *LT-MBE*<sup>18</sup>, nachdem bereits 1989 *H. Munekata* et al. die Herstellung von ebenfalls ferromagnetischen (In,Mn)As gelungen war [31].

---

<sup>16</sup> GaAs – Ga und As - Elemente der III- bzw. V-Hauptgruppe → III-V-Halbleiter

<sup>17</sup> DMS – Diluted Magnetic Semiconductor

<sup>18</sup> LT-MBE – Low-Temperature Molecular Beam Epitaxy, Epitaxieverfahren zur Herstellung kristalliner Schichten bei tiefen Temperaturen. Typische Wachstumstemperaturen (ohne LT) für GaAs betragen dagegen mehr als 600 °C.

Im Fall von (Ga,Mn)As wird auf einem Ga-Platz ein Mn-Atom eingebaut. Die folgende Übersicht zeigt die Elektronenkonfiguration der drei beteiligten Elemente:

- Arsen (As):  $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^2 4p^3$ ,
- Gallium (Ga):  $[\text{Ar}] 3d^{10} 4s^2 4p^1$  und
- Mangan (Mn):  $[\text{Ar}] 3d^5 4s^2$ .

Anhand der Elektronenkonfiguration ist erkennbar, dass Mangan auf Grund des fehlenden  $4p$ -Elektrons, eingebaut auf einem Ga-Platz, als Akzeptor dient. Das fehlende Elektron wird jedoch zur tetragonalen Bindungsstruktur des Zinkblende-Kristallgitters benötigt und muss daher aus dem Valenzband entnommen werden, was effektiv zu einem freien Loch führt.

### 3.2.1 Gitterstruktur von (Ga,Mn)As

Zunächst soll die Gitterstruktur des Wirtskristalls GaAs von Interesse sein. Der Kristall besteht aus zwei kubisch flächenzentrierten (*fcc*)-Gittern, die um  $\frac{1}{4}$  der Raumdiagonalen verschoben sind. Zur besseren Veranschaulichung dient die folgende Abbildung:

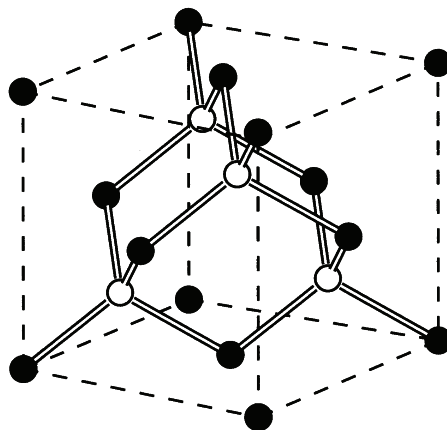


Abbildung 3.1: Zinkblendestruktur von GaAs, Arsen- und Galliumplätze (schwarz) [15].

(Ga,Mn)As stellt eine sogenannte ternäre<sup>19</sup> Verbindung dar. Wie bereits erwähnt, werden einige Ga-Plätze durch Mn-Ionen ersetzt. Nach dem *Vegardschen Gesetz* lässt sich mit folgender Gleichung die Gitterkonstante  $a$  für (Ga,Mn)As berechnen [32]:

$$a_{\text{GaMnAs}} \approx (1-x) \cdot a_{\text{LT-GaAs}} + x \cdot a_{\text{MnAs}}, \quad (3.1)$$

wobei gilt:  $a_{\text{LT-GaAs}} = 5,6572 \text{ \AA}$  und  $a_{\text{MnAs}} = 6,014 \text{ \AA}$ <sup>20</sup>. Im Gegensatz zum LT-GaAs beträgt der Wert für  $a_{\text{GaAs}} = 5,6533 \text{ \AA}$ , so dass beim Wachstum eine Verspannung zum Wirtskristall auftritt. Typische Werte für die Mn-Konzentration  $x$  liegen zwischen 0,015 und 0,08 [33].

<sup>19</sup> Ternär oder auch trinär bedeutet, aus drei Grundeinheiten zu bestehen.

<sup>20</sup> MnAs zeigt eine hexagonale Gitterstruktur.

### 3.2.2 Herstellung von (Ga,Mn)As

Ausgehend von Abbildung 3.1 werden bei niedrigen Wachstumstemperaturen ( $180\text{ °C} < T_G < 300\text{ °C}$ , abhängig von  $x$ ) die zweiwertigen Mangan-Atome in das Kristallgitter eingebaut. Eine einfache Abschätzung lässt eine Löcherkonzentration  $p^{21}$  erwarten, die der Konzentration der eingebauten Manganatome entsprechen würde [34]. Diese Erwartung wird aber nur bis zu maximal 15 % von [Mn] erfüllt. Der Grund liegt in der Kompensation von Mn-Akzeptoren durch fehlerhaften Einbau von Mn- bzw. As-Atomen auf falschen Gitterplätzen. Drei unterschiedliche Einbaukonfigurationen sind möglich, wobei die Variante I. gewünscht und die Varianten II. und III. für eine möglichst hohe Löcherkonzentration kontraproduktiv sind:

- Mn auf einem Ga-Platz: Mangan wirkt als Akzeptor –  $\text{Mn}_{\text{Ga}}$  (*Substitutional*), die Kopplung erfolgt über die Löcher ferromagnetisch.
- As auf einem Ga-Platz: Arsen wirkt als Doppeldonor –  $\text{As}_{\text{Ga}}$  (*As-Antisite*),
- Mn auf einem Zwischengitterplatz: Mangan befindet sich weder auf einem Gallium- noch auf einem Arsenplatz –  $\text{Mn}_i$  (*Interstitial*), wirkt aber als Doppeldonor.

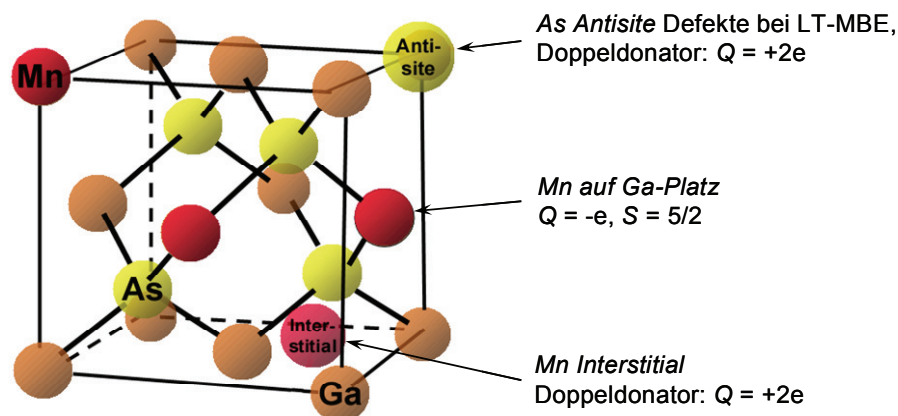


Abbildung 3.2: Mögliche Einbausituationen der beteiligten Atome Mn, Ga und As in den Kristall [35].

Die Ursache für diese Defekte liegen im Wachstumsprozess begründet: Durch starke Reduzierung der Wachstumstemperatur in der MBE-Anlage werden die Varianten II und III begünstigt. Gegenüber typischen Wachstumstemperaturen von GaAs bei  $T_G \approx 650\text{ °C}$  hilft ein  $T_G \approx 250\text{ °C}$  zum Vermeiden von ungewollten MnAs-Clustern. H. Ohno et al. zeigten, wie sich die Wachstumsparameter Temperatur  $T_G$  und Mangankonzentration  $x$  auf die Eigenschaften von (Ga,Mn)As auswirken können [4]. So lässt sich z.B. die Kristallstruktur über die Temperatur beeinflussen: Polykristallines Material entsteht bei zu geringer ( $T_G < 150\text{ °C}$ ), MnAs (hexagonale Kristallstruktur, metallisch) hingegen bei Wahl einer zu hohen Wachstumstemperatur ( $T_G > 300\text{ °C}$ ).

<sup>21</sup> Als Ladungsträger in (Ga,Mn)As dienen Löcher (positiv). Daher wird die Ladungsträgerkonzentration zukünftig mit  $p$  angegeben.

Eine sehr umfangreiche Ausarbeitung zu den grundlegenden Eigenschaften von ferromagnetischem (Ga,Mn)As liefert *T. Dietl et al.* in [36].

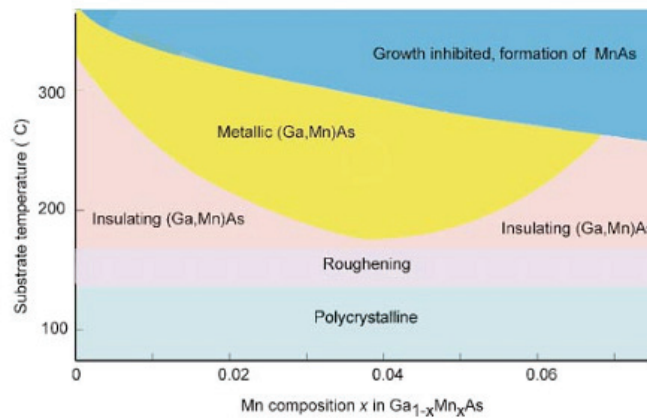


Abbildung 3.3: Metallische bzw. isolierende Eigenschaft von (Ga,Mn)As in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur und von der Mangankonzentration. Phasendiagramm aus [4].

### 3.2.3 Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As

Schon in einer der ersten Veröffentlichungen zum damals neuen Material (Ga,Mn)As von *H. Ohno et al.* zeigte eine SQUID-Messung (Hystereseschleife) das ferromagnetische Verhalten [3]:

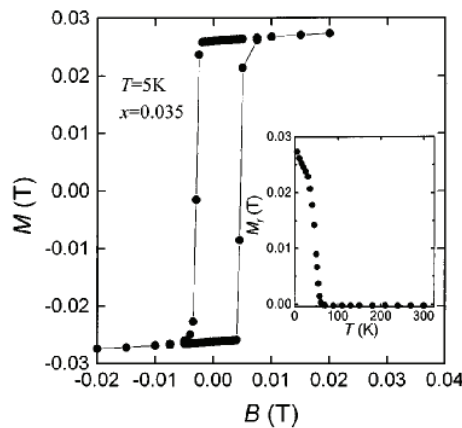


Abbildung 3.4: Magnetfeld- und temperaturabhängige (Inset) SQUID-Messung zur Bestimmung der Magnetisierung einer (Ga,Mn)As-Probe [3].

Die für den Ferromagnetismus verantwortlichen Austauschwechselwirkungsmechanismen existieren zwischen den Löcherspins und den Spins der lokalisierten Manganatome. Auf Grund der nur halb besetzten  $3d$ -Schale von Mn ergibt sich ein maximales magnetisches Moment von  $5/2\mu_B$  (Hund'sche Regel: Spinmoment  $S = 5/2$ ). Da die  $3d$ -Schale nicht zur Bindung beiträgt, bleibt das Moment auch vollständig erhalten, wenn Mangan im GaAs-Kristall eingebaut wird. Durch die hohe Anzahl von doppeldotierenden  $Mn_i$  (Donator) fehlen durch jeden falschen Einbau effektiv drei Löcher. Die  $Mn_i$  koppeln untereinander antiferromagnetisch. In einer Arbeit von *Y. Satoh et al.* [37] konnte nachgewiesen werden, dass die Mangan-Ionen im GaAs-Kristall antiferro-

magnetisch koppeln. Hierzu wurden mit Hilfe von Zinn-Donatoren (*Sn*) alle Löcher der Mn-Akzeptoren im (Ga,Mn)As vollständig kompensiert. Zwischen den Spins der Löcher (*holes*) und den Spins der Manganatome liegt nach [32] ebenfalls eine antiferromagnetische Kopplung vor, was experimentell auch nachgewiesen wurde. Bei Mangankonzentrationen von  $x > 0,01$  wird demnach ein negatives Austauschintegral ( $J_{Mn,h} \approx -1,2 \text{ eV}$ , siehe auch Abschnitt 2.2.2.2) erwartet [38], [39]. Dieser antiparallele Kopplungsmechanismus zwischen einem Loch und einem Mn-Ion führt zu einer parallelen Ausrichtung der Ionen untereinander. Sind genügend positive Ladungsträger (Löcher) vorhanden, so überwiegt die langreichweitige, von den Löchern vermittelte Wechselwirkung und es liegt eine ferromagnetische Ordnung im (Ga,Mn)As vor. Das sogenannte *Zener-Modell* versucht den Ferromagnetismus über die Wechselwirkung von freien Ladungsträgern und lokalisierten Spins zu beschreiben [11]. Doch das oszillatorische Verhalten der Wechselwirkung wird erst durch das RKKY-Modell (siehe auch Abschnitt 2.2.2.2) beschrieben. Der Zusammenhang zwischen der Curie-Temperatur und der Mangan- bzw. Ladungsträgerkonzentration ( $x$ ,  $p$ ) kann mit Hilfe des Zener-Modells für (Ga,Mn)As hergeleitet werden:

$$T_C \propto x \cdot p^{1/3}. \quad (3.2)$$

Eine Bestätigung dieses Zusammenhangs lieferte *K. Y. Wang* [40]:

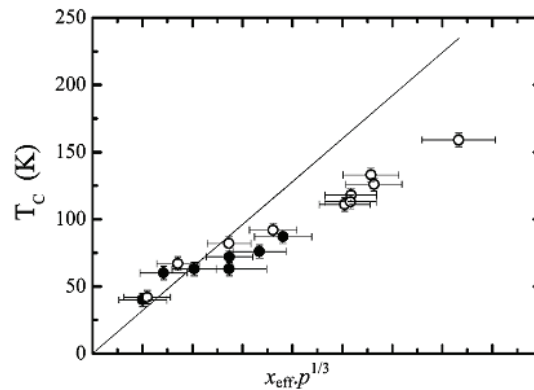


Abbildung 3.5: Curie-Temperatur in Abhängigkeit vom Mangangehalt und der Ladungsträgerkonzentration (offen = getemperte Proben) [40].

Die Curie-Temperatur  $T_C$  von (Ga,Mn)As liegt in der Regel zwischen einigen 10 K und dem bisherigen Rekord von 173 K [5]. Unterhalb dieser Temperatur ist (Ga,Mn)As ferromagnetisch, oberhalb para- bzw. superparamagnetisch. Im Abschnitt 5.1 wird noch einmal näher auf den materialspezifischen Wert  $T_C$  eingegangen. Mangangehalt und Ladungsträgerkonzentration können durch das nach dem Wachstumsprozess stattfindende Tempern (*annealing*) der Probe nachhaltig beeinflusst werden. So erhöhen sich sowohl die Curie-Temperatur  $T_C$  als auch die Ladungsträgerkonzentration  $p$  beim nachträglichen Aufheizen der (Ga,Mn)As-Probe bei Temperaturen unterhalb der Wachstumstemperatur  $T_G$  [41]. Als Grund für diese positive Entwicklung der Probeneigenschaften kann angenommen werden, dass die sogenannten Manganinterstitial ( $Mn_i$ ) durch die erhöhte Mobilität beim Tempern an die Oberfläche gelangen und dort oxidieren. Somit entfällt ihre Wirkung als zweifacher Donator und die effektive Ladungsträgerkonzentration steigt.

### 3.2.4 Anisotropien und Domänenwände

Die magnetischen Eigenschaften in (Ga,Mn)As sind kristallrichtungsabhängig. Diese Eigenschaft (Anisotropie) ist auch in anderen ferromagnetischen Materialien beobachtbar (z.B. Eisen, siehe auch Abschnitt 2.3.3). In (Ga,Mn)As wird der nicht verschwindende Bahndrehimpuls der Löcher für diese Beobachtung verantwortlich gemacht [42]. Daher spielt neben der Materialverspannung auch die Löcherkonzentration  $p$  für die Anisotropien eine nicht unerhebliche Rolle.

Unverspanntes (Ga,Mn)As besitzt eine *kubische* Anisotropie. Magnetisch leichte Achsen zeigen abhängig von der Mangan- und Ladungsträgerkonzentration ( $x$ ,  $p$ ) in  $\langle 100 \rangle$ - (typisch) oder in  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen. Je nach Verspannung ergibt sich eine weitere, *uniaxiale* Anisotropie, wobei *compressive strain* zu einer magnetisch leichten Achse in der Schichtebene und *tensile strain* zu einer aus der Oberfläche herauszeigenden magnetisch leichten Richtung führt. (Ga,Mn)As auf (001)-GaAs-Substrat führt zu leichten Achsen innerhalb der Schichtebene ( $T < T_C/2$ ). Die magnetisch härteste Achse ist die Wachstumsrichtung [001]. Wird dagegen (In,Mn)As auf (001)-GaAs-Substrat epitaktisch gewachsen, so zeigt die magnetisch leichte Achse in [001]-Richtung (siehe auch [43], [44] und [45]). Die Verspannung entsteht auf Grund unterschiedlicher Gitterkonstanten von GaAs bzw. InAs.

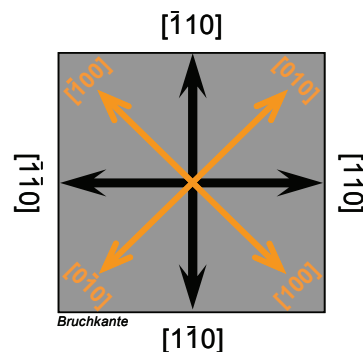


Abbildung 3.6: Typische Lage der magnetisch leichten Achsen im (001)-(Ga,Mn)As bei  $T = 4,2$  K.

In erster Näherung wird die Lage der magnetisch leichten Achsen im (001)-(Ga,Mn)As bei  $T = 4,2$  K entlang der [100]- bzw. [010]-Richtungen angenommen (biaxiale in plane Anisotropie). Die Abweichungen sind abhängig von der zusätzlich auftretenden uniaxialen Anisotropie auf Grund des Wachstums in der MBE und beträgt bis zu  $10^\circ$  [46]. Die Ursache für diese weitere uniaxiale in plane Anisotropie in der Schichtebene ist bisher nicht vollständig verstanden.

U. Welp et al. zeigten mit Hilfe des *Magneto-Optischen-Kerr-Effekts* (siehe Abbildung 3.7) die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieeigenschaften von (Ga,Mn)As erstmals mit einem bildgebenden Verfahren [47]. Daher gelten die in Abbildung 3.6 dargestellten magnetisch leichten Richtungen (orangefarbene Pfeile) auch nur in guter Näherung für den Fall von Temperaturen kleiner  $T_C/2$ . In diesem Fall überwiegt die kubische Anisotropie. Mit steigender Temperatur, insbesondere oberhalb von  $T_C/2$ , macht sich die erwähnte zusätzliche uniaxiale Anisotropie stärker bemerkbar. Die Abweichungen der leichten Achsen von der [100]- bzw. [010]-Richtung sind, abgesehen von der Temperatur, auch von der Ladungsträgerkonzentration  $p$  abhängig.



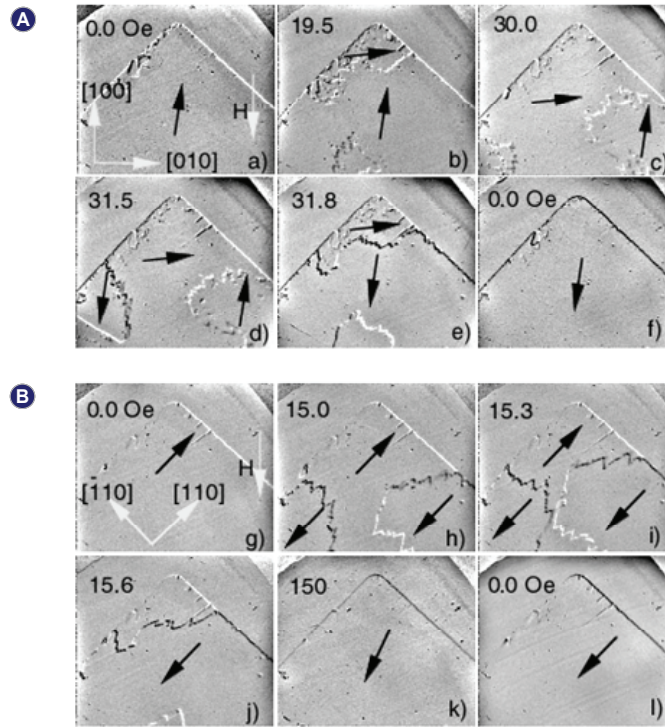


Abbildung 3.7: Magnetische Domänen in (001)-(Ga,Mn)As, sichtbar gemacht mit Hilfe des Magneto-Optischen-Kerr-Effekts (MOKE) und aufgenommen bei unterschiedlichen Temperaturen, unterhalb von  $T_C/2$  (A:  $T = 15$  K, a) – f)) und oberhalb (B:  $T = 35$  K, g)-l)). Die Pfeile zeigen die Richtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  an. Einige Bilder (z.B. (A) – 19,5 Oe) zeigen Domänenwände. [47]

Die Abbildung 3.7 verdeutlicht die Abhängigkeit der Richtung der magnetisch leichten Achsen von der Temperatur. Während die Magnetisierung in den Bildern a) bis f) nahezu entlang der leichten Achsen [100] bzw. [010] um  $90^\circ$  springt ( $T = 15$  K, kubische Anisotropie), zeigen die Bilder g) bis l) das Verhalten bei  $T = 35$  K: Die Magnetisierung springt nur noch entlang der [110]-Richtung um  $180^\circ$  (uniaxiale Anisotropie). Als Hauptursache für dieses Verhalten gelten Rekonstruktionen der GaAs-Oberfläche [47].





## 4 Probenherstellung, Messverfahren und Messaufbau

Dieses Kapitel soll zunächst einen Einblick in die Probenherstellung geben. Hierzu erfolgt ein Überblick der einzelnen Arbeitsschritte hin zu einer fertig strukturierten Probe. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich eingehender mit dem Messaufbau. Außerdem werden einige wichtige Hinweise im Zusammenhang mit der Verwendung von Lock-In-Verstärkern für die Messungen gegeben. Anschließend erfolgt eine Übersicht zur SQUID- und FMR-Magnetometrie.

### 4.1 Probenherstellung

Die fortschreitende Entwicklung bei der Prozessierung von Halbleiterstrukturen ermöglicht es auch Universitäten und kleineren Forschungseinrichtungen, Mikro- und Nanostrukturen mit vertretbarem Kostenaufwand herstellen zu können. Auf Grund der Probenabmessungen erfolgten sämtliche Strukturierungsschritte ausschließlich im Reinraum des Lehrstuhls (Reinheitsklasse 10.000). Das verwendete Probenmaterial (Ga,Mn)As wurde am Lehrstuhl Prof. Dr. W. Wegscheider (ebenfalls Universität Regensburg) durch einkristallines Wachstum hergestellt (siehe Abschnitt 3.2.2). Als Substrat dienen u.a. 2-Zoll-(001)- und (311)A-GaAs-Wafer.

Da für die Magnetotransportuntersuchungen nur geringe Probenabmessungen (ca.  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  und kleiner) nötig sind, erfolgt zunächst das Brechen des (Ga,Mn)As-Wafers in wesentlich kleinere Stücke. Hierzu wird mit Hilfe eines Diamantritzers die Probenoberfläche entlang der gewünschten Bruchkante mit einer Diamantnadel „verletzt“. Auf Grund der Einkristalleigenschaften bricht der Wafer entlang der angeritzten  $\langle 110 \rangle$ -Richtungen sehr leicht, da hier die Kristallbindungsenergie beim GaAs-Wirtskristall (Zinkblende) am geringsten ist. Vor jedem Anritzen und anschließendem Brechen wurde die Probe zur Sicherung der Oberflächenreinheit mit einer Schutzschicht aus Photoack versehen.

Je nach gewünschter Strukturgröße der Proben muss eine Entscheidung bezüglich des nötigen Lithographieschrittes getroffen werden. Hauptsächlich wird zwischen zwei Lithographiemethoden unterscheiden:

- die der optischen Lithographie und
- die der Elektronenstrahlolithographie.

Beiden Verfahren gemein ist die Verwendung eines Lacks (Photoresist bzw. PMMA<sup>22</sup>), der in einem ersten Schritt mittels Aufschleudern (*Spin coating*) und anschließendem Trocknen auf die Probe aufgebracht wird. Essentiell ist eine gründliche Reinigung der Probenoberfläche mit Hilfe mehrerer Aceton- und Isopropanolbäder (2-Propanol) einschließlich einer Ultraschallbadreinigung. Diesem vorletzten Schritt der Reinigung mit

---

<sup>22</sup> PMMA – Polymethylmethacrylat

Isopropanol folgt ein ausgiebiges Trocknen mit Hilfe der Stickstoffpistole ( $N_2$ ). Vor dem Belacken muss unter Umständen die Probe zum Entfernen von eventuell noch vorhandenen Wasserresten bei  $90^\circ$  ausgeheizt werden. Etwaige dünne Wasserfilme unterhalb der Lackschicht führen sonst zu einer ungenügenden Haftung des Photoresists.

#### 4.1.1 Optische Lithographie

Ultraviolettes Licht überträgt die gewünschten Strukturen durch eine mit Chrom beschichtete Glasplatte auf die Lackschicht oberhalb der Probenoberfläche mit Hilfe des *Mask-Aligner MJB 3* der *Karl Süss GmbH* (Wellenlängenbereich: 280 bis 500 nm bei  $4,75$  bis  $36 \text{ mW/cm}^2$ ). Die Glasplatte, auch Photolithographiemaske genannt, enthält bereits die zu übertragenden Strukturen in Form von sehr dünnen Chromelementen (typische Dicke der Chromschicht: 95 nm). Die Abbildung 4.1 verdeutlicht das Prinzip.

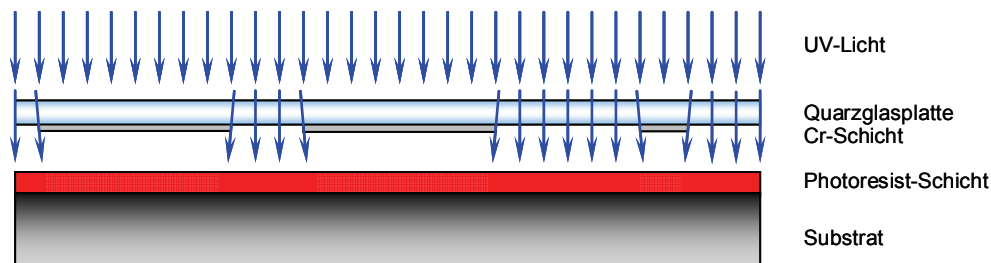


Abbildung 4.1: Prinzip der optischen Lithographie.

Das UV-Licht fällt durch die Quarzglasplatte und wird an der Chromschicht absorbiert. Durch die chromfreien Stellen gelangt das Licht bis zum vorher aufgeschleuderten Photolack und belichtet diesen. Je höher der Abstand zwischen Maske und Lack ist, desto weitreichender sind die negativen Auswirkungen von Beugungseffekten an den Chromrändern auf die Qualität der späteren Proben. Mit Hilfe geeigneter Software<sup>23</sup> können die für ein Experiment benötigten Strukturen, wie z.B. eine Hallbar-Mesa<sup>24</sup>, Kontaktflächen oder auch Gate-Kontakte für eine eigene Lithographiemaske erzeugt werden. Soll an der gewünschten Stelle der Probe später Licht durch die Maske auf den Photoresist fallen, wird bei der Herstellung der Cr-Maske an dieser Stelle die Chromschicht entfernt.

Der Photolack wird in zwei Arten unterteilt, den *Positivresist* und den *Negativresist*. Für diese Arbeit wurde hauptsächlich der Positivresist *ARP 3740* (Empfindlichkeit bei 308 bis 450 nm Wellenlänge) verwendet. „Positiv“ bedeutet, dass durch Belichten mit ultraviolettem Licht die chemische Zusammensetzung des Photoresists so verändert wird, dass im anschließenden Entwicklungsschritt durch Reaktion mit einer Basenlösung (in der Regel Natriumhydroxyd<sup>25</sup> ( $NaOH$ )) die Entfernung des Photoresists erfolgt<sup>26</sup>. Die ursprüngliche Probenoberfläche lässt sich so gezielt freilegen und anschließend

<sup>23</sup> z.B. L-Edit® unter MS-Windows®

<sup>24</sup> Mesa – spanisch für Tafelberg. Die Form einer Hallbar-Mesa erinnert von der Seite betrachtet an die steilen Flanken des Tafelberges in Südafrika.

<sup>25</sup> Eine Ausnahme bildet metallionenfreier Entwickler, der allerdings einen entsprechenden Photoresist voraussetzt.

<sup>26</sup> Negativresist bleibt an belichteten Stellen während des Entwicklungsvorgangs stehen.

entweder ätzen (siehe Abschnitt 4.1.3) bzw. beschichten (siehe Abschnitt 4.1.4). Angrenzende Bereiche, die weiterhin mit Lack bedeckt sind, bleiben im anschließenden Strukturierungsschritt weitgehend unverändert. Die kleinsten Strukturen liegen mit der Methode der optischen Lithographie bei wenigen Mikrometern und sind vor allem abhängig von den benötigten Lackdicken. Strukturen wie im industriellen Halbleiterbereich von bis zu 45 nm<sup>27</sup> und weniger sind nicht möglich.

### 4.1.2 Elektronenstrahlolithographie

Im Gegensatz zur optischen Lithographie ermöglicht die Elektronenstrahlolithographie (ESL) die Herstellung von wesentlich kleineren Strukturen hinab zu einigen zehn Nanometern Größe. Ähnlich wie bei der optischen Lithographie wird zunächst ein Lack, z.B. PMMA, auf die Probe aufgeschleudert. Der Lack wird anschließend mit Hilfe des Elektronenstrahlmikroskops strukturiert. Hierzu werden durch punktuell Ansteuern des Elektronenstrahls auf der Probe mit hoher Elektronenenergie ( $U_{ACC} = 25$  kV entspricht einer Wellenlänge  $< 1$  nm) die PMMA-Moleküle aufgespalten und anschließend in einem MIBK<sup>28</sup>-Isopropanol-Entwicklergemisch im Verhältnis 1 : 3 gelöst. Dieser Schritt entspricht einem Positivprozess. Wird die Elektronenstrahldosis jedoch auf das zwanzigfache erhöht, wird der PMMA-Lack auf Grund von „crosslinking“ extrem widerstandsfähig gegenüber Entwicklerbädern. Dies kommt einem Negativprozess gleich. Den begrenzenden Faktor bei der Reduzierung der Strukturen stellt jedoch der Resist selbst dar und nicht die Wellenlänge des Elektronenstrahls.

### 4.1.3 Mesaätzen

Nach der Strukturierung der Lackoberfläche mit Hilfe eines der beiden vorgestellten Lithographieverfahren, erfolgt jetzt die eigentliche Herstellung der Mesastruktur. Hierzu muss die Oberfläche geätzt werden. Bei großen Strukturabmessungen (z.B. Hallbar-Mesa mit mehreren Mikrometern Länge) wird normalerweise das nasschemische Verfahren angewandt.

#### 4.1.3.1 Nasschemisches Ätzen

Vor dem nasschemischen Ätzen sollte die Probe einem Postbackprozess bei 110 °C für etwa 5 min unterzogen werden. Der Photoresist verhält sich dann gegenüber Säurebädern unempfindlicher. Bei GaAs und GaAs-Verbindungen (wie z.B. (Ga,Mn)As) wird die Probe einer Zitronen- oder Essigätzlösung für eine bestimmte Zeit (abhängig von der zu ätzenden Schichtdicke) ausgesetzt. Der Ätzlösung wird in der Regel das Oxidationsmittel Wasserstoffperoxid (H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>) zugegeben.

Die Stärke des Ätzens kann von der Kristallrichtung im GaAs abhängen, was wiederum auf die Kristallbindungsenergie zurückzuführen ist. Dieses sogenannte anisotrope Ätzverhalten wird z.B. bei Verwendung von Essiglösungen mit GaAs oder auch beim Kali-

---

<sup>27</sup> Siehe z.B. Intel Corporation® - Roadmap

<sup>28</sup> MIBK – Methylisobutylketon

umhydroxyd-Ätzen (KOH) an Silizium beobachtet [48]. Das Ergebnis sind sichtbar schräge Ätzkanten.

#### 4.1.3.2 Trockenchemisches Ätzen

Für wesentlich kleinere Strukturen (z.B. Nanostrukturen), wie sie mit ESL-Verfahren hergestellt werden können, bieten sich in erster Linie trockenchemische Ätzverfahren an. Am Lehrstuhl bestehen die Möglichkeiten, mit *CAIBE*<sup>29</sup> oder mit *RIE*<sup>30</sup> die Strukturierung der Proben vorzunehmen. Die in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden entweder nasschemisch mit Zitronensäure oder trockenchemisch mit RIE hergestellt.

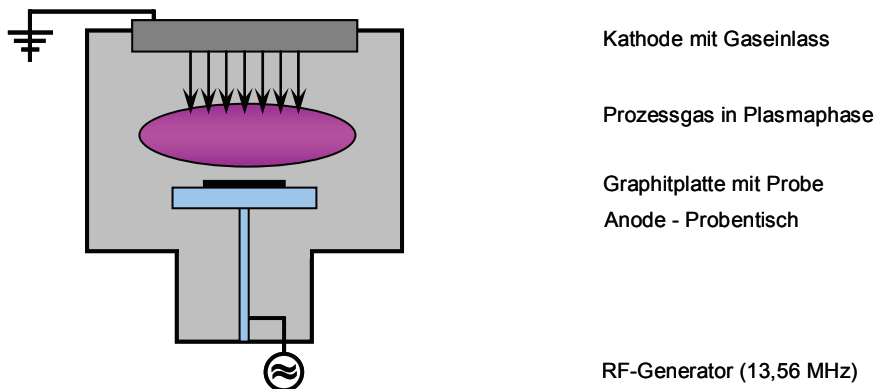


Abbildung 4.2: Prinzipieller Aufbau der Ionenätzanlage (RIE).

Der Einsatz der Ionenätzanlage mit  $\text{SiCl}_4$  als Reaktivgas ermöglicht vor allem das Erreichen gut reproduzierbarer Ätztiefen bei kleinen Strukturen. Hierzu wird das Prozessgas  $\text{SiCl}_4$  mittels eines hochfrequenten Wechselfeldes ( $f = 13,56 \text{ MHz}$ ) ionisiert und in die Plasmaphase gebracht. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Ätzanlage findet sich in der Abbildung 4.2. Durch unterschiedliche Baugröße von Anode (Probenstisch bestehend aus einer Graphitplatte) und der Kathode entsteht eine Potentialdifferenz, die zu einer *DC-Biasspannung* führt und freie Ladungsträger (negativ geladene Ionen und auch Elektronen) in Richtung der Probenoberfläche beschleunigt.

In Abhängigkeit vom herrschenden Prozessdruck ( $p = 5 \text{ mTorr} \dots 150 \text{ mTorr}$ , typisch  $20 \text{ mTorr}$ <sup>31</sup>) und der vorgegebenen Leistung (typisch  $P = 40 \text{ W} \dots 100 \text{ W}$ ) ändert sich die DC-Biasspannung und die mittlere freie Weglänge der geladenen Ionen. Diese Parameter beeinflussen das Ätzverhalten erheblich und somit die Ätzrate und die Qualität der MESAflanken. Durch Auswahl geeigneter Prozessparameter lassen sich auf Wunsch gezielt die Seitenwände der MESAstrukturen mit sehr stabilen Chlor-Verbindungen passivieren (geradere Seitenwände).

<sup>29</sup> *CAIBE* – Chemically Assisted Ion Beam Etching

<sup>30</sup> *RIE* – Reactive Ion Etching

<sup>31</sup>  $1 \text{ Pa} = 10^{-5} \text{ bar} = 0,007501 \text{ Torr} \rightarrow 10 \text{ mTorr} = 1,33 \cdot 10^{-2} \text{ mbar}$

#### 4.1.4 Aufbringen der Goldkontakte

Zum elektrischen Ankontaktieren der (Ga,Mn)As-Probe muss eine Metallisierungsschicht, in der Regel Gold (Au) bzw. Chrom-Gold (Cr – Au) oder auch Gold-Beryllium-Legierungen ( $\text{Au} - \text{Be}_{1\%}$ )<sup>32</sup>, auf die vorgesehenen Kontaktstellen aufgebracht werden. Hierzu wurde nach entsprechender Strukturierung mit optischem Lack die Probe in eine Ultrahochvakuumkammer (*Univex* der Firma Leybold) eingebaut.

Das Evakuieren der Kammer erfolgte in der Regel bis zu einem Druck von  $p = 5,5 \cdot 10^{-6}$  mbar. Um eine bessere Haftung des Metallkontaktes zu erreichen, wird vor dem eigentlichen Goldverdampfen mittels eines dreiminütigen Argonplasmasschrittes die (Ga,Mn)As-Oberfläche zum einen von der natürlichen Oxydschicht befreit und zum anderen leicht aufgeraut. Die Ätzrate beträgt bei einer Beschleunigungsspannung von  $U_{ACC} = 2$  kV und einem Ionenstrom von  $I = 20$  mA ca. 3 nm pro Minute. Das abschließende Ultraschallschweißen (Bonden) zum Verbinden der Probe mit dem Chipcarrier über einen 25  $\mu\text{m}$  dicken Golddraht gelang nach dem Argon-Vorsputtern wesentlich unproblematischer (Vermeidung von Kontakt- bzw. Drahtabrissen).

#### 4.1.5 Übersicht über die einzelnen Prozessschritte

Der folgende Abschnitt demonstriert noch einmal zusammenhängend die kompletten Strukturierungsschritte hin zu einer fertigen (Ga,Mn)As-Probe.

##### 4.1.5.1 Herstellung der Hallbar-Mesa

Die Abbildungen verdeutlichen die Herstellung der Hallbar-Mesa. Für diesen Prozessschritt kommt in der Regel ausschließlich die optische Lithographie zum Einsatz.

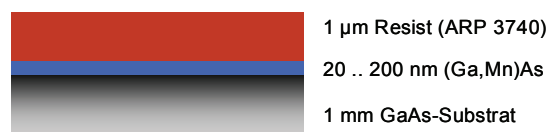


Abbildung 4.3-I: Belacken der Probe mit Resist für optische Lithographie

Dann folgen die Schritte des Belichtens und des Entwickelns der Probe:

<sup>32</sup> Zu Beginn der Arbeit wurde mit Gold-Beryllium-Kontakten experimentiert. Da aber reines Beryllium als sehr giftig einzustufen ist und auch die Kontakte aus reinem Gold sehr gute Leitungseigenschaften aufwiesen, wurde später die Probenprozessierung ohne Beryllium-Legierung durchgeführt. Allerdings ist ein Vorsputtern mit Argon vor dem Aufdampfprozess unerlässlich. Die U-I-Kennlinie zeigt streng lineares Verhalten – eine Schottkybarriere war nicht feststellbar.

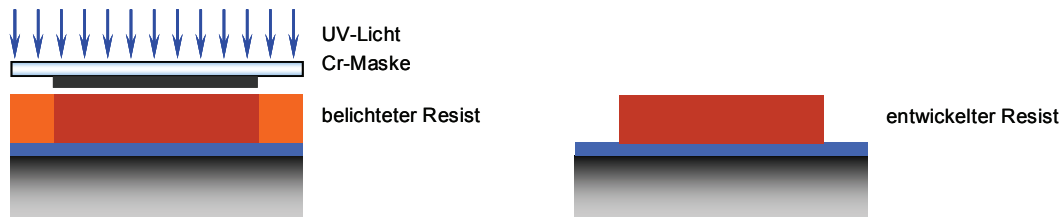


Abbildung 4.3-II: Belichten mit UV-Licht und Entwickeln mit NaOH-Entwicklerlösung.

Anschließend erfolgt das Nass- bzw. Trockenchemisches Ätzen. Dabei wird die leitfähige Schicht (Strompfad und Kontaktanschlüsse mit Zuleitungen) freigelegt. Anschließend wird die Probe im Acetonbad gereinigt.



Abbildung 4.3-III: Nass- bzw. Trockenchemisches Ätzen und Freilegen der Hallbar-Mesa.

#### 4.1.5.2 Herstellung der Goldkontakte

Zum Ankontaktieren der (Ga,Mn)As-Schicht wird die Probe an den entsprechenden Stellen mit Goldkontakten versehen. Hierzu dient erneut die optische Lithographie:

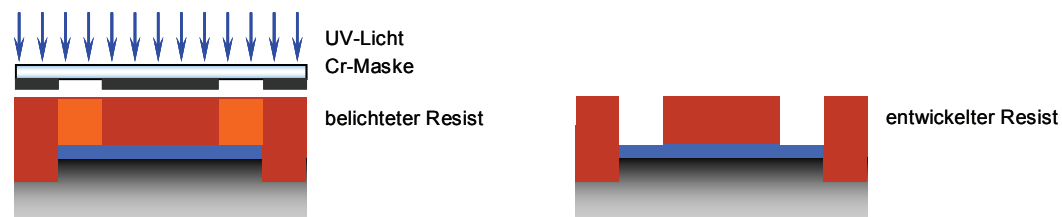


Abbildung 4.4-I: Belackung und, Belichten der Probe. Anschließend Entwickeln mit NaOH-Entwicklerlösung.

Im nächsten Schritt werden die Goldkontakte aufgedampft.



Abbildung 4.4-II: Aufdampfen der Au-Kontakte und Lift-off im Acetonbad.

Um die Probe im Messaufbau untersuchen zu können, wird nach Fertigstellung die Hallbar mit PMMA in einen 20-poligen Chipcarrier geklebt und anschließend mit einem Bonder (*MEI 1204W*) elektrisch ankontaktiert. Die Bonddrähte in der Abbildung 4.5 haben einen Durchmesser von ca. 25  $\mu\text{m}$ .

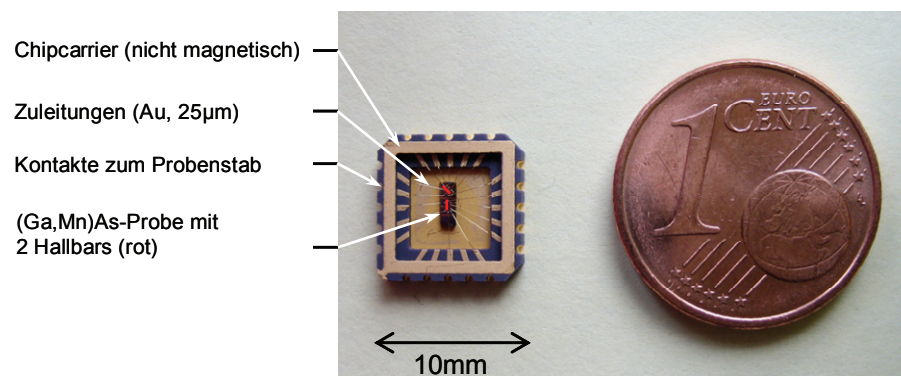


Abbildung 4.5: Vollständig präparierte, in einem 20-poligen Chipcarrier eingeklebte und mit Golddrähten versehende (Ga,Mn)As-Probe. Die roten Balken verdeutlichen die ungefähre Lage und Größe der Hallbars. Zum Größenvergleich dient ein Cent-Stück.

Für Transportexperimente zur Untersuchung von Kristallanisotropien wurden Standard-Hallbarstrukturen verwendet. In den Abschnitten 5.2.2 und 5.3 werden Experimente an (Ga,Mn)As-Nanostrukturen (schmale Streifen und Zick-Zack's) vorgestellt. Für die entsprechend kleinen Strukturen ist die Auflösung der optischen Lithographie nicht fein genug. Aus diesem Grund kam die ESL zum Einsatz.

#### 4.1.6 Herstellung der Nanostrukturen mit Hilfe der ESL

Folgende Abbildungen demonstrieren die Herstellung der Nanostrukturen mit Hilfe der ESL. Sämtliche Schritte der optischen Lithographie sind bereits abgeschlossen (Hallbar-Mesa und Au-Kontakte). Bevor jedoch die Probe in den Chipcarrier geklebt werden kann, erfolgt noch auf den fertigen Hallbars die Nanostrukturierung.

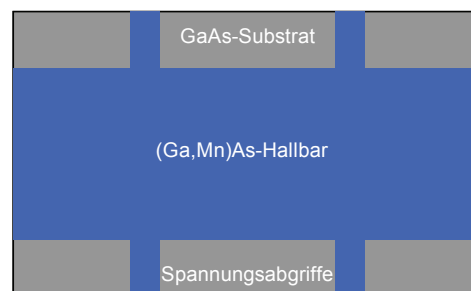


Abbildung 4.6-I: Ausgangssituation vor der ESL – die (Ga,Mn)As-Probe wurde bereits mit einer Hallbar-Mesa und entsprechenden Kontakten (nicht gezeigt) versehen.

Zunächst wird die Probe mit PMMA belackt und anschließend mit Hilfe des REMs an den gewünschten Stellen überbelichtet (Negativverfahren, *crosslinking*). Das Entwickeln erfolgt mit Hilfe von Isopropanol. Leider führt der *Proximity*-Effekt zum ungewollten Lösen des Lacks an den Rändern der Strukturen:



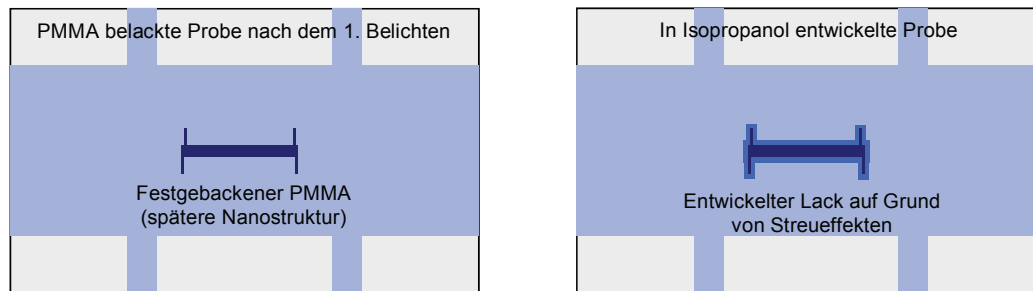


Abbildung 4.6-II: Belacken, Belichten und entwickeln der Probe.

Daher erfolgt ein erneutes Belacken mit PMMA. Das anschließende Belichtung stellt einen positiven Prozess dar. Alle nötigen Ätzgräben für die Herstellung der Nanostrukturen sind jetzt vorhanden und können z.B. mit Hilfe der RIE oder der CAIBE geätzt werden.

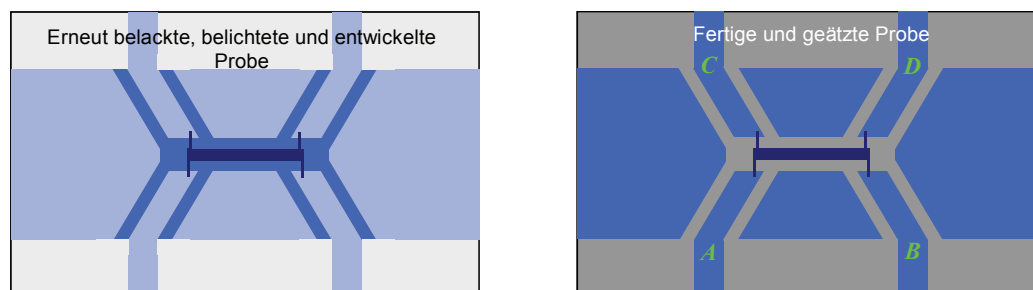


Abbildung 4.6-III: Die Probe wird erneut belackt, belichtet und entwickelt. Anschließend erfolgt das Ätzen der Nanostrukturen z.B. mit Hilfe der RIE.

Innerhalb einer Hallbar können je nach Anzahl vorhandener bzw. benötigter Spannungsabgriffe mehrere Nanostrukturen untergebracht werden. Als Strompfad dienen z.B. die Anschlüsse **A** und **B**, während an **C** und **D** der Spannungsabfall gemessen wird.



## 4.2 Messverfahren und Messaufbauten

In diesem Abschnitt wird der Messaufbau für die Magnetotransportuntersuchungen im Einzelnen vorgestellt und auf die verschiedenen möglichen Messverfahren wie Transport-, SQUID- und FMR-Messungen eingegangen.

### 4.2.1 Transportmessungen

#### 4.2.1.1 Zweipunktmessungen

Für einfache Widerstandsmessungen oder *U-I-Kennlinienaufnahmen* kommt in der Regel das Verfahren der Zweipunktmessung zum Einsatz. Der große Vorteil dieser Methode liegt im einfachen Messaufbau begründet, da lediglich zwei Messleitungen benötigt werden. Am zu messenden Widerstand wird eine definierte Spannung  $U$  angelegt und gleichzeitig der Strom  $I$  bestimmt (bzw. umgekehrt). Allerdings fällt nicht nur eine Spannung an der Probe selbst ab, sondern auch an den in Reihe geschalteten Zuleitungs- und Kontaktwiderständen. Je niederohmiger die Probe ist, desto deutlicher werden die Einflüsse der Messleitungen und der Probenkontakte. Die Abbildung 4.7 verdeutlicht das Problem:

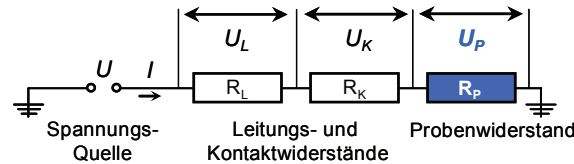


Abbildung 4.7: Prinzip der Zweipunktmessung.

Dies führt in Abhängigkeit von  $R_L$  und  $R_K$  zu Abweichungen bei der Bestimmung von  $R_P$ :

$$R_P = \frac{U}{I} - (R_L + R_K). \quad (4.1)$$

Da in der Regel  $R_L$ , vor allem aber  $R_K$ , unbekannt sind, kann die Zweipunktmessung zu einer erheblichen Messungenauigkeit bei der Bestimmung von  $R_P$  führen. Außerdem bietet diese Methode nicht die Möglichkeit von Hallspannungsmessungen. Aus diesen Gründen kommt für die meisten Experimente nur die Vierpunktmessung in Betracht.

#### 4.2.1.2 Vierpunktmessung

Im Gegensatz zur Zweipunktmessung wird die Vierpunktmessung (vier Messleitungen) zur Bestimmung von Oberflächen- und Dünnschichtwiderständen verwendet. Kontaktwiderstände spielen auf Grund der (fast) stromlosen Messung nur eine untergeordnete Rolle. Zuleitungswiderstände sind nahezu bedeutungslos.

Das Ersatzschaltbild wird in der folgenden Abbildung 4.8 gezeigt:

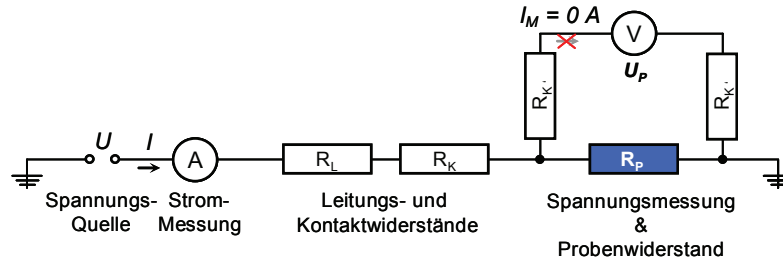


Abbildung 4.8: Prinzip der Vierpunktmessung.

Mit Hilfe eines hochohmigen Spannungsmessgerätes (ideal wäre ein Instrumentenverstärker<sup>33</sup>) wird die Potentialdifferenz  $U_P$  bestimmt. Gerade der Instrumentenverstärker bietet die Möglichkeit, höchstohmig die Spannung  $U_P$  zu bestimmen. Somit können sämtliche Kontaktwiderstände  $R_K$  und insbesondere  $R_{K'}$  der Probe vernachlässigt werden, denn durch den hochohmigen Messeingang können keine Ladungen abfließen ( $I_M = 0 \text{ A}$ ).

#### 4.2.1.3 Messungen mittels van der Pauw

Eine sehr genaue Widerstandsmessung bietet mit ebenfalls geringem Strukturierungsaufwand in vielen Fällen die *van der Pauw* Methode, wie sie Abbildung 4.9 zeigt [49], [50]:

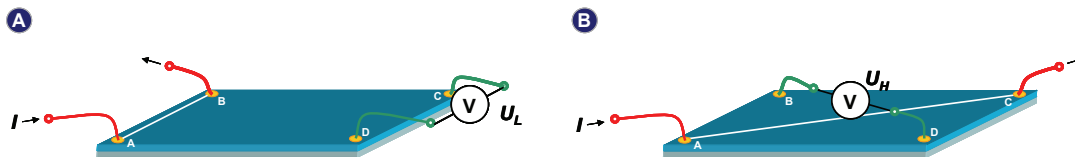


Abbildung 4.9: Vierpunktmessung nach der van der Pauw Methode für Flächenwiderstandsmessungen (A) und Hallwiderstandsmessungen (B).

Vorraussetzung für eine möglichst fehlerfreie Messung sind folgende Bedingungen:

- Die (punktförmigen) Kontakte befinden sich am Rand der Probe und sind klein.
- Die Form darf beliebig, muss aber frei von „Löchern“ (Unterbrechungen) sein.

Fließt jetzt ein Strom  $I_{AB}$  durch die Kontakte **AB** in Abbildung 4.9(A), kann hochohmig an den Kontakten **CD** ein Spannungsabfall  $U_{CD}$  festgestellt werden:

$$R_{ABCD} = \frac{U_{CD}}{I_{AB}}. \quad (4.2)$$

<sup>33</sup> Realisiert als Operationsverstärker mit höchstohmigen Eingang  $R_i > 1 \text{ G}\Omega$

Durch Vertauschen der Anschlüsse kann jetzt  $R_{BCAD}$  bestimmt werden. Aus funktionentheoretischer Berechnung folgt:

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln 2} \cdot \frac{R_{ABCD} + R_{BCAD}}{2} \cdot f(Q), \quad (4.3)$$

wobei gilt:  $Q = \frac{R_{ABCD}}{R_{BCAD}}$ .

Die Funktion  $f(Q)$  stellt den sogenannten van der Pauw Korrekturfaktor dar und muss numerisch bestimmt werden:

$$\cosh \left\{ \frac{Q-1}{Q+1} \cdot \frac{\ln 2}{f} \right\} = \frac{1}{2} e^{\frac{\ln 2}{f}}. \quad (4.4)$$

Die folgende Abbildung zeigt den graphischen Verlauf für  $f(Q)$ :

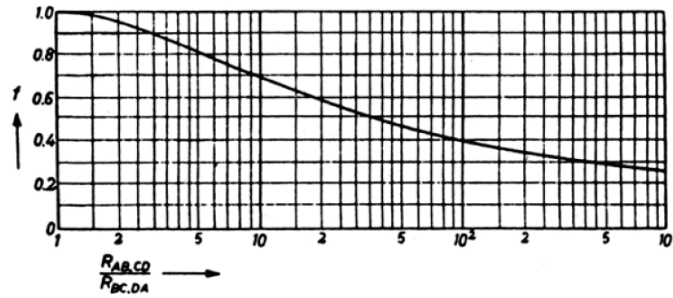


Abbildung 4.10: Numerische Lösung für  $f(Q)$  aus Gleichung (4.4). Entnommen aus [49].

Mittels van der Pauw kann aber auch die Hallspannung bestimmt werden (siehe Abbildung 4.9(B)): In diesem Fall fließt der Strom  $I_{AC}$  durch die Kontakte **AC**, die Hallspannung  $U_{BD}$  wird an den Kontakten **BD** abgegriffen. Für eine genaue Messung ist ebenfalls ein zyklisches Vertauschen der Kontakte nach dem oben beschriebenen Verfahren nötig. In erster Linie wird dieses Messverfahren für Erstcharakterisierungen und während des Probenannealings verwendet.

Der größte Nachteil der Messmethode nach van der Pauw besteht im Fehlen von kristallrichtungsabhängigen Messungen, da das nötige zyklische Vertauschen dies verhindert.

#### 4.2.1.4 Hallbar-Messungen

In der vorliegenden Arbeit wurden Magnetotransportuntersuchungen an (Ga,Mn)As-Proben vorgenommen, um Kenntnisse über magnetische Anisotropien auf unterschiedlichen Substraten gewinnen zu können. Auf Grund der kristallrichtungsabhängigen Anisotropien erfolgten die Messungen an Hallbarstrukturen. Diese erlauben im Gegensatz zur Methode nach van der Pauw eine genaue Vorgabe der Stromrichtung. Zusätzlich

wird ein homogener Stromfluss erzielt. Die folgende Abbildung zeigt den prinzipiellen Aufbau einer solchen Hallbarstruktur samt der Messpunkte:

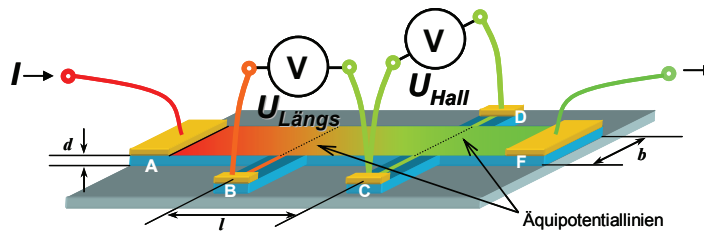


Abbildung 4.11: Hallbarstruktur mit Kontakten. Strompfad und Hallabgriffen für Längs- und Quer(Hall)spannungen. Die parallelen Äquipotentiallinien verdeutlichen die jeweiligen Spannungsabfälle innerhalb der Probe (gleiche Farbe – gleiches elektrisches Potential)

Wie aus Abbildung 4.11 hervorgeht, verlaufen die Äquipotentiallinien zwischen **AF** innerhalb des Strompfades  $I$  parallel. Der Spannungsabfall an **BC** dient zur Messung der Längsspannung. Entspricht der Abstand **BC** der Hallbarbreite ( $l = b$ ), so wird der gemessene Widerstand als Schicht- bzw. Quadratwiderstand ( $R_{Sheet} = R_{\square}$ ) bezeichnet und hängt nur noch von der Schichtdicke  $d$  ab. Die Punkte **CD** dienen der Hallspannungsmessung und sollten für eine genaue Bestimmung der Querspannung immer auf gleichem Längsspannungspotential liegen, da sich sonst eine Offset-Spannung im Hallanteil bemerkbar machen würde.

Für winkelabhängige Magnetotransportuntersuchungen in (Ga,Mn)As müssen ausnahmslos Hallbars zum Einsatz kommen, da nur mit dieser Methode ein konstanter Winkel zwischen Magnetisierung und Strompfad in der gesamten Schicht gewährleistet werden kann. Näheres findet sich auch im Abschnitt 2.4.

#### 4.2.1.5 Der Messaufbau

Für einen Großteil der Magnetotransportuntersuchungen wurde der Messaufbau, wie in Abbildung 4.12 gezeigt, verwendet. Während Lock-In 1 an seinem Ausgang eine Wechselspannung von  $U_{eff} = 1 \text{ V}$  ( $f_G = 17 \text{ Hz}$ ) bereitstellt und mit Hilfe des Vorwiderstandes  $R_{Vor} = 10 \text{ M}\Omega$  als Stromquelle dient, ermitteln Lock-In 2 und 3 die Längs- bzw. die Querspannung (Hallspannung) an der Probe. Die Eingangswiderstände der Messverstärker sind mit  $10 \text{ M}\Omega$  gegenüber den Probenwiderständen (typisch 10 bis 30  $\text{k}\Omega$ ) als hoch genug einzustufen.

Mit Hilfe von  $^4\text{He}$  lassen sich Temperaturen von bis zu  $T = 1,4 \text{ K}$  im VTI<sup>34</sup> des Kryostaten erzielen. Temperaturen oberhalb von  $T = 4,2 \text{ K}$  (Temperatur für flüssiges  $^4\text{He}$  bei Normaldruck) müssen mit Hilfe einer Heizung geregelt werden. Gewünschte Temperaturen unterhalb  $T = 4,2 \text{ K}$  werden mit Hilfe einer Drehschieberpumpe und einer Druckdose, die sich zwischen Pumpe und VTI befindet, durch Absenken des Druckes erreicht. Um Masseschleifen zu verhindern, sind alle Geräte am Kryostaten auf eine gemeinsame Masse (elektrisches Bezugspotential Null) gelegt. Ein Teil der Messleitungen sind so ausgelegt, dass eine über Kreuz geführte Schirmung möglich ist. So sind die einzelnen

<sup>34</sup> VTI = Variable Temperature Inset

Innenschirmungen der Messleitungen auf der Messgeräteseite gemeinsam auf das Schaltbrettgehäuse geführt, während die Außenschirmungen der Messkabel direkt mit dem Gehäuse des Kryostaten verbunden sind. Alle Steuer- und Datenleitungen vom und zum Messrechner hin (RS232<sup>35</sup>) und auch die Referenzsignalleitung vom Lock-In 1 zu Lock-In 2 und 3 werden wie üblich mittels Optokoppler (galvanische Trennung) realisiert. Steuer- und Datenleitungen über den GPI-Bus<sup>36</sup> sind nicht standardmäßig galvanisch entkoppelt. Hier besteht bei unbedachter Verkabelung die Gefahr von Masse-schleifen.

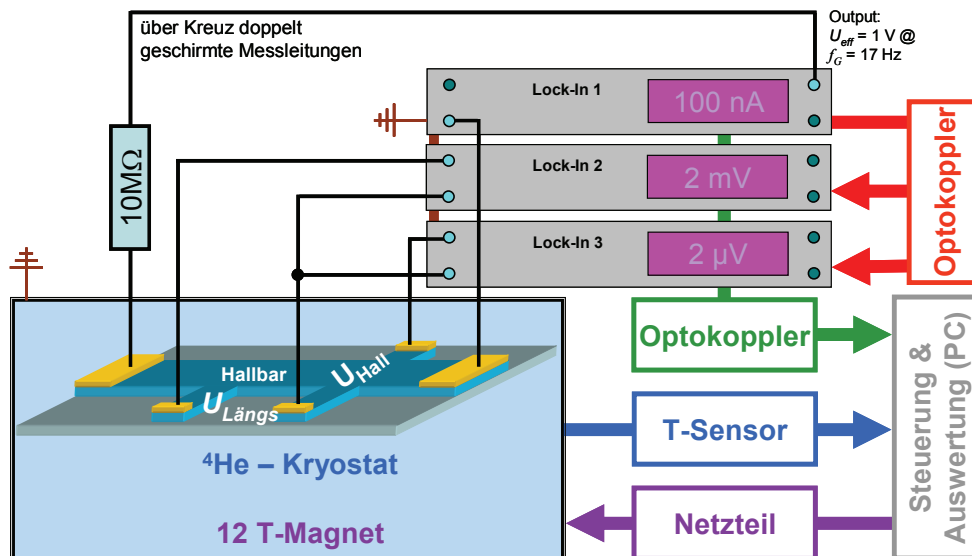


Abbildung 4.12: Schematischer Messaufbau, Verwendung einer strukturierten Hallbar mit gleichzeitiger Messung von Längs- (Lock-In 2) und Hallspannung (Lock-In 3). Lock-In 1 dient zusammen mit einem Vorwiderstand ( $R_{Vor} = 10 \text{ M}\Omega$ ) als Stromquelle.

Der fest installierte supraleitende 14 T-Magnet erlaubt keine richtungsabhängigen Magnetotransportmessungen. Daher kam ein mechanisch drehbarer Probenstab zum Einsatz:

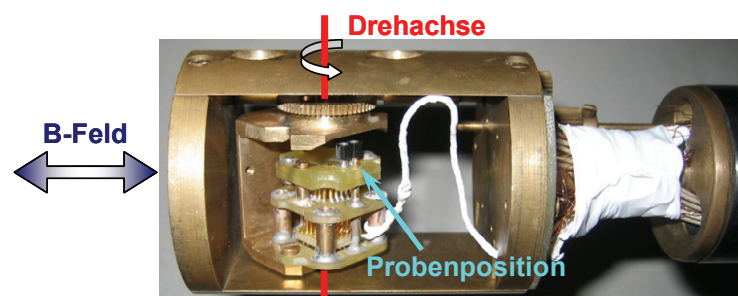


Abbildung 4.13: Drehbarer Probenstab zur Manipulation der Magnetfeldrichtung bei tiefen Temperaturen.

<sup>35</sup> RS232 – Standard für eine serielle Schnittstelle (1 Bit serielle Datenübertragung, RS = Recommended Standard). Diese Schnittstelle verbindet verschiedene Messgeräte mit der COM-Schnittstelle eines IBM AT-kompatiblen PCs.

<sup>36</sup> GPIB – General Purpose Interface Bus oder auch General Purpose Instrumentation Bus (8 Bit Bussystem) dient zum gleichzeitigen Verbinden mehrerer Messgeräte an einem Leitungsstrang (Bus). Eine galvanische Trennung kann z.B. durch die Verwendung eines GPIB-USB-Interfaces + Optokoppler erfolgen.

#### 4.2.1.6 Das Problem der endlichen Gleichtaktunterdrückung

Weisen die zu messenden Proben eine lineare U-I-Kennlinie auf, so spricht im Normalfall alles für den Einsatz von Lock-In-Verstärkern. Diese Messgeräte besitzen u.a. einen sehr hochohmigen Differenzeingang (*FET*-Eingang<sup>37</sup>). Als Messsignal dient im Gegensatz zur DC-Messung ein Wechselstromsignal mit einer festen Frequenz  $f_G$  (*AC*<sup>38</sup>). Alle am Messaufbau beteiligten Lock-In-Verstärker erhalten vom Referenz-Lock-In (siehe Abbildung 4.12, Lock-In 1) das Synchronisationssignal ( $f_G$ ). Dieses wird jeweils mit dem Messsignal der einzelnen Lock-In-Verstärker multipliziert. Somit ist es zum Einen möglich, sehr schmalbandig und vor allem störsicher zu messen [51], zum anderen bleibt so die Information des Vorzeichens der gemessenen Spannung erhalten. Allerdings können auf Grund von hochohmigen Kontakten sowie kapazitiver und induktiver Größen sogenannte Phasenfehler (Phasenwinkel  $\omega$ , typisch  $0^\circ$  bzw.  $\pm 180^\circ$ , abhängig vom Vorzeichen) auftreten, die zudem magnetfeldabhängig sind und somit ein Messen nahezu unmöglich machen.

Vor allem aber spielt die endliche Gleichtaktunterdrückung (*CMR*<sup>39</sup>) eine wesentliche Rolle beim Einsatz von Lock-In-Verstärkertechnik. Zur Veranschaulichung dient die Abbildung 4.14:

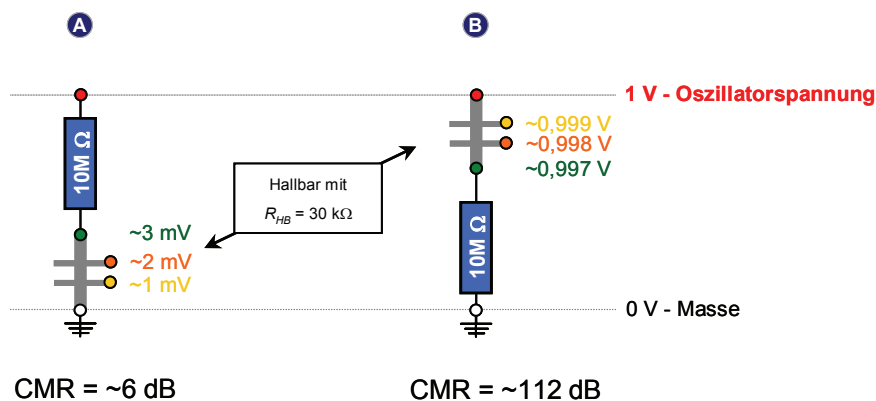


Abbildung 4.14: *CMR in Abhängigkeit von der Position des Vorwiderstandes, Hallspannungsmessungen zeigen ein erheblich höheres CMR.*

Normalerweise wird der Vorwiderstand zwischen Oszillatorausgang und Probe eingebaut (Abbildung 4.14(A)) - Strombegrenzung im Kurzschlussfall → Probe geschützt. Sein Wert sollte für stabile Stromstärken, abhängig vom beobachteten Effekt, etwa 100 bis 1.000-mal höher gewählt werden als der Probenwiderstand. Folgt man den Kirchhoffschen Regeln, wird der erwartete Spannungsabfall an den Probenkontakten den gleichen Wert aufweisen wie für den Fall, dass nach dem Oszillatorausgang zuerst die Probe und dann der Widerstand folgen (Abbildung 4.14(B)). Die Abbildung macht aber deutlich, dass das Verhältnis zwischen der Spannungsdifferenz am Lock-In-

<sup>37</sup> *FET* – Feld Effekt Transistor, Die Leitfähigkeit der *Source-Drain-Strecke* wird mittels einer Spannung (*Gate*) stromlos gesteuert, zeigt aber gegenüber sogenannten Bipolartransistoren ein höheres Rauschmaß.

<sup>38</sup> *DC* – Direct Current und *AC* – Alternating Current

<sup>39</sup> *CMR* – Common Mode Rejection



Eingang und der absoluten Spannung an den Kontakten (angegeben in dB) für ein erfolgreiches Messen verantwortlich ist. Der verwendete Lock-In weist eine CMR von maximal 120 dB auf. Diese Überlegungen werden besonders dann wichtig, wenn es darum geht, an hochohmigen Proben sehr kleine Hallspannungen zu messen. Im Fall von den in dieser Arbeit verwendeten (Ga,Mn)As-Proben ist ein Verhältnis von Gleich- zu Wechsellspannungssignalen von maximal 50 dB zu erwarten, wenn sich der Vorwiderstand, wie in Abbildung 4.14(A) gezeigt, zwischen Oszillatorausgang und Probe befindet.

## 4.2.2 SQUID-Magnetometrie

Im Gegensatz zum Magnetotransport lässt die SQUID-Magnetometrie das direkte Messen von magnetischen Momenten zu. Hierzu befinden sich in einem *supraleitenden Ring* mit einer typischen Querschnittsfläche von  $A_R = 0,2 \text{ mm}^2$  entweder ein (beim *rf*-SQUID) bzw. zwei (beim *dc*-SQUID) sogenannte *Josephson-Kontakte*. Diese sehr dünnen Kontakte sind entweder normal leitend oder sogar isolierend, ermöglichen aber ein Tunneln von Cooperpaaren bis hin zu einer maximalen kritischen Stromstärke  $I_C$  (typisch  $10 \text{ }\mu\text{A}$ ). Ferner wird der Effekt der Flussquantisierung im supraleitenden Ring ausgenutzt. Aus quantenmechanischer Sicht muss der den supraleitenden Ring durchdringende magnetische Fluss immer dem ganzzahligen Vielfachen des elementaren magnetischen Flussquantums ( $\Phi_0$ ) entsprechen:

$$\Phi_0 = h/2e = 2,067850663 \cdot 10^{-15} \text{ Wb (Weber)}, \quad (4.5)$$

wobei  $h$  das plancksche Wirkungsquantum und  $e$  die Elementarladung darstellen. Tritt nun eine Änderung des äußeren Magnetfeldes auf, erfolgt die Anregung eines elektrischen Kreisstromes im Ring. Dabei wird in Abhängigkeit von der induzierten Stromhöhe der magnetische Fluss im supraleitenden Ring auf das nächstgelegene Vielfache des Flussquantums erhöht bzw. verringert. Da der Ring mit einem Gleichstrom (*dc*-SQUID) oberhalb des kritischen Stromes  $I_C$  betrieben wird, fällt an den Kontakten eine detektierbare Spannung ab. Das *rf*-SQUID wird hingegen mit einer Wechselfrequenz (mehrere 10 MHz), die über eine zusätzliche Spule eingekoppelt wird, betrieben. Die entsprechende Fluss-Spannungs-Kennlinie ist periodisch (dreiecksförmig), wobei eine Periode genau einem Flussquant entspricht. Da das direkte Messen von magnetischen Flüssen, die größer als das magnetische Flussquantum sind, nicht möglich ist, muss eine nachgeschaltete Elektronik mit Hilfe einer Induktionsspule die jeweilige Flussänderung im Ring kompensieren (*Flussregelschleife*).

Auf Grund der Tatsache, dass der supraleitende Ring in Abhängigkeit von seiner Sprungtemperatur mit Stickstoff (Hochtemperatursupraleiter) bzw. mit Helium (Tieftemperatursupraleiter) gekühlt wird und zusätzlich thermisch (variierbare Proben temperatur von einigen Kelvin bis Raumtemperatur) und magnetisch (Schutz vor externen Feldern wie dem Erdmagnetfeld) von der zu messenden Probe entkoppelt sein muss, werden zwei sogenannte supraleitende *pick-up*-Spulen verwendet, zwischen denen die Probe mit konstanter Geschwindigkeit hin und her bewegt wird. Diese Bewegung erzeugt auf Grund der in der Probe vorhandenen magnetischen Momente einen Induktionsstrom in den *pick-up*-Spulen. Eine weitere dritte, in Reihe zu den beiden *pick-up*-Spulen geschaltete Zusatzspule, die sich nahe am SQUID-Detektor befindet, erzeugt auf Grund der Probenbewegung eine magnetische Flussänderung. Die Detektion eines Viel-



fachen des magnetischen Flussquants wird mit Hilfe einer vierten, ebenfalls in Nähe zum SQUID-Detektor angebrachten sogenannten Kompensationsspule erreicht. Diese Kompensationsspule wird phasengleich zur mechanischen Bewegung der Probe mit einem Wechselstrom betrieben, so dass der magnetische Fluss innerhalb des Detektors zu Null kompensiert wird. Daher stellt der Regelstrom der vierten Spule gleichzeitig ein Äquivalent zum bestehenden magnetischen Moment der Probe dar. Während einer SQUID-Messung kann immer nur die Magnetisierungskomponente bestimmt werden, die parallel zur mechanischen Bewegungsrichtung der Probe liegt. Im Wesentlichen lassen sich mit Hilfe des SQUID zwei Probenparameter bestimmen:

- *Messung im remanenten Zustand der Probe:* Diese Methode dient in erster Linie zu Bestimmung der Curie-Temperatur. Hierzu wird in einem weiten Temperaturbereich das jeweilige magnetische Moment der Probe im remanenten Zustand (bei  $B = 0$  T) bestimmt. Vor der Messung muss die Probe entsprechend aufmagnetisiert werden.
- *Messung bei konstanter Temperatur:* Auf Grund des Vorhandenseins zweier weiterer supraleitender Spulen kann mit Hilfe des so erzeugten externen Magnetfeldes eine Ummagnetisierungskurve der Probe aufgenommen werden.

Hinweis: Da das SQUID sowohl auf ferromagnetische- als auch auf dia- bzw. paramagnetische Momente der Probe reagiert, muss nach jeder Messung der magnetfeldabhängige lineare Anteil des GaAs-Substrates (diamagnetisch) von der Messung des ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Anteils abgezogen werden. Eine sehr hilfreiche Einleitung zum Thema SQUID einschließlich Theorie und Messaufbau findet sich in [52] und [53].

### 4.2.3 FMR-Magnetometrie

Um die Ergebnisse aus Magnetotransport- und SQUID-Messungen besser interpretieren bzw. verstehen zu können, wurden zusätzlich FMR-Messungen an einem Teil der (Ga,Mn)As-Proben durchgeführt. Im Gegensatz zum SQUID liefert die FMR keine magnetischen Momente, sondern ermöglicht mit Hilfe der magnetischen Resonanz eine Bestimmung der magnetischen Anisotropiekonstanten. Das Grundprinzip der FMR, nämlich die Absorption von Energie (im Mikrowellenbereich) im externen Feld durch einen Ferromagneten, wurde bereits 1911 von Arkad'yev nachgewiesen [54]. Klassisch betrachtet, präzediert dabei die Magnetisierung  $\vec{M}$  um ein externes Feld  $\vec{B}$ . Zunächst erfolgt ein Überblick zur paramagnetischen Resonanz.

#### 4.2.3.1 Paramagnetische Resonanz

Innerhalb eines paramagnetischen Festkörpers spalten die Energieniveaus der Elektronenbänder auf Grund der Zeeman-Energie im externen Feld auf. Dabei lässt sich in z-Richtung ein Energieunterschied  $\Delta E_z$  zwischen Spin-Up und Spin-Down beobachten:

$$\Delta E_z = g\mu_B B_0, \quad (4.6)$$

wobei  $g$  den Landéschen  $g$ -Faktor,  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton und  $B_0$ <sup>40</sup> das externe Magnetfeld darstellen. Das System kann elektromagnetische Strahlung der Frequenz  $\nu$  genau dann absorbieren, wenn die folgende Resonanzbedingung erfüllt ist:

$$h \cdot \nu = \Delta E_z. \quad (4.7)$$

Es folgt aus den Gleichungen (4.6) und (4.7):

$$B_0 \rightarrow B_{res} = \frac{h \cdot \nu}{g \cdot \mu_B} = \frac{\omega}{\gamma}, \quad (4.8)$$

wobei  $\gamma = g \cdot \mu_B / \hbar$  das *gyromagnetische Verhältnis* und  $\omega$  die *Kreisfrequenz* bilden. Im Fall von Gleichung (4.8) stimmen die Präzisionsfrequenz der paramagnetischen Probe und die Frequenz der externen elektromagnetischen Strahlenquelle überein.

#### 4.2.3.2 Ferromagnetische Resonanz und freie Energie

Mit Hilfe der klassischen Bewegungsgleichung der Magnetisierung können die Bedingungen für die ferromagnetische Resonanz abgeleitet werden. Der zunächst ungedämpften Präzisionsbewegung der Magnetisierung wird durch Wechselwirkungen von Spins untereinander, aber auch mit der Umgebung, Energie entzogen, was in der Bewegungsgleichung einen zusätzlichen Dämpfungsterm  $\vec{R}$  zur Folge hat:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{B}_0) + \vec{R}. \quad (4.9)$$

Die Betrachtungen aus der paramagnetischen Resonanz gelten entsprechend auch für die ferromagnetische Resonanz. Es ist aber zu beachten, dass sich das Gesamtfeld aus einem externen ( $\vec{B}_0$ ) und einem internen sogenannten Molekularfeld ( $\vec{B}_M$ ) zusammensetzt:

$$\vec{B}_G = \vec{B}_0 + \vec{B}_M. \quad (4.10)$$

Dieser weitere Beitrag führt zu einer Verschiebung der Resonanzbedingung. Befinden sich Magnetisierung und externes B-Feld nicht in einer Richtung (z.B. bei Lage von  $\vec{B}_0$  entlang einer magnetisch schweren Richtung), ist die Berechnung der Präzession wesentlich aufwendiger. Eine elegante Lösung stellt daher die Betrachtung der freien Energie dar. Hierbei ergibt die Summe aus der magnetostatischen ( $F_{stat}$  bzw. Zeeman-Energie, Abschnitt 2.3.1), der Demagnetisierungs- ( $F_{demag}$  bzw. Streufeldenergie, Abschnitt 2.3.2) und der Anisotropieenergie ( $F_{aniso}$  siehe Abschnitt 2.3.3) die freie Energiedichte  $F_G = E_G/V$  (Energie pro Volumen  $V$ ):

---

<sup>40</sup> Zukünftig wird das Magnetfeld mit  $B = \mu_0 H$  angenommen.

$$F_G = F_{stat} + F_{demag} + F_{aniso} . \quad (4.11)$$

Für die Beschreibung der Lage im Raum haben sich Polarkoordinaten bewährt. Große (griechische) Buchstaben beschreiben die Lage der Magnetisierung:  $\vec{M} = (M, \Theta, \Phi)$ , kleine Buchstaben dagegen die Lage des externen B-Feldes:  $\vec{B} = (B, \theta, \varphi)$  (siehe auch Abbildung 4.15(B)). Für den magnetostatischen Anteil  $F_{stat}$  aus Gleichung (4.11) (Energie der Magnetisierung  $\vec{M}$  im äußeren Feld  $\vec{B}_0$ ) gilt somit:

$$F_{stat} = M \cdot B_0 (\sin \Theta \cdot \sin \Phi \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi + \sin \Theta \cdot \cos \Phi \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi + \cos \Theta \cdot \cos \theta) . \quad (4.12)$$

Die Demagnetisierungsenergie  $F_{demag}$  ergibt sich für dünne Schichten aus:

$$F_{demag} = \frac{\mu_0 M^2}{2} \cdot \cos^2 \Theta . \quad (4.13)$$

Schließlich fehlt noch der Anisotropieenergiebeitrag für Gleichung (4.11). Im Wesentlichen kann zwischen der kubischen und der uniaxialen Anisotropie unterschieden werden (siehe auch Abschnitt 2.3.3). Für die kubische Anisotropieenergie  $F_C$  mit den Anisotropiekonstanten  $K_{C1}$  und  $K_{C2}$  (1. und 2. Ordnung) gilt, ausgehend von Gleichung (2.8), in Polarkoordinaten [55]:

$$F_C = \frac{1}{4} \cdot K_{C1} (\sin^2 2\Theta + \sin^4 \Theta \cdot \sin^2 2\Phi) + \frac{1}{16} \cdot K_{C2} (\sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 2\Phi) . \quad (4.14)$$

Bedingt durch Verspannungen im Kristall kann auch eine uniaxiale Anisotropie  $F_U$  mit der Anisotropiekonstante  $K_U$  einen entsprechenden Energiebeitrag leisten. Ausgehend von Gleichung (2.9) erhält man für die z-Richtung einer uniaxialen Anisotropie:

$$F_U = K_U \left( \frac{1}{2} - \cos^2 \Theta \right) . \quad (4.15)$$

Der vollständige Ausdruck für die freie Energiedichte lautet folglich:

$$\begin{aligned} F_G = & M \cdot B_0 (\sin \Theta \cdot \sin \Phi \cdot \sin \theta \cdot \sin \varphi + \sin \Theta \cdot \cos \Phi \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi + \cos \Theta \cdot \cos \theta) \\ & + \frac{\mu_0 M^2}{2} \cdot \cos^2 \Theta \\ & + \frac{1}{4} \cdot K_{C1} (\sin^2 2\Theta + \sin^4 \Theta \cdot \sin^2 2\Phi) + \frac{1}{16} \cdot K_{C2} (\sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 2\Phi) \\ & + K_U \left( \frac{1}{2} - \cos^2 \Theta \right) . \end{aligned} \quad (4.16)$$

Die bereits mit Gleichung (4.9) erwähnte klassische Bewegungsgleichung lässt sich mit

Hilfe des *Lagrange-Formalismus* ableiten. Nach *J. Smit* et al. erhält man die Bewegungsgleichung samt gesuchter Kreisfrequenz  $\omega$  [56], [57]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \Theta} \left[ \left( \frac{\partial^2}{\partial \Phi^2} F \right) \left( \frac{\partial^2}{\partial \Theta^2} F \right) - \left( \frac{\partial}{\partial \Phi} \frac{\partial}{\partial \Theta} F \right)^2 \right]_{\Phi_0, \Theta_0}, \quad (4.17)$$

die allerdings voraussetzt, dass sich die Magnetisierung in der Gleichgewichtslage befindet:

$$\frac{\partial}{\partial \Phi} F|_{\Phi=\Phi_0} = \frac{\partial}{\partial \Theta} F|_{\Theta=\Theta_0} = 0. \quad (4.18)$$

Eine ausführlichere Beschreibung der Herleitung findet sich u.a. in [58], [59]. Als ein einfaches Beispiel für eine freie Energie soll die Abbildung 4.15(A) dienen. Es sei gegeben:  $K_{C1} > 0$ ,  $K_{C2} = 0$ ,  $K_U = 0$ . Ferner wird die Demagnetisierungsenergie vernachlässigt. Die freie Energie wird dann beschrieben durch die folgende Gleichung:

$$F_G = F_{stat} + \frac{1}{4} \cdot K_{C1} (\sin^2 2\Theta + \sin^4 \Theta \cdot \sin^2 2\Phi). \quad (4.19)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (4.19) ergibt sich Abbildung 4.15(A). Sie zeigt die freie Energie in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung für  $B = 0$  T.

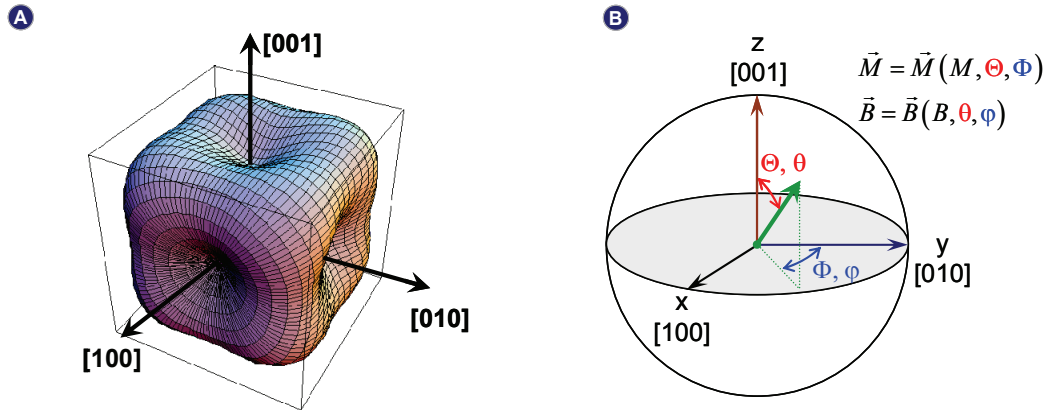


Abbildung 4.15: (A) Freie Energieoberfläche nach Gleichung (4.19) aus [60] und (B) Lage der Winkel zur Beschreibung der Richtung von  $\vec{M}$  und  $\vec{B}$ .

Die „Energiedellen“ auf der freien Energieoberfläche in Abbildung 4.15(A) entlang  $[100]$ ,  $[010]$  und  $[001]$  stehen für magnetisch leichte Richtungen. Mit Hilfe des Ausdrucks der freien Energie in Gleichung (4.16), der Resonanzbedingung (4.17) und der Gleichgewichtsbedingung (4.18) kann das Gleichungssystem bestehend aus diesen drei Gleichungen für die Bestimmung des Resonanzfeldes mit den drei Unbekannten  $B_{res}$ ,  $\Theta_0$  und  $\Phi_0$  für ein beliebig im Raum  $(\theta, \varphi)$  angelegtes externes Magnetfeld gelöst werden.



## 5 Messergebnisse

### 5.1 Überblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene (Ga,Mn)As-Proben zur Untersuchung von magnetischen Anisotropien verwendet. Dabei kam sowohl das „klassische“ (001)- als auch das von Lochgasen bekannte (311)A-GaAs als Trägersubstrat zum Einsatz.

Alle Magnetotransportmessungen erfolgten an (Ga,Mn)As-Proben, auf denen zuvor Hallbars strukturiert wurden (siehe auch die Abschnitte 4.1 und 4.2.1.4).

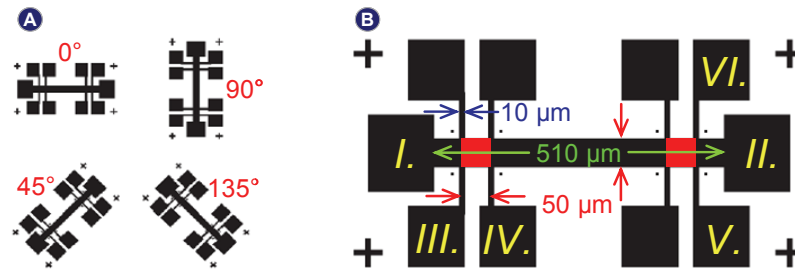


Abbildung 5.1: (A) Hallbars mit unterschiedlichen Orientierungen (45°-Schritte) auf dem Substrat. (B) Kontaktabstände und -belegungen der verwendeten Hallbar für die Magneto-transportexperimente (u a. für Anisotropieuntersuchungen).

Die Maske für die optische Lithographie (Abschnitt 4.1.1) enthält neben den vier in der Abbildung 5.1(A) verwendeten Hallbars (0°, 45°, 90° und 135°) weitere, in verschiedene Richtungen orientierte Strompfade. In der Abbildung 5.1(B) sind neben den Abmaßen auch die benötigten Kontakte vermerkt:

- Kontakte I – II: Strompfad  $I$ ,
- Kontakte III – IV: Längsspannung  $U_L$  (Abstand 50 µm) und
- Kontakte V – VI: Quer- bzw. Hallspannung  $U_{Hall}$  (Breite 50 µm).

Die beiden roten Flächen/Quadrate in Abbildung 5.1(B) weisen gleiche Seitenlängen auf. Daher ist es möglich, bei Messung von  $I$  und  $U_L$  direkt den Schichtwiderstand  $R_{Sheet}$  zu bestimmen (siehe auch Abschnitt 4.2):

$$R_{Sheet} = R_{\square} = \frac{U_L}{I}. \quad (5.1)$$

Der Probewiderstand wird ohne Magnetfeld während des langsamen Abkühlvorgangs zur Bestimmung der Curie-Temperatur  $T_C$  gemessen. Hierbei ist im Längswiderstand ein Maximum feststellbar, das auf  $T_C$  hinweist. Die Abbildung 5.2 zeigt die Abkühlkurven zweier (001)-(Ga,Mn)As-Proben (C060601A, Probe #25a ungetempert (A) und Probe #25b getempert (B)). Auffällig ist vor allem der Anstieg der Curie-Temperatur

von  $T_C = 96$  K (Probe #25a) auf  $T_C = 152$  K (Probe #25b, Zunahme:  $\sim 60$  %) zwischen linker und rechter Abbildung. Die Probe wurde für 48 Stunden bei etwa  $210$  °C im Annealing-Ofen getempert.

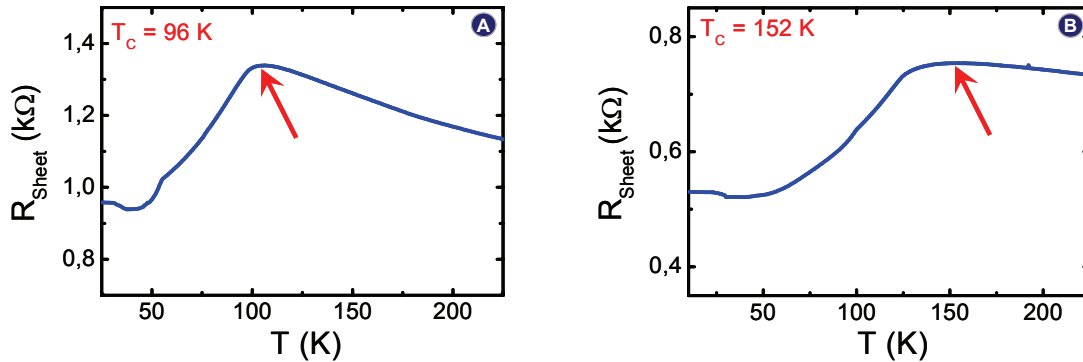


Abbildung 5.2: Abkühlkurven von (001)-(Ga,Mn)As (C060601A). (A) vor Tempern der Probe #25a und (B) nach Tempern (Probe #25b).  $T_C$  wurde im Widerstandsmaximum bestimmt (siehe rote Pfeile).

Die mit Hilfe von Magnetotransport ( $B = 0$  T) ermittelten Curie-Temperaturen sind durch SQUID-Messungen stichprobenartig bestätigt worden. Auf Grund des metallischen Verhaltens von (Ga,Mn)As kann von einer Abnahme des Schichtwiderstandes bei fallender Temperatur ausgegangen werden. In der Nähe von  $T_C$  nimmt auf Grund von zunehmender Spinumordnung (Paramagnetismus  $\rightarrow$  Ferromagnetismus) der Widerstand zu. Da bei fallender Temperatur unterhalb von  $T_C$  die Spinordnung zunimmt, fällt der Widerstand, so wie in den Abbildung 5.2(A) und (B) beobachtet. Der erneute Anstieg im Bereich kleiner Temperaturen wurde ursprünglich dem Kondoefekt [61] zugeordnet. Aktuelle Ergebnisse führen das Verhalten auf die Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurück [62].

Neben der Erhöhung der Curie-Temperatur bewirkt das Tempern der Probe eine Verringerung des Schichtwiderstandes. Daher wurden zusätzlich die Ladungsträgerkonzentrationen im jeweiligen Material mittels Hallmessungen bei senkrecht zur Probe angelegtem Magnetfeld bestimmt. Eine ausführliche Dokumentation zur Ladungsträgerbestimmung in ferromagnetischem (Ga,Mn)As findet sich in [33]. Auf Grund des Anomalen Halleffektes (siehe Abschnitt 2.4.3.2) und des selbst bei hohen Feldern nicht sättigenden Längswiderstandes ist die Ladungsträgerbestimmung mittels Magnetotransport schwierig. Nur bei der getemperten Probe #25b (C060601A) konnte ein auffällig flacher negativer Magnetowiderstandsverlauf beobachtet werden, so wie in Abbildung 5.3(A) zu sehen. Ursächlich für dieses Verhalten scheint die sehr hohe Ladungsträgerkonzentration zu sein. Der NMR ist auf Spinunordnung zurückzuführen und sättigt auch bei wesentlich höheren Feldern nicht [63]. Die Asymmetrie des Schichtwiderstandes zwischen negativem und positivem Magnetfeldverlauf ist ungewöhnlich, aber kein Messartefakt, da auch bereits die Messung an derselben Probe (#25a) vor dem Tempern qualitativ ein ähnliches Ergebnis zeigte. Normalerweise ist bei hohen Magnetfeldsweeps ( $\pm 10$  T) der NMR wesentlich stärker ausgeprägt als der Anisotrope Magnetowiderstandseffekt (AMR, siehe auch Abschnitt 2.4). Der Anomale Halleffekt (AHE) zeigt, wie bei allen (Ga,Mn)As-Proben beobachtbar, absolut dominantes Verhalten gegenüber dem normalen Halleffekt.



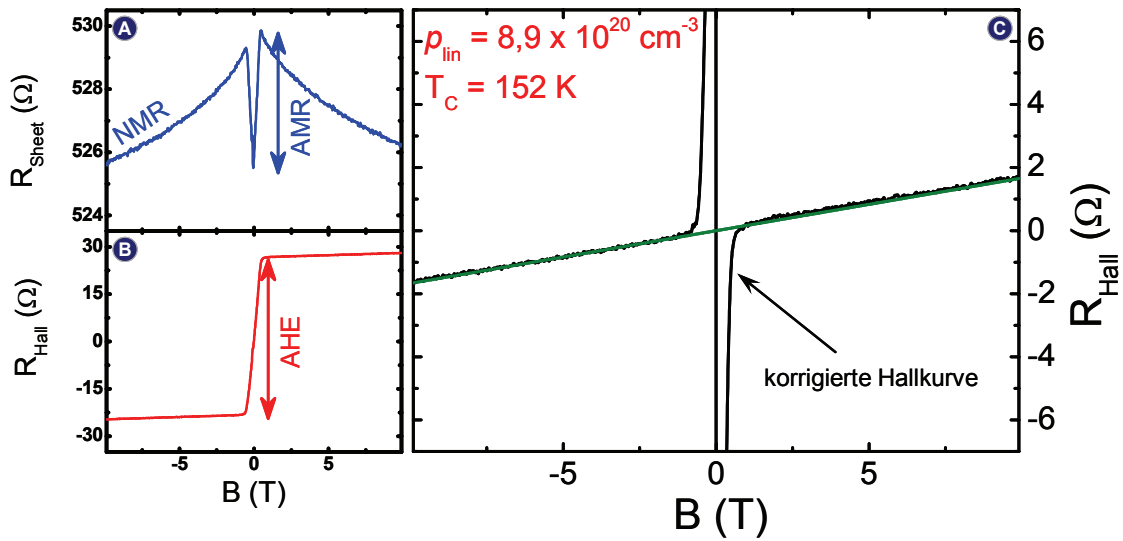


Abbildung 5.3: (C060601A – getempert) zeigt (A) den Schichtwiderstand  $R_{Sheet}$ , (B) den Hallwiderstand  $R_{Hall}$  und (C) die korrigierte Hallkurve (schwarz) bei  $T = 4,2$  K.

Die korrigierte schwarze Hallkurve (Methode beschrieben in [33]) in Abbildung 5.3(C) wurde aus den Messdaten des Schichtwiderstandes  $R_{Sheet}$  in Abbildung 5.3(A) und des Hallwiderstandes  $R_{Hall}$  in Abbildung 5.3(B) gewonnen. Der sehr kleine Anstieg der grünen Fitgeraden deutet bereits auf die für (Ga,Mn)As hohe Ladungsträgerkonzentration von  $p = 8,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  hin. Der Anstieg  $b = \Delta R_{Hall}(B)/\Delta B = 0,17 \text{ } \Omega/\text{T}$  der korrigierten Hallgeraden aus Abbildung 5.3(C) führt mit Hilfe der Gleichung:

$$p = \frac{1}{d \cdot b \cdot e} \quad (5.2)$$

zur erwähnten Ladungsträgerkonzentration, wobei  $d$  für die Schichtdicke ( $42 \text{ nm}^{41}$ ) und  $e$  für die Elementarladung ( $1,602176462 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ ) stehen. Der Offset, der in Abbildung 5.3(A) gemessenen Hallspannung, liegt bei etwa  $3,5 \text{ } \Omega$ . In Anbetracht eines Schichtwiderstandes von etwa  $R_{Sheet} = 530 \text{ } \Omega$  lässt sich ein Versatz der Hallkontakte  $V$  und  $VI$  in Abbildung 5.1(B) von knapp  $350 \text{ nm}$  abschätzen. Auch bei den anderen gemessenen Proben lag der Versatz zweier Hallkontaktpaaranschlüsse unterhalb eines Mikrometers, was im Rahmen der Möglichkeiten der optischen Lithographie liegt.

In den nachfolgenden Tabellen sind für alle in dieser Arbeit verwendeten Probenmaterialien die wichtigsten Parameter wie Schichtdicke, Curie-Temperatur, Ladungsträgerkonzentration (sowohl für  $\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H)$  als auch für  $\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H)$ ) und Schichtwiderstand aufgeführt:

<sup>41</sup> Nach Wachstumsprotokoll  $50 \text{ nm}$ , TEM-Querschnittspräparat:  $42 \text{ nm}$

	C060601A Probe #25a	C060601A Probe #25b	C060526A Probe #24
Schichtdicke	42 nm auf (001)	42 nm auf (001)	50 nm auf (110)
Mn-Konzentration	6 %	6 %	6 %
getempert	nein	48 h	nein
Curie-Temperatur	96 K	152 K	67 K
Ladungsträgerk. $p_{lin}$ $(\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H))$	$4,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Ladungsträgerk. $p_{qua}$ $(\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H))$	$3,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Schichtwiderstand $R_{Sheet}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$	0,95 k $\Omega$	0,53 k $\Omega$	7,1 k $\Omega$

	C040316B	C040318A	C050422A
Schichtdicke	50 nm auf (001)	50 nm auf (001)	50 nm auf (001)
Mn-Konzentration	2 %	2 %	5 %
getempert	nein	nein	nein
Curie-Temperatur	90 K	55 K	91 K
Ladungsträgerk. $p_{lin}$ $(\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H))$	$2,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Ladungsträgerk. $p_{qua}$ $(\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H))$	-	-	$3,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Schichtwiderstand $R_{Sheet}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$	1,43 k $\Omega$	1,8 k $\Omega$	0,8 k $\Omega$

Tabelle 1: Überblick der verwendeten (001)- und (110)-(Ga,Mn)As-Proben. Auch diese Daten wurden mittels Magnetotransport bestimmt ( $T = 4,2 \text{ K}$ ). Die in der Tabelle aufgeführten Parameter für das Material C040316B wurden aus [64], für C040318A aus [65] entnommen.

	C040406A Probe #18a	C040406A Probe #18b	C040507B Probe #19a	C040507B Probe #19b
Schichtdicke	50 nm auf (311A)	50 nm auf (311A)	20 nm auf (311A)	20 nm auf (311A)
Mn-Konzentration	6 %	6 %	6 %	6 %
getempert	ja <sup>42</sup>	ja	nein	64 h
Curie-Temperatur	53 K	51 K / 45 K <sup>43</sup>	56 K	62 K
Ladungsträgerk. $p_{lin}$ <sup>44</sup> ( $\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H)$ )	$2,3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $1,9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $1,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Ladungsträgerk. $p_{qua}$ <sup>44</sup> ( $\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H)$ )	$1,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $1,2 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $0,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Schichtwiderstand $R_{Sheet}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$ <sup>44</sup>	1,72 k $\Omega$ $1,84 \text{ k}\Omega$	1,40 k $\Omega$	7,94 k $\Omega$ $17,7 \text{ k}\Omega$	7,27 k $\Omega$

	C060628B Probe #20	C060628C Probe #21	C040330A Probe #FMR)	C060601A Probe #22
Schichtdicke	200 nm auf (311A)	100 nm auf (311A)	50 nm auf (311A)	50 nm auf (311A)
Mn-Konzentration	6 %	6 %	6 %	6 %
getempert	nein	nein	nein	nein
Curie-Temperatur	79 K	78 K	63 K	95 K
Ladungsträgerk. $p_{lin}$ <sup>44</sup> ( $\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H)$ )	$0,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $2,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Ladungsträgerk. $p_{qua}$ <sup>44</sup> ( $\rho_{trans} \propto \rho_{long}^2 \cdot M(H)$ )	$0,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$0,4 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ $1,8 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$
Schichtwiderstand $R_{Sheet}$ bei $T = 4,2 \text{ K}$ <sup>44</sup>	0,60 k $\Omega$	1,24 k $\Omega$	1,29 k $\Omega$	1,31 k $\Omega$

Tabelle 2: Überblick der verwendeten (311)A-(Ga,Mn)As-Proben. Die Daten wurden mittels Magnetotransport bestimmt. Ladungsträgerkonzentration und Schichtwiderstand wurden bei  $T = 4,2 \text{ K}$  ermittelt.

<sup>42</sup> Das Probenmaterial C040406A wurde zwar laut Wachstumsprotokoll als getempert geführt, zeigte aber durch einen weiteren 64-stündigen Temperprozess eine Zunahme in der Curie-Temperatur um ca.  $\Delta T_C = 7 \text{ K}$ .

<sup>43</sup> Die Curie-Temperatur der Probe #18b wurde sowohl mit Magnetotransport (bei stabilisierter Temperatur) als auch mit SQUID (siehe Abschnitt 5.4.3) bestimmt. Hierbei wurde eine Differenz von ca.  $\Delta T_C = 6 \text{ K}$  festgestellt.

<sup>44</sup> Die farblich rot hervorgehobenen Daten wurden zusätzlich bei Messungen unterhalb von  $T = 1 \text{ K}$  im Bereich von  $B = \pm 19 \text{ T}$  im Mischkryostaten ermittelt.

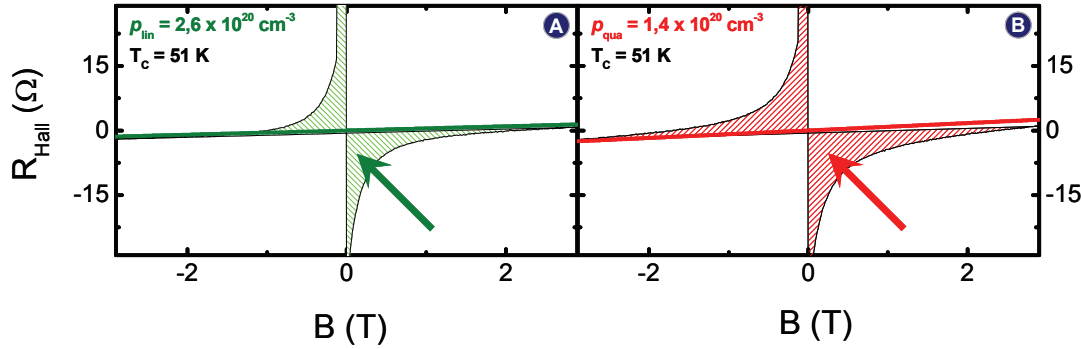


Abbildung 5.4: Vergleich  $p_{lin}$  (A) und  $p_{qua}$  (B) für die Probe #18b - C040406A (50 nm-(311)A-(Ga,Mn)As). (A) zeigt gegenüber (B) im Nullfeldbereich (siehe Pfeile) bessere Übereinstimmung (Sweepbereich von  $\pm 10$  T,  $T = 4,2$  K). Zudem ist der unterschiedliche Anstieg der angefitzten Hallgeraden (A: grün (linear) und B: rot (quadratisch)) zu erkennen.

Abbildung 5.4 zeigt im Vergleich beider Fittingmethoden (für  $p_{lin}$  und  $p_{qua}$ ), dass eine geringere Abweichung (siehe Pfeile) zwischen Fit (farbig) und Messung (schwarz) bei Annahme eines linearen Zusammenhangs von  $\rho_{trans} \propto \rho_{long} \cdot M(H)$  erzielt wird (A). Daher besteht Anlass zur Vermutung, dass als Ursache für den AHE der *Skew-Scattering*-Mechanismus als der dominierende Effekt angenommen werden kann (siehe auch Gleichung (2.18) im Abschnitt 2.4.3.2). Nur bei der getemperten (001)-(Ga,Mn)As-Probe in Tabelle 1 kann auf Grund sehr ähnlicher Ladungsträgerkonzentrationen und vergleichbarer Fitqualität (nicht gezeigt) keine Aussage über den dominierenden Streumechanismus für den AHE getroffen werden.

Die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentrationen wurde bei unterschiedlichen Magnetfeld- und Temperaturbereichen vorgenommen. Es zeigte sich, dass auch im Magnetfeldbereich von  $B = \pm 10$  T und  $T = 4,2$  K ein hinreichend genaues Messen zur Abschätzung der Ladungsträgerkonzentration unter großer Zeitersparnis (da Verwendung des  $^4\text{He}$ -Kryostaten) möglich ist. Zum Vergleich wurden die Ergebnisse aus dem Mischkammersystem ( $T < 1$  K,  $B = \pm 19$  T) mit denen aus dem  $^4\text{He}$ -Messsystem ( $T = 4,2$  K,  $B = \pm 10$  T) in Tabelle 2 aufgeführt.

## 5.2 Anisotropieuntersuchungen an (001)-(Ga,Mn)As

### 5.2.1 Messungen an einer Standard-Hallbar

Im Abschnitt 3.2.4 wurden bereits die Grundlagen zur magnetischen Anisotropie in (Ga,Mn)As beschrieben. So haben sowohl die Temperatur als auch die MBE-Wachstumsbedingungen Einfluss auf die Anisotropien. In Abbildung 3.6 (auf Seite 26) wurden die für (001)-(Ga,Mn)As bei tiefen Temperaturen typischen magnetisch leichten Achsen vorgestellt (im Wesentlichen die  $[100]$ - und die  $[010]$ -Richtung).

Um Anisotropien „sichtbar“ machen zu können, bedienten sich *U. Welp* et al. in [47] des Magneto-Optischen-Kerr-Effekts (siehe Abschnitt 3.2.4). Anisotropiekonstanten selbst lassen sich z.B. mit Hilfe der FMR zuverlässig bestimmen (siehe auch Abschnitt 4.2.3). Im Fall von (311)A-(Ga,Mn)As finden sich in [66] und in [67] nähere Angaben. Einen anderen Weg beschritten *H. X. Tang* et al. in [68].

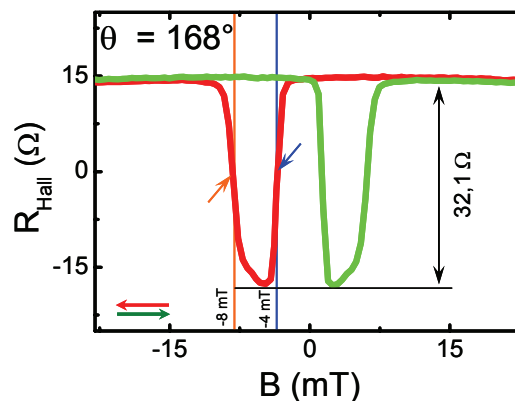


Abbildung 5.5: GPHE beobachtet an der (001)-(Ga,Mn)As-Probe (C060601A ungetempert Probe #25a) bei  $T = 4,2$  K. Das Magnetfeld ist in der Ebene um  $\theta = 168^\circ$  gedreht zum Strompfad angelegt. Der Widerstandssprung beträgt  $\Delta R_{\text{Hall}} = 32,1 \, \Omega$ . Zusätzlich sind für den Hinsweep (rot) die ermittelten Schaltfelder  $B_{\text{sw}1} = -4$  mT (blau) und  $B_{\text{sw}2} = -8$  mT (orange) eingezeichnet. Die Hysterese des Kryos führt zu einer Verschiebung von ca.  $2 \, \text{mT}^{45}$ .

Der sogenannte planare Halleffekt in ferromagnetischen Schichten, der nur auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung (siehe auch Abschnitt 2.4.3.1) beobachtet werden kann, ist im ferromagnetischen (Ga,Mn)As (typischer Schichtwiderstand  $R_{Sheet} > 0,5 \text{ k}\Omega$ ) sehr gut experimentell messbar. Dieser Effekt lässt sich direkt auf den AMR-Effekt zurückführen (siehe Abschnitt 2.4.2) bzw. aus diesem herleiten [69].

Auf Grund des bereits erwähnten hohen in plane Hallwiderstandes (abhängig vom Schichtwiderstand) wurde der Effekt auch als *Giant Planar Hall Effect* (kurz: *GPHE*) bekannt. *H. X. Tang* et al. nutzten die Tatsache, dass (Ga,Mn)As bei Anlegen eines Magnetfeldes in der Ebene durch abruptes Umschalten der magnetischen Domänen gekennzeichnet ist. In der Abbildung 5.5 wird dieses Verhalten sehr gut deutlich. Der Ver-

<sup>45</sup> Die Hysterese des Kryosystems im Messaufbau ist abhängig vom verwendeten Magnetsystem und kann bis zu mehreren 10 mT betragen.

lauf des Hallwiderstandes in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld lässt sich anhand der Abbildung 5.6 erklären. Hierzu dient zunächst eine Messung bei konstantem in plane Magnetfeld von  $B = 5$  T. Die Probe wurde im Feld von  $\theta = 0^\circ$  bis  $\theta = 180^\circ$  gedreht. Gleichzeitig erfolgte die Messung von Hall- (Abbildung 5.6(A)) und Schichtwiderstand (Abbildung 5.6(B)). Das hohe externe Magnetfeld bewirkt, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  der Probe gesättigt ist und dem äußeren Feld folgt ( $\vec{M} \parallel \vec{B} \Leftrightarrow \varphi = \theta$ ). Die Hallbar wurde so strukturiert, dass bei  $\theta = 0^\circ$  (bzw.  $180^\circ$ )  $\vec{M}$  parallel (entlang der  $[110]$ -Richtung) und bei  $\theta = 90^\circ$   $\vec{M}$  senkrecht (entlang der  $[-110]$ -Richtung) zum Strompfad  $\vec{I}$  zeigt ( $\gamma = 0^\circ$ , Winkel und Größen in Abbildung 5.7).

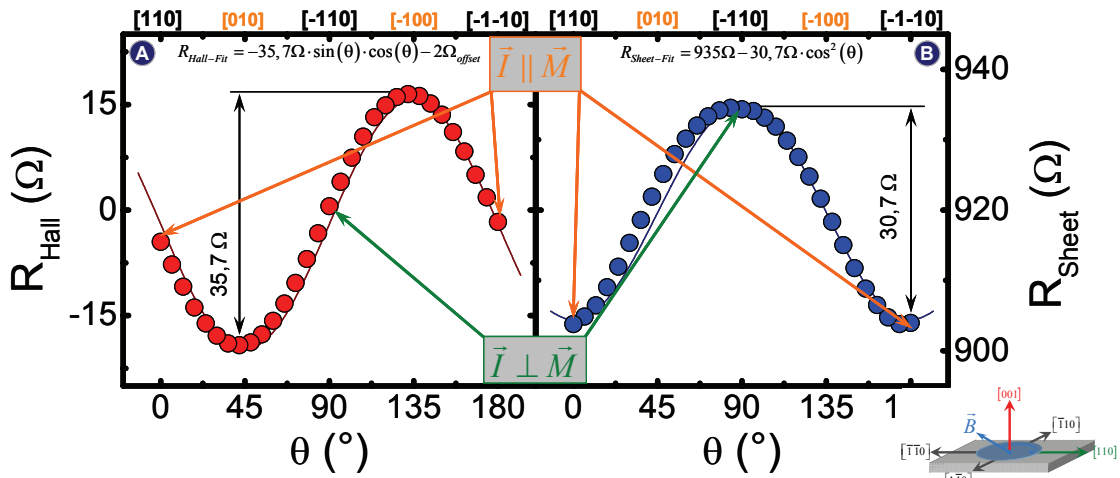


Abbildung 5.6: Hall- (A) und Schichtwiderstandsverlauf (B) der (001)-(Ga,Mn)As-Probe #25a (C060601A ungetempert) bei  $B = 5$  T ( $\varphi = \theta$ ) und  $T = 4,2$  K. Die Messpunkte wurden im Winkelabstand von  $\Delta\theta = 6^\circ$  mit einer Integrationszeit von 2 s aufgenommen. Die angegebenen Kristallrichtungen (schwarz) stellen gleichzeitig die Bruchkanten des verwendeten Probenmaterials dar. Für den Hallwiderstand wurde eine Differenz von  $\Delta R_{Hall} = 35,7 \Omega$  und für den Schichtwiderstand  $\Delta R_{Sheet} = 30,7 \Omega$  ( $\theta = 0^\circ \hat{=} 180^\circ$  bzw.  $90^\circ$ ) ermittelt.

Die Abbildung 5.6 bestätigt auf Grund der sehr guten Fitkurven die qualitativen Verläufe von Hall- und Längswiderständen aus den Gleichungen (2.14) bzw. (2.12) (siehe Abschnitt 2.4). Außerdem bestätigt die Abbildung 5.6(B) für (Ga,Mn)As die Eigenschaft, dass  $\rho_{\parallel} < \rho_{\perp}$  (bzw.  $R_{\parallel} < R_{\perp}$ ). Der AMR-Effekt kann mit Hilfe der folgenden Gleichung

$$AMR = \frac{|R_{\perp} - R_{\parallel}|}{R_{\parallel}} \quad (5.3)$$

bestimmt werden und ergibt für Probe #25a etwa  $AMR_{\#25a} = 3,4 \%$ . Dieser Wert liegt für (Ga,Mn)As in einem typischen Bereich, der im Vergleich mit bisherigen Veröffentlichungen bis max. 4 % reicht. Die Winkel  $\theta$ ,  $\varphi$  und  $\gamma$ , die die Lage der Magnetisierung  $\vec{M}$ , des externen Magnetfeldes  $\vec{B}$  und des Strompfades  $\vec{I}$  beschreiben, sind schematisch in der Abbildung 5.7(A) gezeigt. Wie bereits im Abschnitt 3.2.4 erwähnt, wird angenommen, dass sich die magnetisch leichten Achsen entlang der  $[100]$ - bzw.  $[010]$ -Richtungen befinden. Die Abbildung 5.7(B) verdeutlicht die Wahl der Stromrichtung und der Polarität der Spannungsabgriffe. Diese Hallmessaanordnung gilt, wenn nicht

anders angegeben, sowohl für sämtliche in plane Messungen als auch für Messungen mit senkrecht zur Probenoberfläche angelegtem Magnetfeld.

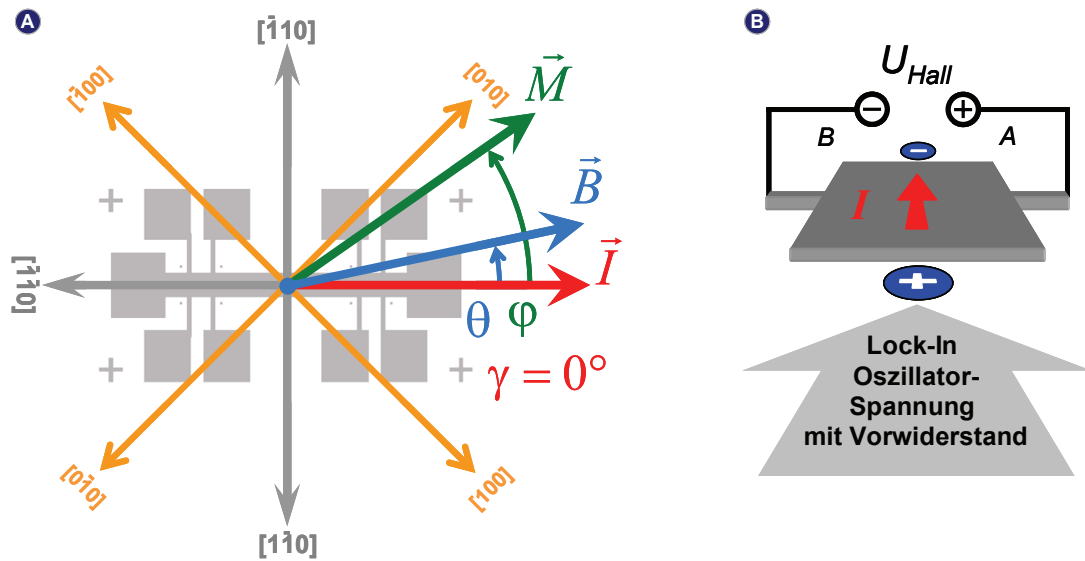


Abbildung 5.7: (A) Allgemeine Lage bzw. Winkel der Magnetisierung  $\vec{M}$  und des externen Magnetfeldes  $\vec{B}$  bezüglich des Strompfades (Hallbar parallel zu  $[110]$ ;  $\gamma = 0^\circ$ ). Die magnetisch leichten Achsen in der Ebene werden zunächst in  $[100]$ - bzw.  $[010]$ -Richtung angenommen. (B) Polarität der Messsignale für die Hallspannungsmessung: Die technische Stromrichtung führt, ausgehend vom Oszillatorausgang (+), über den Vorwiderstand und der Probe zur Masse (-). Entsprechend der Zeichnung wird an den Lock-In-Eingängen ( $A = +$  und  $B = -$ ) die Hallspannung abgegriffen. Die Polaritätsbetrachtung bei Lock-In-Messungen (AC) gilt nur bei konstanten Phasenlagen  $\omega = 0^\circ$  oder  $\omega = 180^\circ$ .

Um die Sprünge des Hallwiderstandes aus Abbildung 5.5 bei einem Winkel von  $\theta = 168^\circ$  erklären zu können, muss der vollständige Ummagnetisierungsprozess betrachtet werden. Entsprechend der Messung aus Abbildung 5.5 ist der Winkel  $\theta = 168^\circ$  gewählt. Der Winkel  $\varphi$  zwischen der Magnetisierung und dem Strompfad ist abhängig von Betrag und Richtung des externen Magnetfeldes.

Mit Hilfe der folgenden Abbildungen soll der vollständige Magnetfeldsweep (Hinsweep, in Abbildung 5.5 rot) vom hohen positiven zum hohen negativen Feld beschrieben werden. Die jeweils linke Abbildung dient zur Orientierung der Lage der drei Größen  $\vec{B}$ ,  $\vec{M}$  und  $\vec{I}$ . Die jeweils rechte Abbildung zeigt die Hochfeldmessung des Hallwiderstandes bei  $B = 5$  T in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi = \theta$ . Je nach Lage der Magnetisierung ändert sich der Winkel  $\varphi$  und folglich auch der Widerstand  $R_{Hall}$ . Drehungen bzw. Sprünge der Magnetisierung werden durch Pfeile veranschaulicht. Die zum Teil vorhandenen Insets zeigen zusätzlich den jeweilig interessanten Magnetfeldbereich.

Zunächst wird angenommen, dass sich die Probe in Sättigung befindet,  $\vec{B}$  also einen hohen positiven Betrag aufweist (Abbildung 5.8-I). Da in diesem Fall die Magnetisierung  $\vec{M}$  dem externen Magnetfeld  $\vec{B}$  folgt, gilt:  $\varphi = \theta = 168^\circ \rightarrow R_{Hall} = 5 \Omega$  (in Abbildung 5.5 rechts nicht gezeigt):



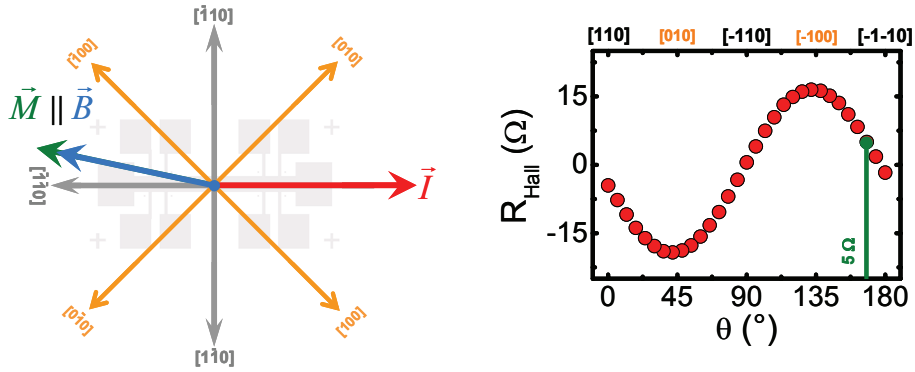


Abbildung 5.8-I: Bei hohem  $B$ -Feld liegen  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$  zunächst parallel ( $\theta = \varphi$ ). Die rechte Abbildung zeigt den aktuellen GPHE-Widerstandsbeitrag (aus Abbildung 5.6(A),  $B = 5$  T).

Wird der Betrag des externen Magnetfeldes reduziert (Abbildung 5.8-II), dreht sich die Magnetisierung abhängig von  $\vec{B}$  in Richtung der nächstgelegenen magnetisch leichten  $[-100]$ -Achse. Winkel  $\varphi = 135^\circ \rightarrow R_{Hall} = 16 \Omega$  (Inset:  $15 \Omega$ ):

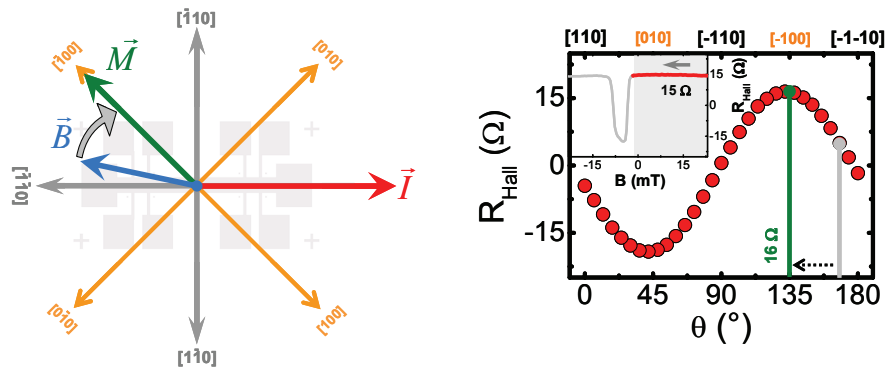


Abbildung 5.8-II: Bei Reduzierung von  $\vec{B}$  dreht  $\vec{M}$  in Richtung der nächstgelegenen magnetisch leichten Achse  $[-100]$ .

Wechselt das Magnetfeld sein Vorzeichen (Abbildung 5.8-III), so springt die Magnetisierung ab einem bestimmten negativem Magnetfeldbetrag abrupt um  $90^\circ$  zur nächstgelegenen magnetisch leichten Achse (hier: in die  $[010]$ -Richtung). Winkel  $\varphi = 45^\circ \rightarrow R_{Hall} = -19 \Omega$  (Inset:  $-17 \Omega$ )

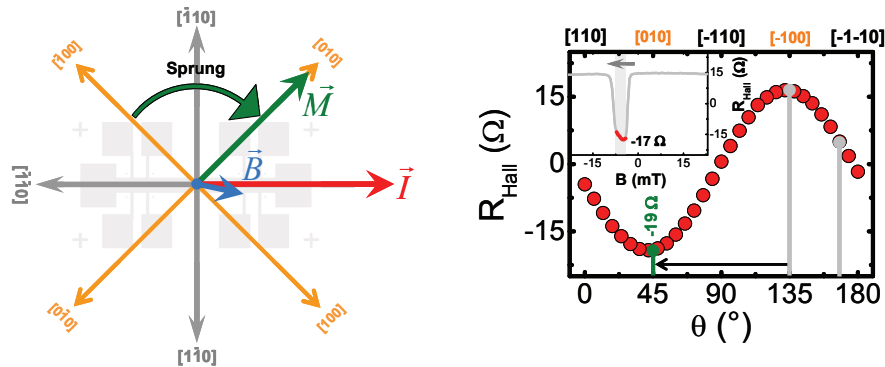


Abbildung 5.8-III: Nach dem Vorzeichenwechsel von  $\vec{B}$  springt  $\vec{M}$  in Richtung der nächsten magnetisch leichten Achse  $[010]$ . Der Hallwiderstand ändert sein Vorzeichen.

Der Betrag des externen Magnetfeldes, bei welchem die Magnetisierung zu einer weiteren magnetisch leichten Achse ([100]-Richtung, Abbildung 5.8-IV) springen kann, hängt maßgeblich vom Winkel  $\theta$  ab. Je näher  $\theta$  sich entlang einer leichten Achse befindet, desto geringer ist der Magnetfeldabstand zwischen beiden Sprüngen. Liegt  $\theta$  genau entlang einer magnetisch leichten Achse, ist im Hallwiderstand kein Sprung beobachtbar, da  $\vec{M}$  aus der Ausgangslage um nahezu  $180^\circ$  springt. Winkel  $\varphi = 315^\circ \triangleq 135^\circ$  (siehe Gleichung (2.14),  $\pi$ -periodisch)  $\rightarrow R_{Hall} = 16 \Omega$  (Inset  $14 \Omega$ ).

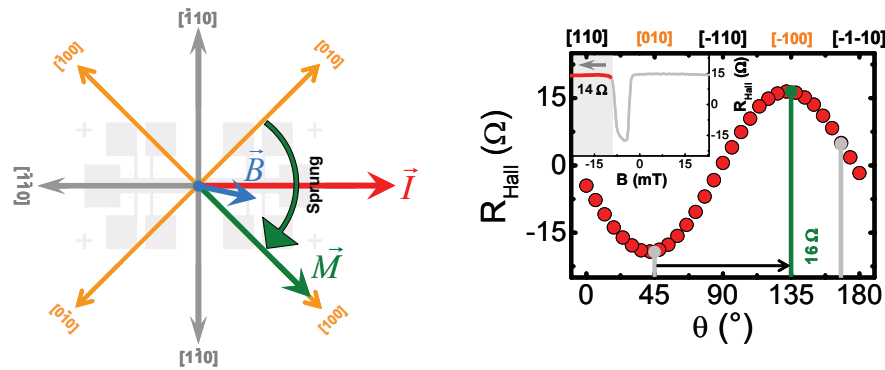


Abbildung 5.8-IV: Ein weiterer (zweiter) Sprung im Hallwiderstand ist bei Erhöhung von  $\vec{B}$  feststellbar.  $\vec{M}$  springt erneut in Richtung einer magnetisch leichten Achse [100].

Bei weiterer negativer Erhöhung (Abbildung 5.8-V) des Magnetfeldes dreht die Magnetisierung wieder in Richtung des externen Feldes:  $\varphi = \theta = 168^\circ + 180^\circ = 348^\circ \triangleq 168^\circ \rightarrow R_{Hall} = 5 \Omega$ :

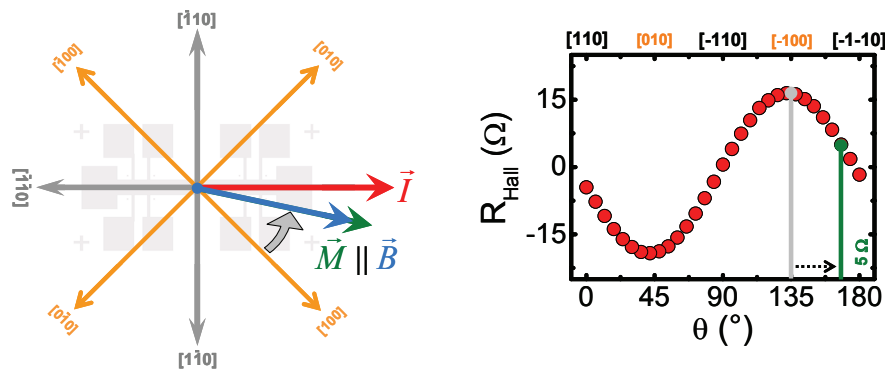


Abbildung 5.8-V: Höhere B-Felder führen erneut zur parallelen Ausrichtung von  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$  ( $\theta = \varphi$ ).

Der Umschaltprozess für den Rücksweep erfolgt in ähnlicher Weise. Dabei springt die Magnetisierung über die [0-10] und [-100]-Richtung in die Ausgangslage zurück. Bei genauer Berechnung der Hallwiderstandsänderungen beim Sprung der Magnetisierung von [-100] nach [010] und dann weiter [100] (Abbildung 5.8-III bis Abbildung 5.8-IV) ist eine Differenz von ca.  $3 \Omega$  im Vergleich zum erwarteten Wert aus Abbildung 5.6(A) ( $\Delta R_{Hall} = 35,7 \Omega$ ) feststellbar. Auf Grund kleiner Abweichungen der genauen Lage der magnetisch leichten Achsen von den angegebenen Richtungen aus Abbildung 5.7 springt die Magnetisierung nicht mehr um genau  $90^\circ$ , wie vorher angenommen. Diese Beobachtungen wurden bereits in [69] gemacht. Auf mögliche Ursachen, z.B. wachs-

tumsbedingte Änderungen der Lage der magnetisch leichten Achsen, wurde in Abschnitt 3.2.4 eingegangen. Für den magnetfeldabhängigen Schichtwiderstandsverlauf kann mit Hilfe der Abbildung 5.6(B) der Ummagnetisierungsprozess ebenfalls erklärt werden, worauf aber in dieser Arbeit verzichtet wird, da vor allem der GPHE bei den Anisotropieuntersuchungen im Mittelpunkt der Experimente stand. Weitere Arbeiten zum Thema Längswiderstandsverhalten bei Ummagnetisierungsprozessen finden sich in [70], [71], [72] und [73]. Für den oben beschriebenen Ablauf der Ummagnetisierung in der Probe ist ein nahezu eindomäniges Verhalten eine fundamentale Voraussetzung.

Die Abbildung 5.9 zeigt die jeweils aus allen in plane Messungen ermittelten Schaltfelder, wobei die Methode zur Bestimmung der Felder aus einzelnen Magnetfeldsweeps in Abschnitt 5.4.2.2 auf Seite 94 näher beschrieben wird:

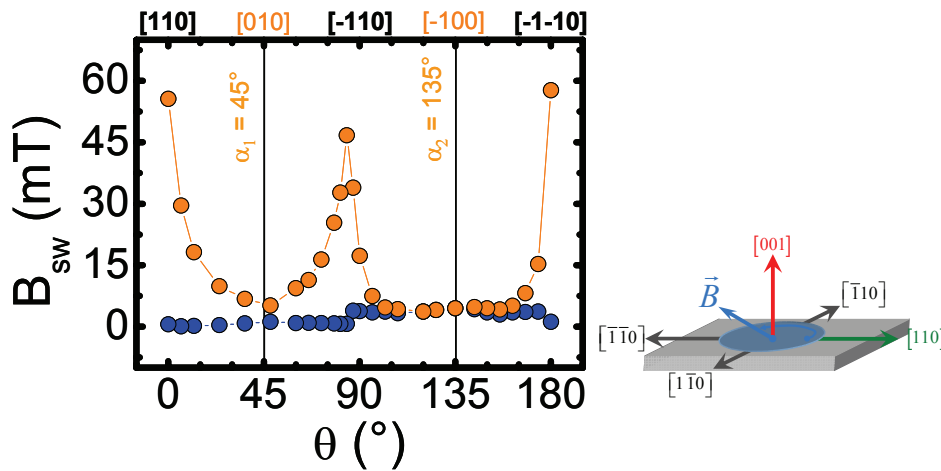


Abbildung 5.9: Schaltfelder der beiden beobachteten Sprünge des Hallwiderstandes in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  für (001)-(Ga,Mn)As (C060601A ungetempert) bei  $T = 4,2$  K.

Die Asymmetrie in Abbildung 5.9 bezüglich  $\theta = 90^\circ$  und das Nichtzusammentreffen von erstem und zweitem Schaltfeld bei  $\theta = 45^\circ$  kann nicht erklärt werden. Folgende Aussagen lassen sich dennoch aus Abbildung 5.9 für die (001)-Ebene des Probenmaterials C060601A (Probe #25a, ungetempert) ableiten:

- In Probenebene, bei  $\theta \approx 45^\circ$  [010] und  $\theta \approx 135^\circ$  [-100]  $\hat{=}$  [100], befinden sich die magnetisch leichten Achsen, da hier erstes und zweites Schalten ein Minimum im Abstand aufweisen.
- Folglich bilden die Richtungen bei  $\theta \approx 0^\circ$  [110] und  $\theta \approx 90^\circ$  [-110] die magnetisch harten Achsen innerhalb der Probenebene (001).

Mit der Interpretation der Lage der magnetisch leichten Achsen befassen sich u.a. Arbeiten von R. P. Cowburn et al. [74], S. T. B. Gönnenwein et al. [69] oder auch D. Y. Shin et al. [75]. Im Abschnitt 5.1 wurde bereits auf den Einfluss von Temperprozessen auf die Ladungsträger und Curie-Temperatur-Eigenschaften eingegangen. Da besonders die verwendete (001)-(Ga,Mn)As-Probe eine erhebliche Zunahme an Ladungsträgern nach dem Tempern aufwies, sollten zusätzliche GPHE-Messungen klären, inwieweit sich auch die Anisotropieeigenschaften verändert haben. Hierzu wurde die Probe #25a bei  $T = 210^\circ\text{C}$  für 48 Stunden (Untersuchungen zum Tempern in [73]) getempert. In der Abbildung 5.10 werden die Messungen an der Probe #25b zusammengefasst.

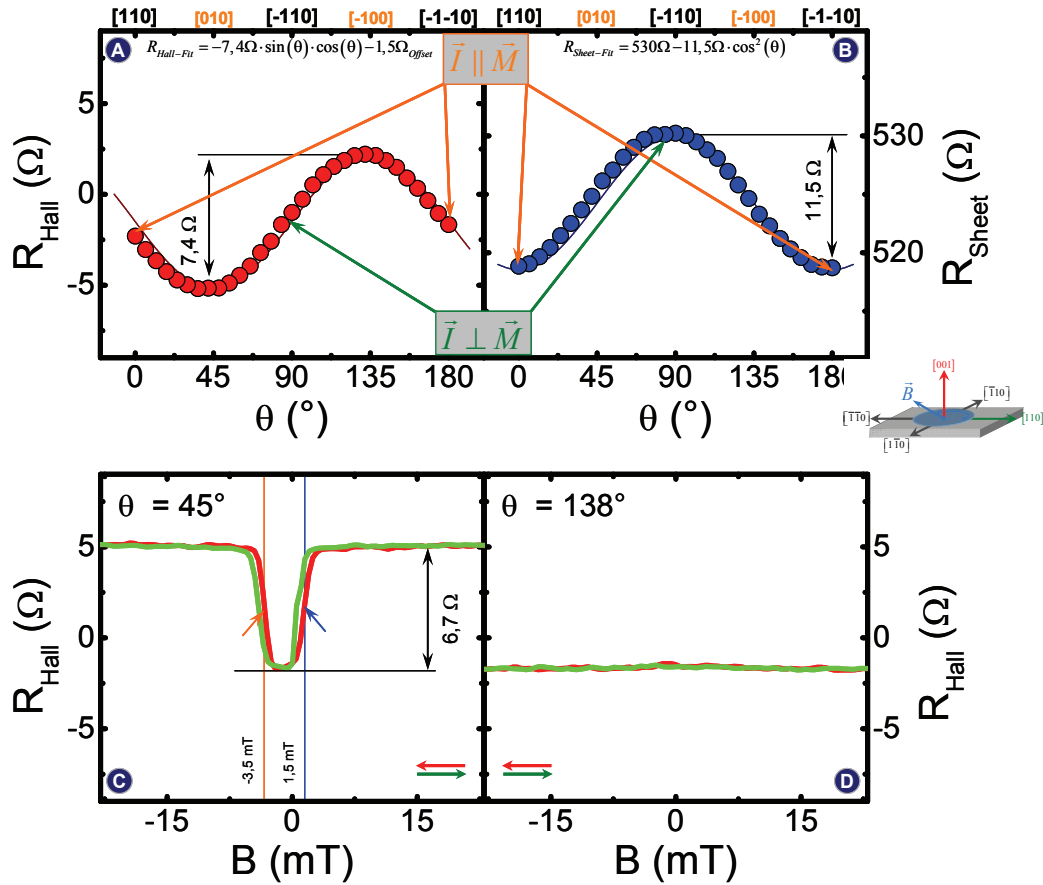


Abbildung 5.10: Hall- (A) und Schichtwiderstandsverlauf (B) der getemperten (001)-(Ga,Mn)As Probe #25b (C060601A) bei  $B = 5$  T und  $T = 4,2$  K. Für den Hallwiderstand wurde eine Differenz von  $\Delta R_{\text{Hall}} = 7,4 \Omega$  und für den Schichtwiderstand  $\Delta R_{\text{Sheet}} = 11,5 \Omega$  ermittelt. (C)+(D) zeigen den GPHE bei  $T = 4,2$  K. Bei  $\theta = 45^\circ$  (C) ist ein Schalten im Hallwiderstand vor  $B = 0$  T beobachtbar, wohingegen bei  $\theta = 138^\circ$  kein Schaltereignis eintritt. Der Widerstandssprung beträgt  $6,7 \Omega$ . Zusätzlich sind für den Hinsweep (rot) die ermittelten Schaltfelder vermerkt.

Die getemperte Probe weist eine starke Abnahme der Hall- (A) bzw. Schichtwiderstände (B) gegenüber der ungetemperten Probe #25a auf. Der AMR-Effekt im Schichtwiderstand ergibt sich nach Gleichung (5.3) zu  $\text{AMR}_{\#25b} = 2,2 \%$ , eine Abnahme um 45 % gegenüber Probe #25a ( $\text{AMR}_{\#25a} = 3,4 \%$ ). Die Abbildung 5.10(C) zeigt im Hallwiderstand bei  $\theta = 45^\circ$ , dass sich die Anisotropien gegenüber der ungetemperten Probe erheblich geändert haben. Offensichtlich scheint eine magnetisch uniaxiale in plane Anisotropie nach dem Tempern in Probe #25b vorzuliegen, die zu einer einzelnen magnetisch leichten Achse entlang  $[-100]$  ( $135^\circ$ ) führt. Zum einen erfolgt bei  $\theta = 45^\circ$  das erste Schalten der Magnetisierung vor  $B = 0$  T und zum anderen ist bei  $\theta = 138^\circ$  kein Schaltereignis beobachtbar (Sprung der Magnetisierung um  $180^\circ$ , siehe auch Abschnitt 5.2.2). Für eine genauere Charakterisierung der Anisotropien wären FMR-Messungen erforderlich.

### 5.2.2 Anisotropieuntersuchungen an nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Streifen

Die bisher gezeigten Messungen wurden an Standard-Hallbars mit einer Breite von  $50\text{ }\mu\text{m}$  und einer Länge von  $510\text{ }\mu\text{m}$  vorgenommen. Bei diesen Probenabmessungen sollten keinerlei zusätzliche Anisotropien, z.B. auf Grund von Streufeldern (Formanisotropie), feststellbar sein. In einer Veröffentlichung von *K. Hamaya* wurde der Einfluss der Ladungsträgerkonzentrationen und der Probengröße auf die Formanisotropie bereits untersucht [76].

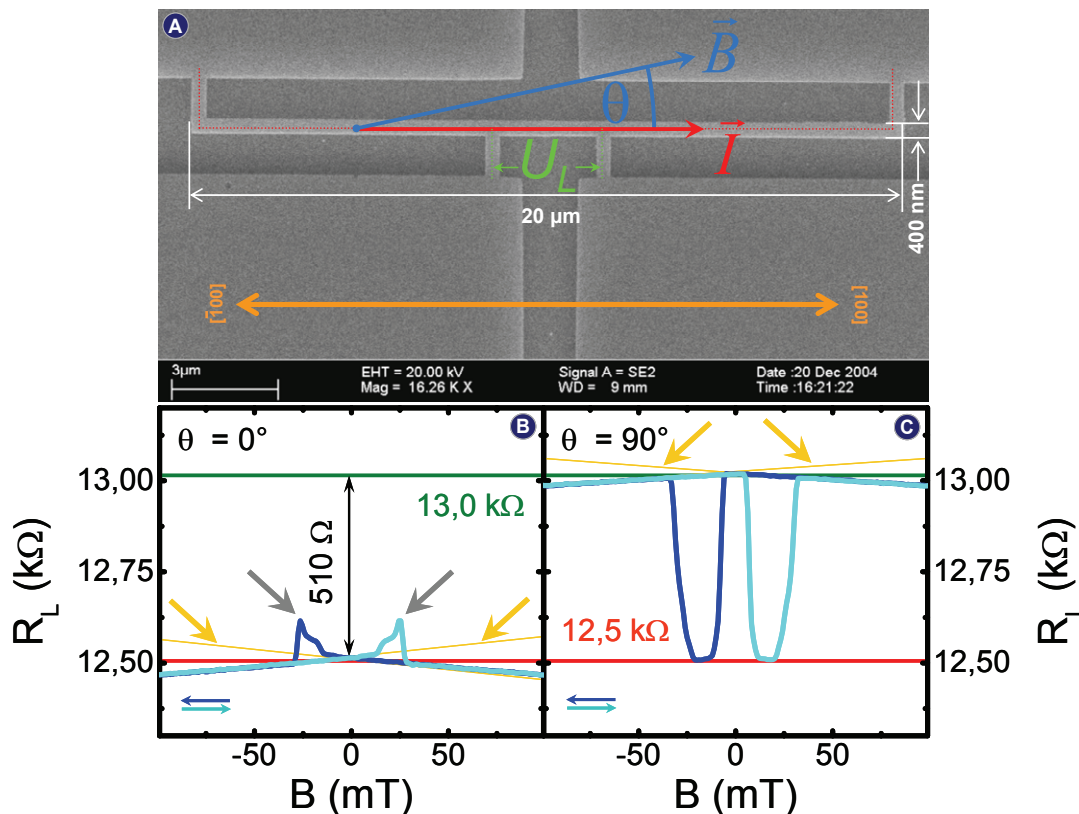


Abbildung 5.11: (A) zeigt die strukturierte (Ga,Mn)As-Probe (C040318A, siehe Tabelle 1 auf Seite 54). Die Längsspannung  $U_L$  wurde an den inneren Kontakten abgegriffen. Das Magnetfeld wurde in plane angelegt. Beim Vergleich der Graphen aus (B) und (C) ist erkennbar, dass bei  $B = 0\text{ T}$  und  $\theta = 0^\circ$  die Magnetisierung und der Strompfad ( $I = 10\text{ nA}$ ,  $T = 4,2\text{ K}$ ) parallel ( $R_L$  ist minimal) und bei  $\theta = 90^\circ$  senkrecht zueinander verlaufen ( $R_L$  ist maximal). Deutlich ist ein Schalten der Magnetisierung nach  $B = 0\text{ T}$  erkennbar. Der AMR-Effekt beträgt 4,1 %. Entnommen aus [70].

Von besonderem Interesse ist die Formanisotropie bei den Experimenten, die ein bestimmtes Ummagnetisierungsverhalten voraussetzen. Im Abschnitt 5.2.1 wurde der Ummagnetisierungsprozess innerhalb einer Standard-Hallbar beschrieben. Angenommen wurde eine vierzählige Kristallanisotropie innerhalb einer „ausgedehnten“ (001)-(Ga,Mn)As-Schicht (z.B. einer Hallbar mit  $50 \times 510\text{ }\mu\text{m}^2$  und  $50\text{ nm}$  Schichtdicke). Die Abbildung 5.11 zeigt Messungen an einem (001)-(Ga,Mn)As-Streifen, der mit Hilfe der ESL (Abschnitt 4.1.2) hergestellt wurde. Die verwendete (Ga,Mn)As-Probe ( $p = 1,8 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ , C040318A) wurde möglichst nahe entlang einer magnetisch leicht-

ten [100]-Richtung<sup>46</sup> strukturiert. Der vom Winkel  $\theta$  abhängige Ummagnetisierungsprozess lässt sich an den Sprüngen im Längswiderstand nachvollziehen. Obwohl ein Aspektverhältnis von **50 : 1** (Länge zu Breite  $20\text{ }\mu\text{m} : 0,4\text{ }\mu\text{m}$ ) und **1 : 8** (Breite zu Höhe, Schichtdicke  $50\text{ nm}$ ) vorlag, erfolgte das zweifache Schalten der Magnetisierung jeweils erst nach  $B = 0\text{ T}$ , sowohl für  $\theta = 0^\circ$  als auch  $\theta = 90^\circ$ . Nach bisherigen Erkenntnissen liegt eine magnetisch vierzählige in plane Anisotropie vor.

Mit Hilfe von Gleichung (5.3) wurde ein AMR-Effekt von  $4,1\%$  ermittelt. Aus dem Längswiderstandsverlauf in Abbildung 5.11(B) lässt sich schließen, dass der Ummagnetisierungsprozess nahe einer magnetisch leichten Achse stattfindet, da erstes und zweites Schalten fast zusammenfallen. Allerdings müssten beide Widerstandspeaks (graue Pfeile) das grüne Widerstandsniveau wie die Kurven in Abbildung 5.11(C) erreichen. Die Ursache für diese Abweichung liegt möglicher Weise an der endlichen Integrationszeit der Lock-In-Verstärker. Zusätzlich spielt auch die Änderung des Magnetfeldes pro Zeiteinheit eine wichtige Rolle bei der Auflösung von Ummagnetisierungsprozessen im Magnetotransport. Der gegenüber der Messung bei  $\theta = 0^\circ$  erhöhte Abstand der beiden Schaltereignisse in Abbildung 5.11(C) für  $\theta = 90^\circ$  kann auf den Einfluss einer bereits zusätzlich vorhandenen leichten uniaxialen Anisotropie zurückgeführt werden. Ansonsten würde das magnetfeldabhängige Widerstandsverhalten bei  $\theta = 90^\circ$  dem Verhalten bei  $\theta = 0^\circ$  entsprechen, allerdings mit entgegengesetztem Vorzeichen im Widerstandsverlauf (siehe auch Abschnitt 5.4.6). Der leichte Anstieg des Widerstandes hin zu  $B = 0\text{ T}$  (angedeutet durch gelbe Pfeile bzw. Geraden) kann sowohl auf den NMR-Effekt, als auch auf eine mögliche Drehung der Magnetisierung in Richtung einer magnetisch leichten Achse, die von der Richtung des externen B-Feldes abweicht, zurückgeführt werden.

Die Abbildung 5.12 zeigt ähnlich wie Abbildung 5.11 einen mit ESL hergestellten (Ga,Mn)As-Streifen, entlang der [100]-Richtung strukturiert, mit einer Länge von  $10\text{ }\mu\text{m}$  und einer Breite von  $400\text{ nm}$  (Aspektverhältnis: **25 : 1**). (Probenmaterial C050422A, Schichtdicke  $50\text{ nm}$ ,  $p = 4,3 \cdot 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ ). Der Abstand der Spannungsabgriffe für  $U_L$  fiel im Gegensatz zur Probe aus Abbildung 5.11 größer aus, so dass auch der resultierende Widerstand  $R_L$  anstieg. Das Verhältnis von Breite zu Höhe beträgt wie in Abbildung 5.11 **1 : 8**. Entgegen der Probe mit niedrigerer Ladungsträgerkonzentration lassen sich folgende Unterschiede im Magnetotransport feststellen:

- In Abbildung 5.12(B) ( $\theta = 0^\circ$ ) ist kein Schalten der Magnetisierung erkennbar,  $\vec{M}$  springt um  $180^\circ$ . Der Widerstand bleibt auf dem Niveau von  $28,4\text{ k}\Omega$ .
- In Abbildung 5.12(C) ( $\theta = 90^\circ$ ) erfolgt das erste Schalten bereits vor  $B = 0\text{ T}$ , das zweite Schalten entsprechend nach  $B = 0\text{ T}$  (nahezu symmetrisch).

Im Gegensatz zur Abbildung 5.11 verläuft der Widerstand in Abbildung 5.12, mit Ausnahme des Umschaltbereiches, nahezu parallel zur Magnetfeldachse. Dieses Verhalten wird immer dann erwartet, wenn sich die Magnetisierung auch bei hohen Magnetfeldern bereits entlang einer magnetisch leichten Achse befindet und sich nicht mit Änderung des externen Feldes dreht.

---

<sup>46</sup> Einen Zusammenhang von Strompfad und Effektgröße liefert Abschnitt 5.4.6.



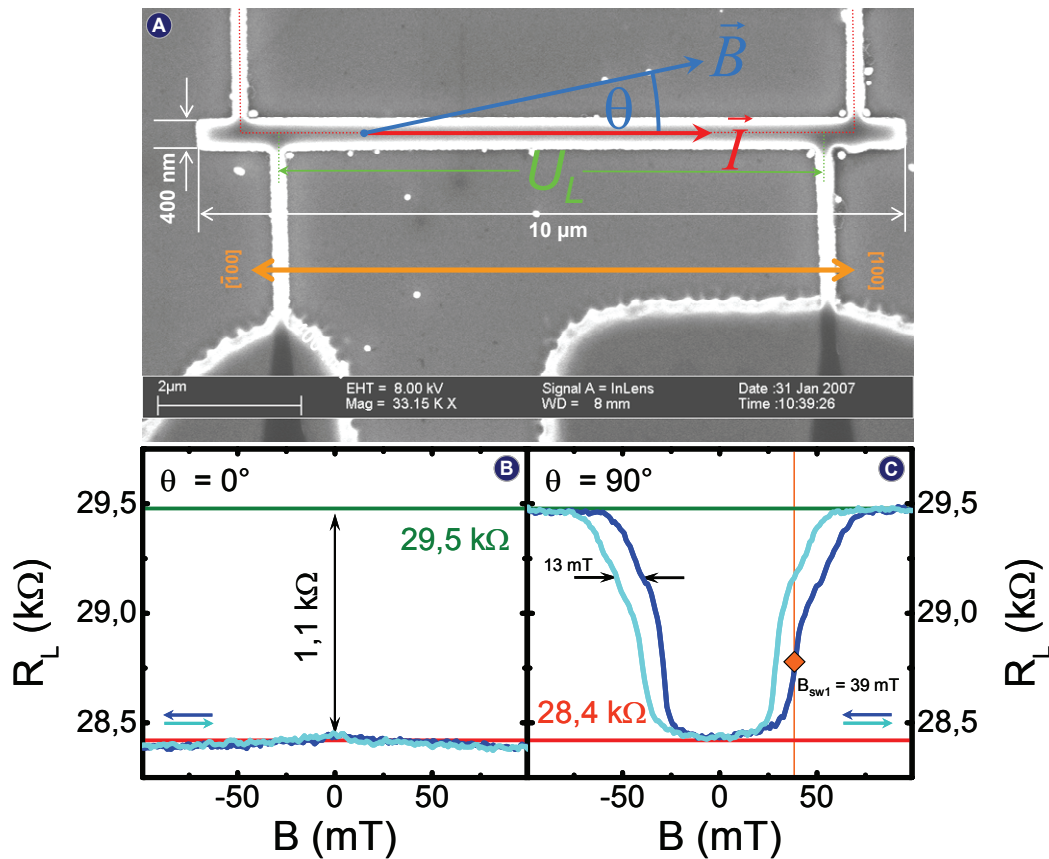


Abbildung 5.12: (A) zeigt die strukturierte (Ga,Mn)As-Probe (C050422A, siehe Tabelle 1 auf Seite 52). Die Längsspannung  $U_L$  wurde ebenfalls an den inneren Kontakten abgegriffen. (B) zeigt entgegen Abbildung 5.11(B) kein Schalten, (C) dagegen ein Schalten bereits vor  $B = 0$  T ( $B_{sw1} = 39$  mT, blaue Messkurve). Außerdem ist in (C) ein Versatz von 13 mT zwischen Hin- und Rücksweep zu erkennen. Als Ursache muss die Magnethysterese des Kryostaten von etwa 5 bis 7 mT für Magnetfeldsweeps im Sweepbereich von  $\pm 1$  T angenommen werden. ( $I = 10$  nA,  $T = 4,2$  K). Der AMR-Effekt beträgt 3,9 %. Entnommen aus [72].

Das Verhalten der in Abbildung 5.12(B) und (C) gezeigten Längswiderstandskurven lässt sich ähnlich der Messung aus Abschnitt 5.2.1 anschaulich erklären. Mit Hilfe von Gleichung (2.12) kann auf Grund des eindomänigen Schaltverhaltens der Ablauf der Ummagnetisierung für  $\theta = 0^\circ$  und für  $\theta = 90^\circ$  beschrieben werden. Da sich das Schaltverhalten der Kurven in Abbildung 5.12 qualitativ von denen in Abbildung 5.11 unterscheidet, kann angenommen werden, dass eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie dominierend gegenüber den biaxial magnetisch leichten Achsen wird. Dies führt zu einer lokal magnetisch leichten [100]-Richtung entlang des (Ga,Mn)As-Streifens. Die hierzu um  $90^\circ$  gedrehte [010]-Richtung ist folglich magnetisch härter. Zunächst soll der Ummagnetisierungsprozess in den folgenden Abbildungen näher erklärt werden.

### 5.2.2.1 Strompfad und externes $B$ -Feld verlaufen parallel – $\theta = 0^\circ$

Interpretation von Abbildung 5.12(B): Die folgenden Abbildungen sollen helfen, den Ummagnetisierungsprozess anhand der Magnetotransportdaten zu verstehen. Die jeweils linke Abbildung zeigt Beträge und Richtungen der beteiligten Größen ( $\vec{B}$ ,  $\vec{M}$  und  $\vec{I}$ ), während das rechte Bild den Widerstandsverlauf beschreibt. Dabei zeigt die grüne



Markierung den aus der Hochfeldmessung bei  $B = 5$  T qualitativ ermittelten  $R_L$ -Wert. Der jeweils interessante Abschnitt im Inset ist wie im Abschnitt 5.2.1 grau hinterlegt und mit einem Pfeil gekennzeichnet. Es wird wieder nur der Hinsweep diskutiert.

Bei einem hohen positiven Magnetfeld  $\vec{B}$  befindet sich die Magnetisierung  $\vec{M}$  entlang des Strompfades  $\vec{I}$  ([100]-Richtung) und somit entlang der dominierenden magnetisch leichten Achse (Abbildung 5.13-I). Auch wenn das externe Magnetfeld bis  $B = 0$  T reduziert wird, bleibt  $\vec{M} \parallel \vec{I}$ . In diesem Fall wird ein Längswiderstand von  $R_L = 28,4$  k $\Omega$  beobachtet:

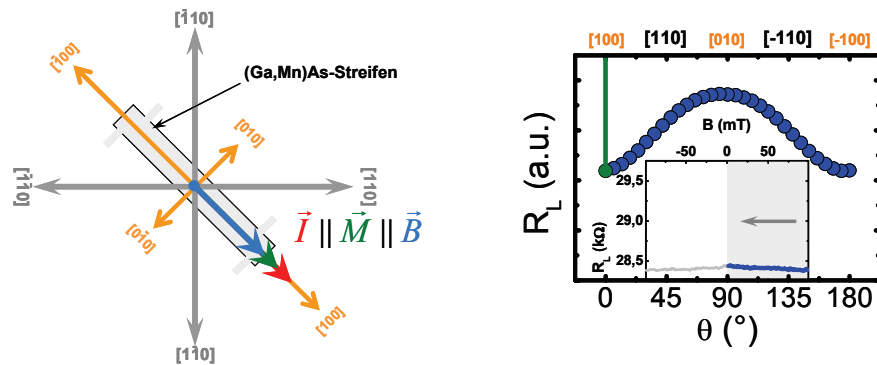


Abbildung 5.13-I: Ausgangssituation, bei der  $\vec{I}$ ,  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$  zunächst parallel entlang der magnetisch leichten Achse [100] zueinander liegen.

Wird  $\vec{B}$  negativ (Abbildung 5.13-II), so springt die Magnetisierung  $\vec{M}$  nicht erst in die [010]- bzw. [0-10]-Richtung, sondern direkt in die [-100]-Richtung um insgesamt 180°:

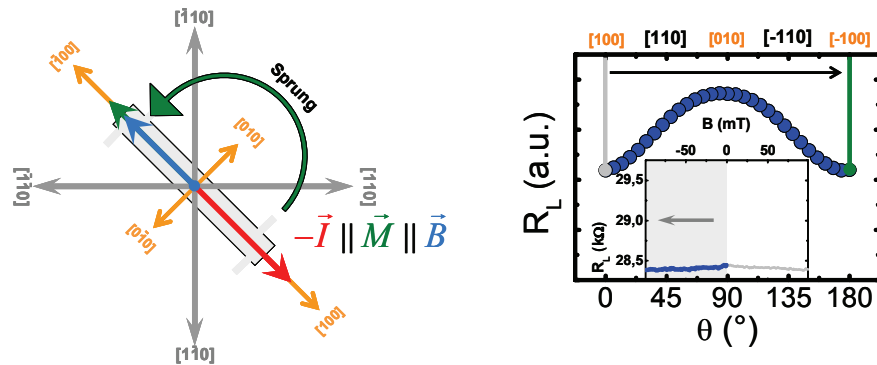


Abbildung 5.13-II: Die Magnetisierung springt um 180°. Daher ist im Widerstandsverlauf (Inset) kein Sprung feststellbar.

Die Lock-In-Messung lässt dabei nicht erkennen, bei welchem Magnetfeld die Magnetisierung  $\vec{M}$  tatsächlich springt, eventuell auf Grund einer zu hohen Integrationszeit. Es ist anzunehmen, dass das Koerzitivfeld, bedingt durch die zusätzliche magnetisch uniaxiale Anisotropie, bei entsprechend höheren Feldern liegt. Würde die Magnetisierung nicht direkt um 180° (also in Richtung [-100]), sondern nur in Richtung einer der nächsten magnetisch leichteren Achsen ([010] bzw. [0-10]) schalten, müsste im Widerstand ein Sprung ähnlich Abbildung 5.11(B) beobachtbar sein. Interessant ist allerdings das Verhalten für  $\theta = 90^\circ$ . Entgegen der Experimente am Probenmaterial C040318A

(Abbildung 5.11) zeigt die Probe mit höherer Ladungsträgerkonzentration (C050422A) bereits ein Schalten der Magnetisierung  $\vec{M}$  vor  $B = 0$  T.

### 5.2.2.2 Strompfad und externes B-Feld verlaufen senkrecht – $\theta = 90^\circ$

Interpretation von Abbildung 5.12(C): Zunächst wird wieder angenommen, dass sich bei einem hohen Magnetfeld  $\vec{B}$  die Magnetisierung  $\vec{M}$  ebenfalls entlang des externen Feldes ausrichtet (Abbildung 5.14-I). Da aber in diesem Fall gilt:  $\vec{M} \perp \vec{I}$ , wird gegenüber  $\theta = 0^\circ$  ein Längswiderstand von  $R_L = 29,5$  k $\Omega$  beobachtet. Zu Beginn zeigen  $\vec{M}$  und  $\vec{B}$  in die  $[010]$ -Richtung:

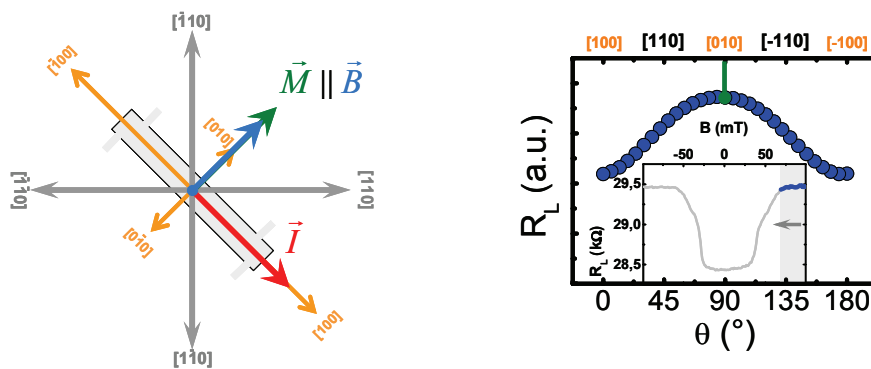


Abbildung 5.14-I: Ausgangssituation, bei der  $\vec{B}$  und  $\vec{M}$  zunächst parallel entlang einer magnetisch leichteren Achse  $[010]$  zueinander liegen. Der Strompfad  $\vec{I}$  liegt  $90^\circ$  zur Magnetisierung.

Wird der Betrag des externen B-Feld sukzessive verringert, so dreht sich die Magnetisierung in Richtung der nächstgelegenen magnetisch leichten Achse ( $[100]$ -Richtung<sup>47</sup>, Abbildung 5.14-II) – also auf Grund der uniaxialen Anisotropie in Richtung des Strompfades, noch bevor das B-Feld negativ wird. Die Richtung von  $\vec{M}$  bei kleinen B-Feldern kann sowohl parallel als auch antiparallel zu  $\vec{I}$  erfolgen (im Beispiel antiparallel). Beide Situationen könnten auf Grund der Symmetrie der freien Energieoberfläche möglich sein. Anhand des Längswiderstandes ist die Identifizierung der Magnetisierungsrichtung leider nicht möglich, da nach Gleichung (2.12) bei einem Sprung von  $+90^\circ$  der gleiche Längswiderstandswert wie bei einem Sprung von  $-90^\circ$  zu erwarten ist. Alternativ würde auch die Hallspannungsmessung keine Auskunft über die Richtung der Magnetisierung geben, da bei dieser Strompfadlage der Widerstandssprung  $\Delta R_{Hall} = 0$   $\Omega$  beträgt (siehe auch Abschnitt 5.4.6). Allerdings kann davon ausgegangen werden, dass sich die Magnetisierung nicht sprunghaft ändert, sondern sich langsam dreht (rotiert). Dieses Verhalten macht der dunkelgraue Abschnitt im Inset des folgenden Bildes deutlich: Der Widerstandswert springt nicht abrupt auf den Wert von  $R_L = 28,4$  k $\Omega$ . Anschließend verlaufen  $\vec{M}$  und  $\vec{I}$  parallel.

<sup>47</sup> Die kristallographischen Richtungen  $[-100]$  und  $[100]$  bilden eine Achse. Siehe auch Abschnitt 3.2.4.

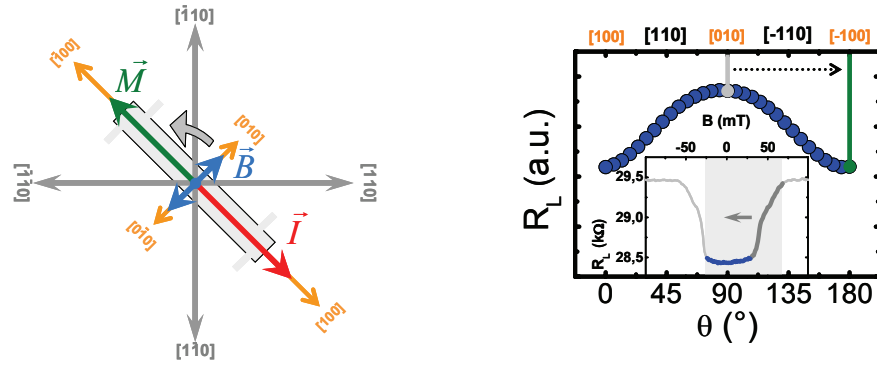


Abbildung 5.14-II: Auf Grund der zusätzlichen Anisotropie dreht die Magnetisierung entgegen der Stromrichtung (hier  $[-100]$ ). Der Längswiderstand nimmt einen Minimalwert an.

Erst wenn das externe Feld einen gewissen negativen Betrag überschritten hat (Abbildung 5.14-III), dreht sich die Magnetisierung wieder in Richtung des externen Magnetfeldes - also in Richtung  $[0-10]$ . Auf Grund der dann senkrechten Ausrichtung der Magnetisierung zum Strompfad steigt der Längswiderstand  $R_L$  erneut auf  $29,5 \text{ k}\Omega$  an. Auch in diesem Abschnitt ist ein Drehen (dunkelgrauer Kurvenabschnitt) der Magnetisierung erkennbar.

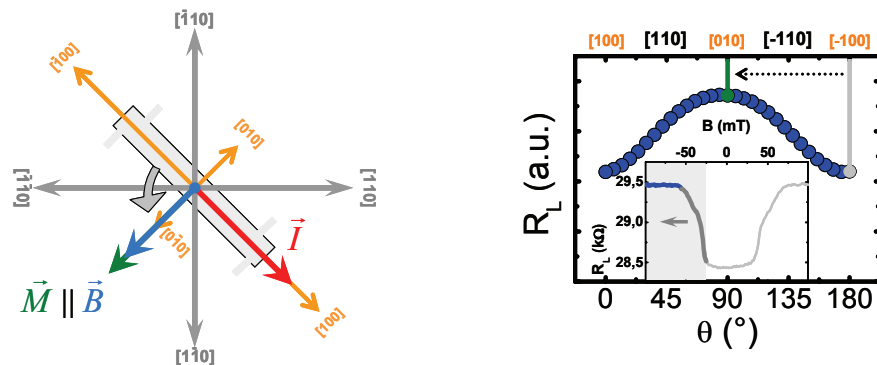


Abbildung 5.14-III: Hat das externe B-Feld einen bestimmten negativen Wert erreicht, dreht  $\vec{M}$  wieder in Richtung  $\vec{B}$ . Der Widerstand nimmt erneut seinen Maximalwert an.

### 5.2.2.3 Einfluss des Aspektverhältnisses

In Abbildung 5.12(A) wurde ein Aspektverhältnis von Länge (x) zu Breite (y) von **25 : 1** ( $10 \text{ }\mu\text{m} \times 400 \text{ nm}$ ) gewählt. Nun soll geklärt werden, inwieweit das Verhältnis von x zu y der Struktur Einfluss auf das Schaltverhalten nimmt. Abbildung 5.15 zeigt das Ergebnis der Untersuchungen an insgesamt vier Proben mit jeweils unterschiedlichen Abmessungen, wobei jeweils die lange Achse auch den Strompfad bildete und stets senkrecht zum externen Magnetfeld ausgerichtet war (Beschreibung im Abschnitt 5.2.2.2). Von besonderem Interesse ist hierbei das erste Schalten im Hinsweep. Der Rücksweep weist mit Ausnahme einer kleinen Hysterese, bedingt durch den Magneten, das gleiche Verhalten, nur mit entgegengesetztem Vorzeichen im B-Feld auf. Die Auswertung ergab, dass die beiden Proben mit gleichem Aspektverhältnis aber unterschiedlichen Abmessungen von  $20 \text{ }\mu\text{m} \times 2 \text{ }\mu\text{m}$  sowie  $10 \text{ }\mu\text{m} \times 1 \text{ }\mu\text{m}$ , gute Übereinstimmung in den Schaltfeldern aufweisen. Zusätzlich wurde in Abbildung 5.15 durch Annahme eines

linearen Zusammenhangs beider Größen mittels linearer Regression das Verhalten zu kleineren Aspektverhältnissen extrapoliert. Ab einem Aspektverhältnis von kleiner  $5 : 1$  ist mit einem Schalten der Magnetisierung nach  $B = 0$  T zu rechnen. Das Verhalten von Ummagnetisierungsprozessen bei größeren Proben wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Es ist aber anzunehmen, dass mit steigender Grundfläche (*Länge* mal *Breite*) diese zusätzliche uniaxiale Anisotropiekomponente abnimmt.

Durch die Änderung der Probengeometrien konnte gezeigt werden, dass die Form Einfluss auf das beobachtete Anisotropieverhalten der Probe hat. Im Gegensatz zum Probenmaterial *C040318A* weist *C050422A* mehr als die doppelte Ladungsträgerkonzentration auf. Demzufolge liegt auch die Zahl der effektiven magnetischen Momente höher, was zu höheren Streufeldern führt. Dieser Zusammenhang würde für die Formanisotropie als Grund für das beobachtete Schaltverhalten sprechen.

Neben der Formanisotropie wird als mögliche Ursache für die beobachtete starke Anisotropie die Verspannung im Kristall selbst von *J. Wenisch* et al. diskutiert [77]. Hervorgerufen durch die Strukturierung sehr schmaler Streifen ( $100\text{ }\mu\text{m} \times 200\text{ nm}$ ) wird in der Veröffentlichung von *J. Wenisch* et al. die Formanisotropie als Hauptursache ausgeschlossen. Die Streufeldanisotropie würde nach [78] nicht ausreichen, um das beobachtete Verhalten zu deuten. Die in einer Arbeit von *C. Rüster* zum TMR-Effekt in *(Ga,Mn)As-Nanoconstrictions* [6] als Ursache für den erforderlichen Ummagnetisierungsprozess genannte Formanisotropie wird nach Aussage von *K. Pappert* [79] mittlerweile ebenfalls der Verspannung im Kristall zugeschrieben.

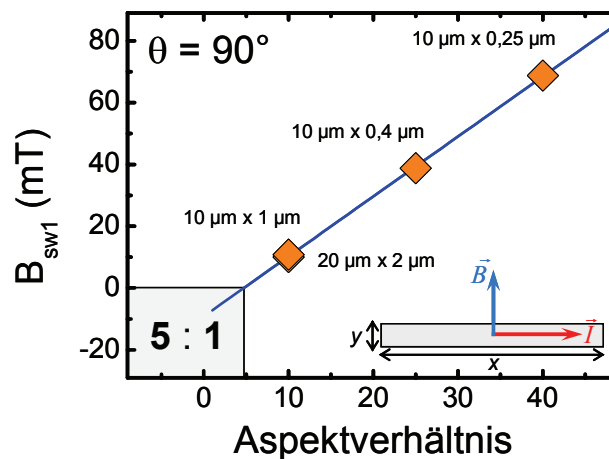


Abbildung 5.15: Das erste Schalten  $B_{sw1}$  des Hinsweeps in Abhängigkeit vom Aspektverhältnis (Probenmaterial (001)-(Ga,Mn)As, C050422A). Schalten bei negativem Feld wird erst ab einem Aspektverhältnis von ca.  $5 : 1$  erwartet. Das Magnetfeld liegt bei  $\theta = 90^\circ$  zum Strompfad. Alle Messungen wurden bei  $T = 4,2\text{ K}$  und einem Strom von  $I = 10\text{ nA}$  durchgeführt. Der AMR-Effekt beträgt stets  $3,9\%$ , ist also erwartungsgemäß unabhängig von der Probengeometrie. Die Daten wurden aus [72] entnommen.

Diese zum Teil neuen Erkenntnisse für die Ursache der beobachteten zusätzlichen uniaxialen Anisotropie bedürfen weiterer Untersuchungen. So bleibt zu klären, warum das Ummagnetisierungsverhalten scheinbar signifikant von der Ladungsträgerkonzentration beeinflusst wird. Unter Umständen führen sowohl Formanisotropiebeiträge als auch die Kristallverspannung (*strain*) zu den beobachteten Effekten.

## 5.3 Untersuchungen von Domänenwandwiderständen

### 5.3.1 Grundlagen und Vorarbeiten

In allen bisher vorgestellten Messungen an (Ga,Mn)As-Strukturen wurde von eindomänigem Verhalten der Proben ausgegangen. Aber bereits in einer Veröffentlichung von *U. Welp* et al. [47] konnte gezeigt werden, dass sich bei Ummagnetisierungsprozessen Domänenwände ausbilden (siehe auch Abschnitt 3.2.4). Befinden sich solche Domänenwände innerhalb eines Strompfades, ließe sich durch einen geschickten Ummagnetisierungsprozess der Widerstand, der durch solch eine Domänenwand erzeugt wird, messen.

In einer *Nature*-Veröffentlichung von *H. X. Tang* et al. wurde durch Strukturierung einer Hallbar versucht, während eines langsamen Ummagnetisierungsprozesses durch gleichzeitiges Messen von Längs- und Querspannung an vier unterschiedlichen Stellen des Strompfades, den Domänenwandwiderstand für eine 100 µm breite und 150 nm dicke (Ga,Mn)As-Struktur zu bestimmen [80]. Mit Hilfe von statistischen Betrachtungen und einem Modell, welches in [81] vorgestellt wird, konnte ein negativer Widerstandsbeitrag von  $R_{DW} = -1,0 \pm 0,2 \Omega$  ermittelt werden. Um die Dynamik von Domänenwandverschiebungen in (Ga,Mn)As zu verstehen, wurden von *J. Honolka* et al. in [82] Experimente an Hallbars mit zusätzlichen Einschnürungen (1 µm x 500 nm) wiederholt. Es konnte gezeigt werden, dass die Submikrometerstrukturen Einfluss auf den Ummagnetisierungsprozess unter Bildung von 90°-Domänenwänden haben.

Eine weitere Methode zum „Sichtbarmachen“ von Domänenwänden nutzten *M. Yamanoouchi* et al. an (Ga,Mn)As-Proben, gewachsen auf einem InGaAs-GaAs-Substrat [83], [84]. Auf Grund von *tensile strain* (siehe auch Abschnitt 3.2) liegt die magnetisch leichte Achse in Wachstumsrichtung. Im feldfreien Zustand zeigt die Magnetisierung somit aus der Probenebene heraus.

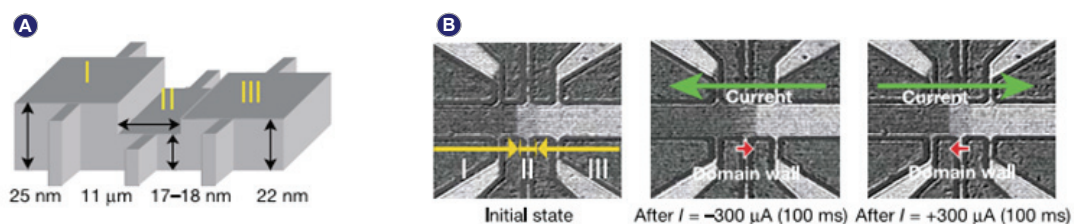


Abbildung 5.16: Aufbau der Probe (A) und die mittels MOKE erstellten Ummagnetisierungsbilder (B). Entnommen aus [83].

Die Abbildung 5.16(A) zeigt die unterschiedlich abgedünnten, nasschemisch geätzten Bereiche der Hallbar, die auf Grund der variierenden Schichtdicken unterschiedliche Koerzitivfelder aufweisen. Mittels Halleffekt (siehe Abgriffe) konnte der Ummagnetisierungsprozess beobachtet werden. Getrieben durch einen kurzen und gleichzeitig hohen Stromimpuls (siehe Abbildung 5.16(B),  $I = 300 \mu\text{A}$ ) wurden Teile der Hallbar ummagnetisiert. Das bildgebende Verfahren MOKE ermöglichte es, die unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen innerhalb der Hallbar sichtbar zu machen. Die Arbeiten von *M. Yamanoouchi* et al. dienten als Grundlage experimenteller Untersuchung von *D. Chiba* et al. zum Domänenwandwiderstand [85]. Ähnlich wie in Abbildung 5.16(A) wurden

mittels partiellem Abdünnen einer ursprünglich 25 nm dicken (Ga,Mn)As/InGaAs/(001)-GaAs-Hallbarstruktur Bereiche mit unterschiedlichen Koerzitivschaltfeldern hergestellt. Die Messungen wurden zwischen  $T = 40 - 60$  K vorgenommen, wobei  $T_C$  der geätzten Probe 68 K betrug. Die insgesamt zwölf in Reihe geschalteten  $180^\circ$ -Domänenwände lieferten einen Domänenwandwiderstand von  $R_{DW} = +6,3 \Omega$  je Wand.

### 5.3.2 (Ga,Mn)As-Zick-Zack-Strukturen

#### 5.3.2.1 Vorbetrachtungen

Einen weiteren Ansatz zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes liefert eine Arbeit von *T. Taniyama et al.* in [86], die allerdings an Kobalt-Zick-Zack Nanostrukturen durchgeführt wurde.

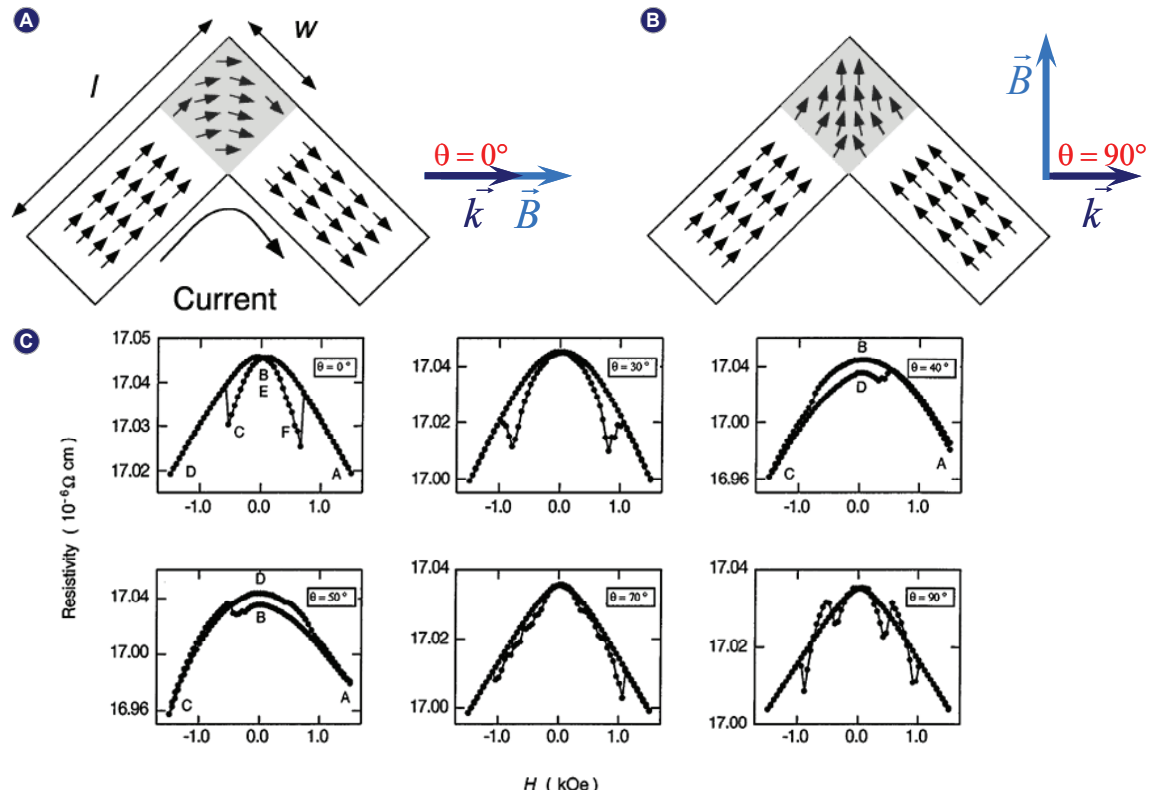


Abbildung 5.17: Erzeugung von Domänenwänden in Kobalt-Zick-Zack-Strukturen. Beim Ummagnetisieren wird aus der Konfiguration (A) ohne Domänenwand ( $\vec{B} \parallel \vec{k}$ ) die Konfiguration (B) mit Domänenwand ( $\vec{B} \perp \vec{k}$ ). Entscheidend ist die Lage des externen Feldes  $\vec{B}$  bezüglich der Zick-Zack-Richtung  $\vec{k}$ . (C) Die Messungen für  $\theta = 40^\circ$  und  $\theta = 50^\circ$  zeigen direkt die Bildung einer Domänenwand mit negativem Widerstandsbeitrag, messbar zwischen den Punkten B und D. Entnommen aus [86].

*T. Taniyama et al.* erhielten in ihren Experimenten an Strukturen mit insgesamt  $z = 30$  Zacken einen negativen Domänenwandwiderstand. Während für den Winkelbereich  $0^\circ \leq \theta < 45^\circ$  zwischen Magnetfeld  $\vec{B}$  und Zackenstruktur  $\vec{k}$  eine *Singledomänenkonfiguration* wie in Abbildung 5.17(A) erwartet wird, tritt im Winkelbereich  $45^\circ < \theta \leq 90^\circ$



eine *Multidomänenkonfiguration*, so wie in Abbildung 5.17(B) gezeigt, auf. Interessant sind insbesondere die Messungen bei  $\theta = 40^\circ$  und  $\theta = 50^\circ$  in Abbildung 5.17(C). Der Magnetfeldsweep wird im Punkt *A* gestartet und bis *C* fortgeführt. Im Bereich eines negativen Feldes richtet sich die Magnetisierung in 15 von insgesamt 30 Teilbereichen entgegengesetzt aus – eine Multidomänenkonfiguration entsteht. Nach Erreichen von Punkt *C*, also ausgehend von einer Multidomänenwandkonfiguration, erfolgt der Rücksweep. Im Bereich eines positiven Feldes erfolgt erneut ein Schalten der 15 Teilbereiche hin zu einer Singledomänenkonfiguration. Im Bereich  $B = 0$  T weist die Differenz zwischen den Punkten *B* und *D* einen negativen Domänenwandwiderstandsbeitrag auf. Der Widerstand ist im Nullfeld bei  $\theta < 45^\circ$  maximal, bei  $\theta > 45^\circ$  dagegen minimal. Die Ursachen für den negativen Domänenwandwiderstand sind nicht vollständig geklärt. Vermutet wird, dass die *Dekohärenz* schwach lokalisierter Elektronen im Bereich der Domänenwand in ferromagnetischen Eisen- bzw. Nickeldrähten für diesen Effekt verantwortlich ist. Entsprechende Arbeiten hierzu finden sich in [87], [88], [89]. Allerdings können, wie bereits *M. Yamanouchi* et al. zeigten, auch positive Domänenwandwiderstände beobachtet werden. Als Ursachen gelten semiklassische Streumechanismen, wie z.B. die Reflektion von Ladungsträgern an der Domänenwand, eine Zickzack Stromverteilung innerhalb der Domänenwand in Folge eines Halleffektes [90] oder spinabhängige Streuung wie beim GMR-Effekt in magnetischen Mehrschichtsystemen [91], [92].

Für die Messungen an (001)-(Ga,Mn)As-Zick-Zack-Strukturen wurden die Magnetfeldsweeps entlang der beiden magnetisch harten Richtungen [110] und [-110] durchgeführt (also entlang der Bruchkanten und bei  $T = 4,2$  K). Die Ausrichtung der Zick-Zack-Strukturen zum externen Magnetfeld  $\vec{B}$  wird über den Richtungsvektor  $\vec{k}$  und den Winkel  $\theta$  beschrieben. Die (Ga,Mn)As-Streifen bzw. der Strompfad verlaufen immer in einem Winkel von  $\gamma = 45^\circ$  bzw.  $\gamma = 135^\circ$  zu  $\vec{k}$ , also entlang der beiden magnetisch leichten Richtungen [100] bzw. [010] (typisch für (001)-(Ga,Mn)As). Wie im Abschnitt 5.2.2 beschrieben, wird auf Grund der schmalen (Ga,Mn)As-Streifenform mit einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie zu rechnen sein. Dieser Umstand ist für die Bildung des Single- bzw. der Multidomänenkonfigurationen von entscheidender Bedeutung. Der zusätzliche uniaxiale Anisotropiebeitrag bewirkt, dass die Magnetisierung bei hinreichend kleinen Magnetfeldern (nahe  $B = 0$  T) immer in Streifenrichtung, nicht aber senkrecht hierzu, zeigen wird. Somit ist es möglich, durch Drehen des externen Feldes, von der Singledomänenkonfiguration ( $\vec{B} \parallel \vec{k}$ ) zur Multidomänenwandkonfiguration ( $\vec{B} \perp \vec{k}$ ) zu schalten und gezielt die Domänenwand anhand einer Widerstandsänderung beobachten zu können (siehe auch Abbildung 5.17):

- $\vec{B} \parallel \vec{k}$ ,  $\theta = 0^\circ$ : Das externe Feld  $\vec{B}$  wird parallel zu  $\vec{k}$  angelegt und bis auf  $B = 0$  T reduziert (Remanenter Zustand). An der Kontaktstelle zweier Streifen (in Abbildung 5.17 grau dargestellt) kann sich keine Domänenwand ausbilden.
- $\vec{B} \perp \vec{k}$ ,  $\theta = 90^\circ$ : Das externe Feld wird senkrecht zu  $\vec{k}$  angelegt. Im Nullfeld zeigen die Magnetisierungen zweier benachbarter Streifen an der Kontaktstelle dieser Streifen in entgegengesetzter Richtung. Dieser Umstand sollte zur Ausbildung einer Domänenwand führen.



Da die Probe im Magnetfeld gedreht werden muss, soll Abbildung 5.18 verdeutlichen, weshalb kein magnetfeldabhängiger Gesamtwiderstand (abgesehen vom NMR-Effekt) erwartet wird.

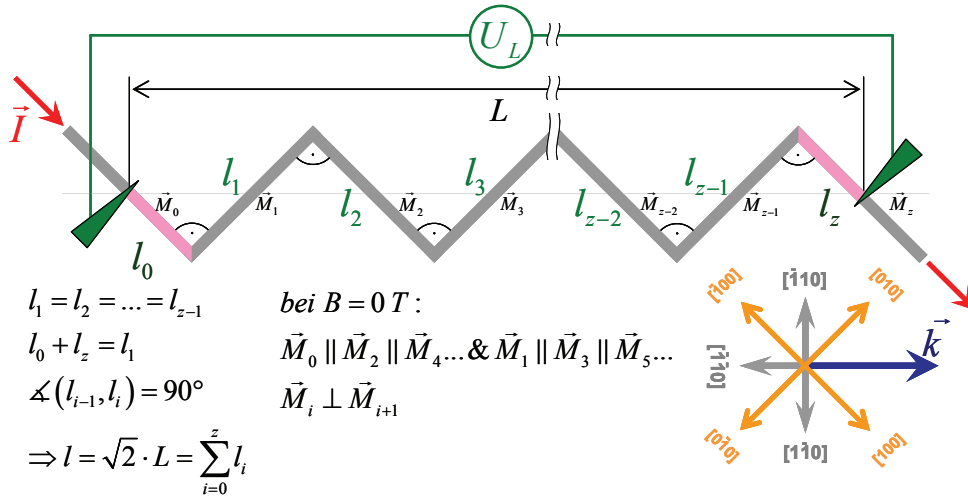


Abbildung 5.18: Schematische Darstellung der untersuchten Zick-Zack-Strukturen. Die Abschnitte  $l_1$  bis  $l_{z-1}$  und  $l_0 + l_z$  weisen jeweils gleiche Längen auf.  $L$  gibt den Abstand der beiden Spannungsabgriffe für  $U_L$  an. Der Gesamtweg  $l$  ergibt sich aus der Summe aller  $l_i$ . Benachbarte Magnetisierungen  $\vec{M}_i$  und  $\vec{M}_{i+1}$  stehen im Nullfeld immer senkrecht zueinander.

Zunächst hilft die bereits bekannte Gleichung (2.12), die den Widerstand eines jeden Abschnitts anhand des Winkels  $\varphi$  zwischen Magnetisierung  $\vec{M}$  und Strom  $\vec{I}$  charakterisiert:  $R_L = R_L^\perp + (R_L^\parallel - R_L^\perp) \cdot \cos^2 \varphi$ . Da die jeweiligen Abschnitte ( $\varphi$  bei  $l_0, l_2, \dots, l_z$  und  $\varphi + 90^\circ$  bei  $l_1, l_3, \dots, l_{z-1}$ ) senkrecht zueinander stehen und unter Berücksichtigung der Annahme, dass  $l_0 + l_z$  zusammen die gleiche Länge wie die restlichen Abschnitte aufweisen, lässt sich der Gesamtwiderstand aller Zick-Zacks folgendermaßen zusammenfassen:

$$\begin{aligned}
 \sum_{i=0}^z R_L^i &= \frac{z}{2} \cdot \left[ R_L^\perp + (R_L^\parallel - R_L^\perp) \cdot \cos^2 \varphi \right] + \frac{z}{2} \cdot \left[ R_L^\perp + (R_L^\parallel - R_L^\perp) \cdot \cos^2 (\varphi + 90^\circ) \right] = R_{LG} \\
 &= z \cdot R_L^\perp + \frac{z}{2} \cdot (R_L^\parallel - R_L^\perp) \cdot \left( \cos^2 \varphi + \underbrace{\cos^2 (\varphi + 90^\circ)}_{\sin^2 \varphi} \right) \quad (!) \\
 &= z \cdot R_L^\perp + \frac{z}{2} \cdot (R_L^\parallel - R_L^\perp) \cdot \underbrace{(\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)}_{=1} \\
 &= \frac{z}{2} \cdot (R_L^\parallel + R_L^\perp) = \text{konst.}
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die Herleitung zeigt, dass unter idealen Bedingungen der Gesamtwiderstand nicht mehr vom Winkel  $\varphi$  abhängt, also der AMR-Effekt keine Auswirkungen auf die Messungen haben dürfte. Ein Problem stellen allerdings die Spannungsabgriffe dar. Ist  $l_0 + l_z <> l_i$ , (und  $i = 1 \dots z-1$ ) so ist ein AMR-Effekt winkelabhängig beobachtbar, aber ohne Auswirkung auf die Messung des Domänenwandwiderstandes, da dieser im Gegensatz zu

[86] nur bei  $B = 0$  T bestimmt wird. Bei hohen Feldern sollte die Magnetisierung dem externen Feld folgen und schließlich nur ein NMR-Effekt beobachtbar sein. Für den remanenten Zustand ( $B = 0$  T) gilt die gleiche Annahme für den AMR-Effekt, da die Magnetisierung in allen Bereichen der (Ga,Mn)As-Struktur immer entlang der magnetisch leichten Achsen liegt – ideal: entlang des jeweiligen Strompfades. Daher sollte bei einem Magnetfeldsweep kein Unterschied zwischen  $\vec{B} \parallel \vec{k}$  und  $\vec{B} \perp \vec{k}$  auf Grund des AMR-Effektes beobachtbar sein.

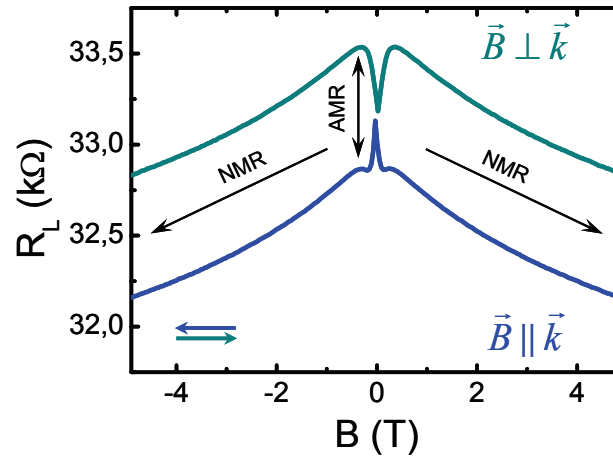


Abbildung 5.19: Magnetfeldsweep einer 16fach-Zick-Zack-Struktur (C050422A). Deutlich erkennbar ist der große Widerstandsabstand zwischen beiden Kurven, der auf den AMR-Effekt zurückzuführen ist. Bei senkrechtem Verlauf zwischen Strukturrichtung und Magnetfeld ist der Widerstand maximal, bei parallelem Verlauf minimal. Die beiden „Peaks“ nahe  $B = 0$  T erreichen das jeweilige Niveau der anderen Kurve auf Grund der verwendeten Sweepgeschwindigkeit des Magneten nicht ( $T = 4,2$  K,  $I = 100$  nA). Die Daten wurden aus [71] entnommen.

Abbildung 5.19 zeigt einen Magnetfeldsweep einer 16fachen Zick-Zack-Struktur. Da nach der Überlegung aus Gleichung (5.4) ein AMR-Effekt auszuschließen ist, stellt sich die Frage nach dem Grund des beobachteten Verhaltens. Im Abschnitt 4.2.1.2 wurde gezeigt, dass nur in Strukturen wie z.B. einer Hallbar mit entsprechenden Kontaktgeometrien von homogenen Stromdichten innerhalb des Strompfades ausgegangen werden kann. Da aber der Strom am Ende eines jeden Abschnitts die Richtung um näherungsweise  $90^\circ$  ändert, kann in Zick-Zack-Strukturen nicht von homogenen Stromdichten ausgegangen werden. Es ist eine Abweichung vom idealen Strompfad zu erwarten. Die höchsten Stromdichten liegen im Bereich der Ecken.

Die Abbildung 5.20 verdeutlicht das Problem. Der in der Abbildung 5.20(A) gelb ange deutete ideale Strompfad darf nur bei sehr schmalen Strukturen mit ausreichend langen Teilabschnitten als richtig angenommen werden. Zum Beginn der Untersuchungen wurde die Länge  $L$  aller Strukturen konstant gehalten ( $L = 10 \mu\text{m} \rightarrow l \sim 14 \mu\text{m}$ ). Bei Erhöhung der Zacken-Zahl  $z$  erlangte die Breite der Struktur mit  $b = 250$  nm aber immer größere Bedeutung. So nahm mit ansteigendem  $z$  der Widerstand der Probe merklich ab. Ebenso lag der beobachtete AMR-Effekt der Probe mit  $z = 2$  nur bei etwa 0,3 %, wohingegen die Probe mit insgesamt 16 Zacken bereits einen AMR-Effekt von 2,8 % aufwies. Eine zum Vergleich hergestellte Referenzprobe ohne Zacken (Streifen mit  $14,1 \mu\text{m} \times 250$  nm) zeigte einen AMR-Effekt von ca. 4 %.

Da die Länge  $L$  und somit auch  $l$  zunächst konstant blieben, wurde die Anzahl der Zacken  $z$  zunächst in Form einer Zweierpotenz ( $z = 2, 4, 8, 16$ ) erhöht. Somit lag immer eine geradzahlige Anzahl von Teilstücken sowohl in  $[100]$ - als auch in  $[010]$ -Richtung vor, womit obige Annahme (5.4) ihre Gültigkeit behält. Wie Abbildung 5.20(B) zeigt, wird mit Verdopplung der Zackenanzahl  $z$  jeder Teilabschnitt halbiert. Daher ist die maximale Zackenanzahl im Experiment zunächst auf  $z = 16$  begrenzt worden.

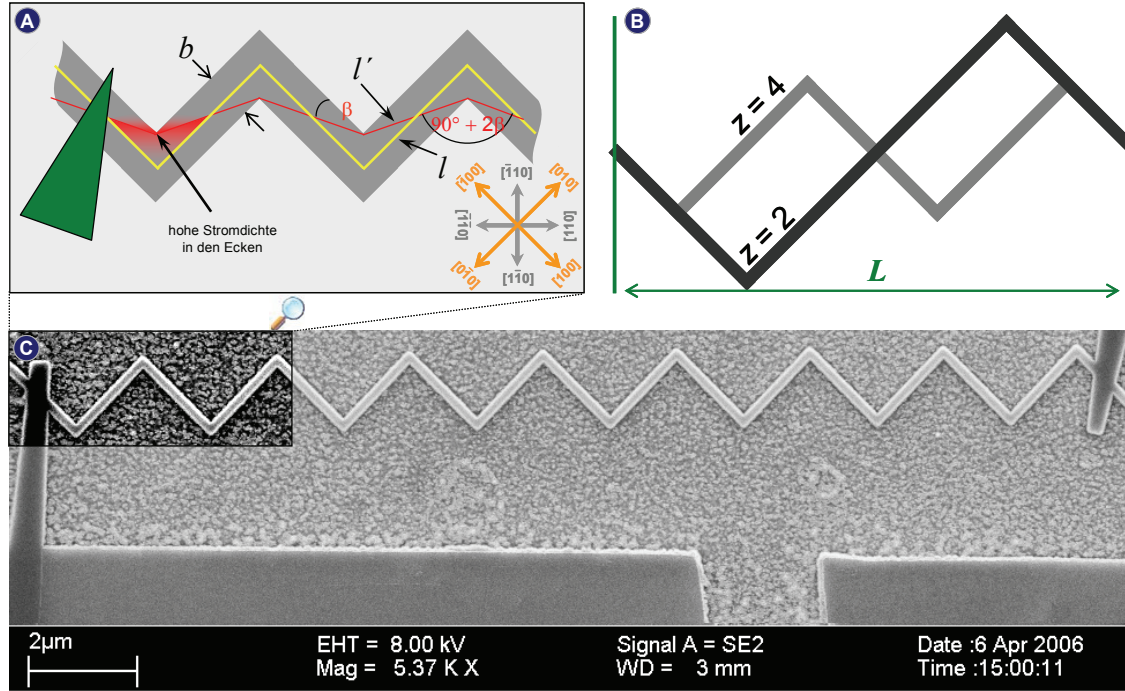


Abbildung 5.20: (A) dient zur Abschätzung der Länge des tatsächlichen Strompfades innerhalb der Zick-Zack-Struktur. Auf Grund der endlichen Breite der Streifen und der Tatsache, dass der Strom den Weg des geringsten Widerstandes nimmt (Kirchhoffsches Gesetz), verringert sich der erwartete Gesamtwiderstand und die benachbarten Teilstrompfade befinden sich nicht mehr im  $90^\circ$ -Winkel zueinander, sondern um  $90^\circ + 2\beta$ . (B) Bei gleichem Abstand  $L$  wird nur die Anzahl der Zacken variiert. Hierdurch ändert sich das Verhältnis zwischen Breite  $b$  und der Länge des jeweiligen Teilabschnittes. (C) zeigt die REM-Aufnahme einer Struktur mit  $z = 16$  Zacken. Entnommen aus [71].

Werden die Angaben in Abbildung 5.20(A) als Grundlage für die realen Strompfadverhältnisse genommen, so kann bei Angabe der Länge  $L$ , der Streifenbreite  $b$  und der Zackenanzahl  $z$  die wahre Länge des Strompfades  $l'$  abgeschätzt werden:

$$l' = z \cdot \sqrt{2 \cdot b^2 + \frac{2 \cdot L^2}{z^2} - \frac{2 \cdot \sqrt{2} \cdot L \cdot b}{z}}, \quad (5.5)$$

wobei gilt:

$$\left( \underbrace{z = 2^a}_{\text{bei Zweierpotenz}} \vee \underbrace{z = 2a}_{\text{bei gerader Zackenanzahl}} \right) \wedge a \in \mathbb{N} \wedge L \geq \sqrt{2} \cdot 2 \cdot b \cdot z. \quad (5.6)$$

Das Wissen über die reale Strompfadlänge  $l'$  ermöglicht auch eine Abschätzung des realen Zick-Zack-Widerstandes:

$$R_{Zick-Zack} = R_{Ref.} \cdot \frac{l'}{l}. \quad (5.7)$$

Die Abweichung des Winkels  $\beta$  des realen Strompfades vom idealen kann mit Hilfe der folgenden Gleichung abgeschätzt werden:

$$\beta = \arctan \left( \frac{z \cdot b}{\sqrt{2} \cdot L - z \cdot b} \right). \quad (5.8)$$

Unter Zuhilfenahme des Winkels  $\beta$  kann eine Abschätzung des zu erwartenden AMR-Effektes der Zick-Zack-Struktur erfolgen, der auch weitestgehend den Ergebnissen aus den Messungen entsprach. Es ist zu beachten, dass, ausgehend von Gleichung (2.12), die beiden Extremwerte von  $\cos^2(\varphi)$ , deren Differenz den AMR-Effekt bilden, bei  $\varphi = 45^\circ = \frac{1}{4} \cdot \pi$  und bei  $\varphi = 135^\circ = \frac{3}{4} \cdot \pi$  zu erwarten sind. Mit Hilfe der zweiten Zeile aus Herleitung (5.4) gilt folgende Abschätzung:

$$AMR_{Zick-Zack} = AMR_{Bulk} \cdot \frac{1 - 2 \cos^2 \left( \frac{1}{4} \cdot \pi + \beta \right)}{1 + AMR_{Bulk} \cdot \cos^2 \left( \frac{1}{4} \cdot \pi + \beta \right)}, \quad (5.9)$$

wobei  $AMR_{Bulk}$  den ermittelten AMR-Effekt an einer unstrukturierten (Ga,Mn)As-Probe darstellt. Das Aspektverhältnis  $A$  (eigentlich  $A : I$ ) der einzelnen Zick-Zack-Abschnitte berechnet sich wie folgt:

$$A = \frac{l}{z \cdot b} = \frac{\sqrt{2} \cdot L}{z \cdot b}. \quad (5.10)$$

Die realen Strompfade befinden sich nicht senkrecht, sondern  $90^\circ + 2\beta$  zueinander. Aus diesem Grund wurde entgegen der Abschätzung (5.4) ein AMR-Effekt, der von der Strompfadlänge  $l$ , von der Streifenbreite  $b$  und der Anzahl der Zackenanzahl  $z$  abhängt, bei sämtlichen untersuchten Zick-Zack-Strukturen gemessen. Nach obiger Annahme führt der reale Strompfadverlauf in Abbildung 5.20(C) zu erhöhten Stromdichten im Bereich der Domänenwände.

### 5.3.2.2 Ergebnisse der Domänenwandwiderstandsmessungen

Als Ausgangsmaterial für die mit Hilfe der ESL hergestellten Zick-Zack-Strukturen dienten zwei (001)-(Ga,Mn)As-Wafer (C040316B und C050422A) mit jeweils 50 nm Schichtdicke (Parameter in Tabelle 1, Abschnitt 5.1). Zunächst wurden Strukturen mit einer Länge von  $L = 10 \mu\text{m}$  ( $l = 14,1 \mu\text{m}$ ) hergestellt. Gleichzeitig wurde die Anzahl der Zacken zwischen  $z = 2$  und  $z = 16$  variiert.

Zacken- zahl $z$	Aspekt- verhältnis	Winkel $\beta$ ( $^\circ$ )	Widerstandsänderung – AMR (%)		Widerstand der Struktur (%)	
			berechnet	gemessen	berechnet	gemessen
0	1 : 56	(Ref.)	4	4	100	100
2	1 : 28	2,1	0,3	0,1	97	98
4	1 : 14	4,4	0,6	1,9	93	98
8	1 : 7	9,4	1,3	1,8	87	90
16	1 : 3,5	21,5	2,7	3	77	81

*Tabelle 3: Probenparameter der 250 nm breiten Referenz- bzw. Zick-Zack-Strukturen (zunächst C050422A). Die Referenzprobe wies einen Widerstand von  $R_L \approx 40,7 \text{ k}\Omega$  (100 %) auf. Gemessen wurde bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und einem Messstrom von  $I = 100 \text{ nA}$ . Die Größe des AMR-Effektes wurde durch Drehen der Probe im hohen Magnetfeld ( $B = 2 \text{ T}$ ) bestimmt. Die Daten wurden mit Hilfe der Gleichungen (5.7), (5.8), (5.9) und (5.10) berechnet bzw. aus [71] entnommen.*

Wie die Tabelle 3 zeigt, konnten die erwarteten Widerstandsänderungen, ausgehend von Messungen an einer Referenzprobe (einfacher (Ga,Mn)As-Streifen mit  $L = l = 14,1 \mu\text{m}$  und  $b = 250 \text{ nm}$ ), auf Grund der Abweichungen vom realen Strompfad an den jeweiligen Proben durch Messungen tendenziell bestätigt werden.

Die Abweichungen zwischen den berechneten und den gemessenen Werten dürften auf die nur mit endlicher Genauigkeit positionierten Spannungsabgriffe der Zick-Zack-Strukturen zurückzuführen sein. Die auffällige Abweichung für den Fall  $z = 4$  wird hervorgerufen durch eine leichte Verschiebung einer der Spannungsabgriffe von der idealen Position, erkennbar auf einer REM-Aufnahme (nicht gezeigt). Ferner war es möglich, die ebenfalls in der Messung beobachtete Widerstandsabnahme mit steigender Zackenanzahl  $z$  auch rechnerisch mit Hilfe von Gleichung (5.7) zu erfassen. Dies lässt die Annahme zu, dass der Strom im Zick-Zack tatsächlich den realen Weg  $l'$ -Pfad wählt, so wie es in Abbildung 5.20(A) dargestellt ist.

Des Weiteren ist das jeweilige Aspektverhältnis der einzelnen Streifenabschnitte vermerkt. Es sollte daher davon ausgegangen werden können, dass sich bei hinreichend kleinen Magnetfeldern die Magnetisierung immer entlang der magnetisch leichten Achsen, also entlang der Streifen, ausrichtet und bei  $\vec{B} \perp \vec{k}$  die gewünschte Mehrdomänenkonfiguration entsteht. Die Anzahl  $z$  wurde variiert, um aus der Widerstandsdifferenz für die Fälle  $\vec{B} \parallel \vec{k}$  und  $\vec{B} \perp \vec{k}$  der Magnetotransportmessungen leichter den Domänenwandwiderstand identifizieren zu können. Zur Bestimmung des Domänenwandwiderstandes wurden jeweils zwei Messungen (Hin- und Rückswep) bei  $\theta = 0^\circ$  ( $\vec{B} \parallel \vec{k}$ ) und bei  $\theta = 90^\circ$  ( $\vec{B} \perp \vec{k}$ ) durchgeführt. Für den Fall  $\theta = 0^\circ$  ist von einer Singledomänenkon-

figuration bei  $B = 0$  T auszugehen, wohingegen bei  $\theta = 90^\circ$  auf Grund des Vorhandenseins von insgesamt  $z$  Domänenwänden mit einer Änderung des Widerstandes zu rechnen ist. Die Abbildung 5.21 zeigt jeweils 4 Messkurven (Hin- und Rücksweep für  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $90^\circ$ ), die jeweils zwei Kreuzungspunkte im Nullfeld aufweisen (siehe schwarze Pfeile). Die leichten Verschiebungen vom Nullpunkt (bei  $B = 0$  T) sind auf die Hysterese des Magnetsystems zurückzuführen.

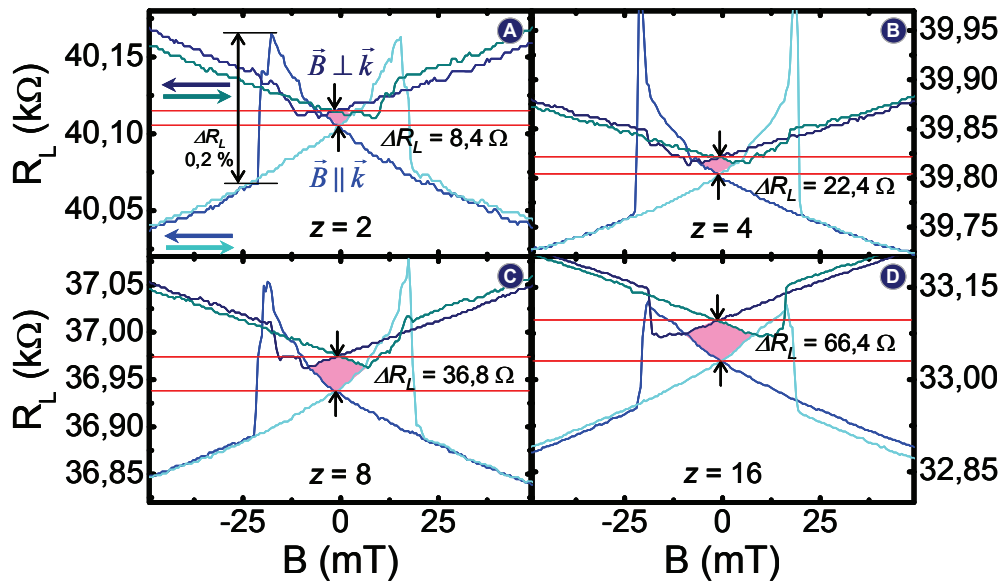


Abbildung 5.21: Messung des Domänenwandwiderstandes für unterschiedliche Zackenanzahl  $z$ . Die Länge der (Ga,Mn)As-Struktur (C050422A) betrug  $l = 14,1 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \mu\text{m}$ ), die Breite  $b = 250 \text{ nm}$ . Die Messungen wurden bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$  durchgeführt. Entnommen aus [71].

Bei Betrachtung der jeweiligen Widerstandsdifferenzen wird deutlich, dass mit zunehmender Zackenanzahl  $z$  die Widerstandsdifferenz  $\Delta R_L$  zunimmt. Des Weiteren wird erkennbar, dass der Domänenwandwiderstand im Fall der  $90^\circ$ -Domänenwand positiv sein muss, da alle Widerstände für  $\vec{B} \perp \vec{k}$  den jeweils höheren Wert gegenüber  $\vec{B} \parallel \vec{k}$  aufweisen. Die Ummagnetisierung, gekennzeichnet durch den Verlauf des Längswiderstandes, wird in erster Linie durch den AMR-Effekt bestimmt (siehe auch Abschnitt 5.3.2.1). Messungen an einer Standard-Hallbar zur Klärung der genauen Lage der magnetisch leichten Achsen im Ausgangsmaterial erfolgten nicht, da im Abschnitt 5.2.2 gezeigt werden konnte, dass bei hinreichend kleinen Magnetfeldern und entsprechend hohen Aspektverhältnissen die Magnetisierung immer entlang eines Streifens liegt. Der Sprung für  $\vec{B} \parallel \vec{k}$  und  $z = 2$  in Abbildung 5.21(A) entspricht mit  $\Delta R = 0,2 \%$  nahezu dem gemessenen AMR-Effekt aus Tabelle 3. Werden jetzt die ermittelten Widerstandsdifferenzen aus den Messkurven in Abbildung 5.21 durch die jeweilige Anzahl der Zacken  $z$  geteilt, erhält man die in Abbildung 5.22 gezeigten Einzeldomänenwandwiderstände.

Im Mittel wurde ein Domänenwandwiderstand von  $R_{DW} = +4,6 \Omega$  bestimmt. Der näherungsweise konstante Verlauf in Abbildung 5.22 belegt, dass die beobachtete Widerstandsdifferenz im Nullfeld in Abbildung 5.21 nur von der Zackenanzahl  $z$  abhängt.



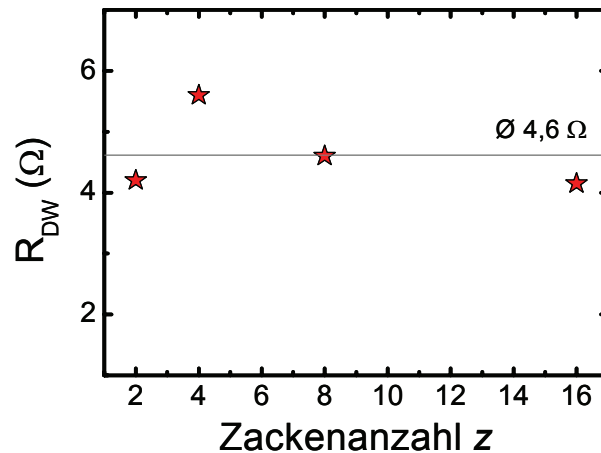


Abbildung 5.22: Domänenwandwiderstände ermittelt bei Nullfeld in Abhängigkeit von der Zackenanzahl  $z$  (C050422A). Die Zick-Zack-Struktur wies eine Länge von  $l = 14,1 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \mu\text{m}$ ) und eine Breite von  $b = 250 \text{ nm}$  auf. Im Mittel ergibt sich ein Wert von  $R_{DW} = +4,6 \Omega$  für jede einzelne Domänenwand ( $T = 4,2 \text{ K}$ ,  $I = 100 \text{ nA}$ ). Entnommen aus [71].

Um die Frage nach der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse besser beantworten zu können, sollte im nächsten Schritt geklärt werden, inwieweit das Materialsystem (Ga,Mn)As selbst Einfluss auf die Größe der Widerstandsdifferenz ( $R_{DW}$ ) hat. Aus diesem Grund kam zusätzlich das (001)-(Ga,Mn)As-Wafermaterial C040316B für die folgenden Strukturierungen zum Einsatz. Beim Vergleich der verwendeten Wafermaterialien in Tabelle 1 fällt beim C040316B vor allem die um fast 40 % geringere Ladungsträgerkonzentration und der um den Faktor 1,8 höhere Schichtwiderstand auf. Zunächst wurden die Abmaße der Strukturen unverändert gelassen ( $L = 10 \mu\text{m}$ ,  $b = 250 \text{ nm}$ ). Der qualitative Verlauf der Messungen, wie in Abbildung 5.21 gezeigt, blieb ebenfalls gleich.

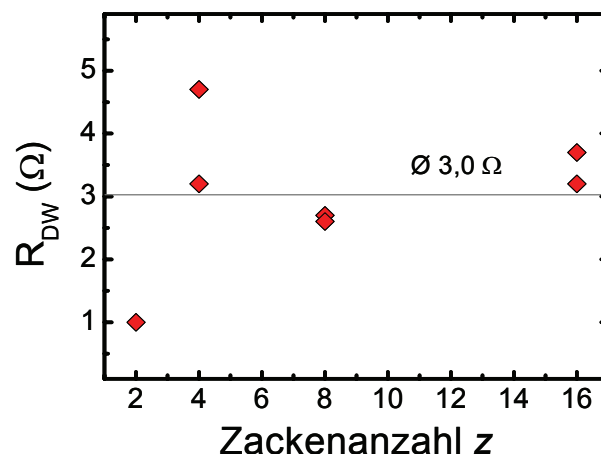


Abbildung 5.23: Domänenwandwiderstände in Abhängigkeit von der Zackenanzahl  $z$  ermittelt bei Nullfeld (Probenmaterial C040316B). Die Zick-Zack-Struktur wies eine Länge von  $l = 14,1 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \mu\text{m}$ ) und eine Breite von  $b = 250 \text{ nm}$  auf. Im Mittel ergibt sich ein Wert von  $R_{DW} = +3,0 \Omega$  für jede einzelne Domänenwand ( $T = 4,2 \text{ K}$ ,  $I = 100 \text{ nA}$ ). Entnommen aus [71].



Bei diesem Materialsystem konnte auch ein positiver Domänenwandwiderstandsbeitrag von  $R_{DW} = +3,0 \Omega$  ermittelt werden, der im Mittel aber um gut 35 % niedriger lag als beim Wafermaterial C050422A. Abgesehen von  $z = 2$  wurden alle Zick-Zack-Strukturen ( $z = 4, 8$  und  $16$ ) mehrmals hergestellt und entsprechend vermessen.

Das weitere Vorgehen wurde bestimmt durch die Reduzierung der Streifenbreite auf  $b = 170 \text{ nm}$ . Die Länge der Struktur wurde abgesehen von  $z = 32$  ( $L = 20 \mu\text{m}$ ) unverändert bei  $L = 10 \mu\text{m}$  belassen. Im Gegensatz zu den bisherigen Messungen an Strukturen mit  $b = 250 \text{ nm}$  fällt eine qualitative Veränderung der Messkurven am Beispiel einer 16fachen Zick-Zack-Struktur in Abbildung 5.24(A) auf. Es ist davon auszugehen, dass sich durch die Erhöhung der uniaxialen Anisotropie auf Grund der Reduzierung der Streifenbreite  $b$  die komplexen Ummagnetisierungseigenschaften innerhalb der Zick-Zack-Abschnitte verändern. Das Schaltereignis nach  $B = 0 \text{ T}$  bleibt unverändert. Die Widerstandsdifferenz in Abbildung 5.24(A) von  $\Delta R_L = 89 \Omega$  deutet erneut auf einen positiven Domänenwandwiderstandsbeitrag hin. Die berechneten Widerstände für eine Domänenwand in Abhängigkeit von der Zackenanzahl  $z$  finden sich in Abbildung 5.24(B). Im Mittel wurde eine leichte Erhöhung des Widerstandes auf  $R_{DW} = +5,9 \Omega$  im Vergleich zu  $b = 250 \text{ nm}$  beobachtet.

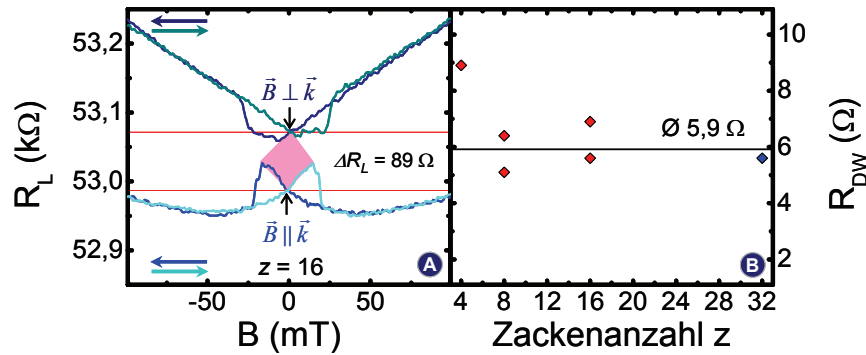


Abbildung 5.24: (A) Messung des Domänenwandwiderstandes für  $z = 16$ . Die Länge der (Ga,Mn)As-Struktur (C040316B) betrug  $l = 14,1 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \mu\text{m}$ ), die Breite  $b = 170 \text{ nm}$ . Die Messungen wurden bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$  durchgeführt. (B) Domänenwandwiderstände in Abhängigkeit von der Zackenanzahl  $z$  ermittelt bei Nullfeld (Probenmaterial C040316B). Im Mittel ergibt sich ein Wert von  $R_{DW} = +5,9 \Omega$  für jede einzelne Domänenwand. Der Wert für  $z = 32$  (blaues Symbol) wurde an einer Probe mit  $L = 20 \mu\text{m}$  aufgenommen, entsprach also vom Aspektverhältnis her der Probe mit  $z = 16$  Zacken. Die Daten wurden aus [71] entnommen.

In Abbildung 5.24(A) wird leider das Problem des ungenügend hohen Auflösungsvermögens der verwendeten digitalen Lock-In-Verstärker anhand der „Treppentufen“ sichtbar. Der integrierte ADC<sup>48</sup> ermöglicht mit seiner Auflösung von 18 Bit<sup>49</sup> an einem Probenwiderstand im Bereich von  $60 \text{ k}\Omega$  eine Widerstandsauflösung ( $I = 100 \text{ nA}$ , maximal mögliche Sensibilität des verwendeten Verstärkers EG&G 7260 bzw. 7265) von ca.  $\Delta R_L = 1,7 \Omega$ . Für insgesamt 16 Domänenwandwiderstände würde die Genauigkeit bei etwa  $\Delta R = 0,1 \Omega$  liegen. Kommen nur noch  $z = 4$  Zacken zum Einsatz, erreicht die

<sup>48</sup> ADC – Analog Digital Converter

<sup>49</sup> Bit – Kleinste darstellbare Datenmenge. Im Binärsystem mit seinen insgesamt zwei Zuständen bedeuten 18 Bit  $= 2^{18} = 262.144$  Kombinationsmöglichkeiten.

Auflösung gerade noch einen Wert von  $\Delta R = 0,4 \Omega$ . Da mit abnehmender Streifenbreite der Gesamtwiderstand zunimmt ( $R = 53 \text{ k}\Omega$ ), der zu untersuchende Domänenwandwiderstand aber im Verhältnis sehr viel kleiner ist als  $R_L$  (wenige zehn Ohm), würde sich bei weiterer Erhöhung des Probenwiderstandes als Lösung eine Kompensationsschaltung zur Auflösungssteigerung anbieten (wie z.B. beschrieben in [93]).

Allen bisherigen Domänenwandwiderstandsuntersuchen war der Umstand gemein (abgesehen von  $z = 32$  in Abbildung 5.24(B)), dass bei Änderung der Zackenzahl  $z$  die Länge der einzelnen Streifenabschnitte und somit auch das Aspektverhältnis Breite zu Länge variierte (siehe auch Tabelle 3). Des Weiteren änderte sich der effektive Winkel  $\beta$  zwischen den benachbarten Teilstreifen, was zu einem zackenabhängigen AMR-Effekt führte. Beim Vergleich der Ergebnisse der Domänenwandbestimmung in der Abbildung 5.23 und Abbildung 5.24(B) liegt die Vermutung nahe, dass mit abnehmender Domänenwandbreite der Domänenwandwiderstand zunimmt. Aus diesem Grund erfolgte die Strukturierung breiterer Streifen mit  $b = 310$  und  $b = 400 \text{ nm}$  ( $z = 32$ ,  $L = 20 \mu\text{m}$ ). Die Messungen ergaben, dass tatsächlich der Widerstandseffekt bei den breiteren Strukturen verschwand. Allerdings ist zu beachten, dass bei  $b = 400 \text{ nm}$  nur noch von einem Aspektverhältnis von  $1 : 2,2$  ausgegangen werden kann.

Im Unterschied zu den Kobalt-Zick-Zack-Untersuchungen aus [86] erfolgten immer zwei komplette Messungen mit Hin- und Rücksweep für  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$ . Die Methode, im Bereich kleiner Abweichungen von  $\theta = 45^\circ$  zu messen (z.B. bei  $\theta = 40^\circ$  bzw.  $\theta = 50^\circ$ ), führten in beinahe allen Versuchen nicht zum Erfolg. Lediglich eine Messung an einer Probe (C040316B) mit  $z = 8$  Zacken und  $b = 170 \text{ nm}$  Streifenbreite zeigte qualitativ das aus [86] bekannte Verhalten (Abbildung 5.25, Aspektverhältnis der Streifen  $1 : 10,4$ ).

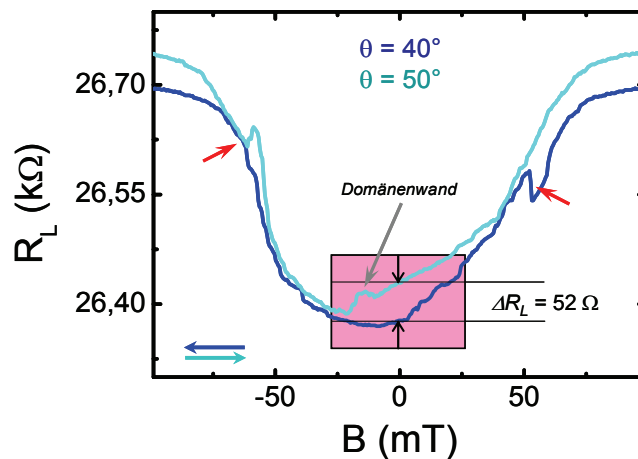


Abbildung 5.25: Messung des Domänenwandwiderstandes für  $z = 8$ . Der Hinsweep erfolgte bei  $\theta = 40^\circ$ , der Rücksweep bei  $\theta = 50^\circ$ . Die Länge der (Ga,Mn)As-Struktur (C040316B) betrug  $l = 14,1 \mu\text{m}$  ( $L = 10 \mu\text{m}$ ), die Breite  $b = 170 \text{ nm}$ . Die Messungen wurden bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$  durchgeführt. Der Differenzwiderstand für insgesamt 8 Zacken bei  $B = 0 \text{ T}$ , welcher auch als Domänenwandwiderstand interpretiert werden kann, beträgt  $\Delta R_L = 52 \Omega$ . Die Daten wurden aus [71] entnommen.

Hin- und Rücksweep erfolgten bei  $\theta = 40^\circ$  bzw.  $\theta = 50^\circ$ . Vor der Messung wurde die Probe auf jeweils  $B = +1 \text{ T}$  bzw.  $B = -1 \text{ T}$  aufmagnetisiert. Das Schalten der Domänen-

wand ist in Abbildung 5.25 deutlich für  $\theta = 50^\circ$  erkennbar. Allerdings erfolgt der Um-magnetisierungsvorgang bereits bei  $B = -25$  mT, also vor dem Nullfeld. Bei Winkeln kleiner als  $\theta = 45^\circ$  wird keine Domänenwandbildung erwartet. Dies bedeutet, dass nach den bisherigen Erkenntnissen (positiver Domänenwandwiderstand) für  $\theta = 40^\circ$  ein kleinerer Widerstand als für  $\theta = 50^\circ$  erwartet wird, so wie es Abbildung 5.25 bestätigt.

Beide Messungen weisen anscheinend auf Grund der Formanisotropie bei  $|B| = 60$  mT vor dem Nullfeld ein Schalten auf (siehe rote Pfeile). Da die Probe um  $\Delta\theta = 10^\circ$  gedreht wurde, musste die Widerstandsdifferenz bei  $B = 0$  T ermittelt werden. Andernfalls hätte der AMR-Effekt Einfluss auf das Ergebnis genommen. Der Widerstandssprung mit  $\Delta R_L = 52 \Omega$  entspricht einem Domänenwandwiderstand von  $R_{DW} = +6,5 \Omega$ . Dieser positive Widerstandsbeitrag bestätigt mit nur geringer Abweichung das Ergebnis aus Abbildung 5.24(B).

### 5.3.2.3 Fehlerdiskussion

Alle vorgestellten Messungen zeigten einen positiven Domänenwandwiderstandsbeitrag. Mit Zunahme der Zackenanzahl  $z$  wuchs die Widerstandsdifferenz ( $\vec{B} \parallel \vec{k}$  und  $\vec{B} \perp \vec{k}$ ) im Nullfeld nahezu linear an. Ein eventuell vorhandener Einfluss des AMR-Effektes kann bei  $B = 0$  T vernachlässigt werden. Die Messungen zeigten weiterhin eine Abhängigkeit vom verwendeten Probenmaterial und der Breite  $b$  der Strukturen. Allerdings wurde bisher nicht berücksichtigt, dass im Falle einer Domänenwand die Magnetisierung im Bereich der Wand sehr inhomogen ist und daher weitere Streumechanismen einen zusätzlichen Widerstandsbeitrag leisten können. Zunächst soll jedoch der mögliche Einfluss der genauen Lage der magnetisch leichten Achsen auf das Ergebnis der Domänenwandwiderstandsmessungen diskutiert werden.

#### 5.3.2.3.1 Einfluss von Kristall- und uniaxialer Anisotropie

Da die Untersuchungen an (001)-(Ga,Mn)As bei Temperaturen von  $T = 4,2$  K vorgenommen wurden, ist von einer vierzähligen magnetischen Anisotropie in der Probenebene auszugehen. Alle bisherigen Untersuchungen an diesem Materialsystem lieferten magnetisch leichte Achsen entlang der [100]- und [010]-Richtungen mit Abweichungen kleiner  $10^\circ$ . Aus diesem Grund wurden die einzelnen Streifen des Zick-Zacks immer entlang dieser beiden Achsen strukturiert. Messungen am Probenmaterial (C060601A) in Abbildung 5.9 (siehe Abschnitt 5.2.1) zeigten, dass die magnetisch leichten Achsen ebenfalls entlang der oben genannten Richtungen liegen. Die Richtungen der magnetisch leichten Achsen für die Probenmaterialien C040316B und C050422A wurden nicht explizit bestimmt. Hinzu kommt, dass auf Grund von Inhomogenitäten, hervorgerufen durch den MBE-Wachstumsprozess, immer mit leichten Abweichungen auch innerhalb ein und desselben Wafers zu rechnen ist. Die schmale Streifenform soll eine zusätzliche magnetisch uniaxiale Anisotropie bewirken, die der biaxialen überlagert ist (siehe auch Abschnitt 5.2.2).

Es konnte nachgewiesen werden, dass realer und idealer Strompfad voneinander um den Winkel  $\beta$  abweichen. Hierdurch wurde neben einer Abnahme des Widerstandes auch eine Erhöhung des AMR-Effektes mit zunehmender Zackenanzahl  $z$  festgestellt. Trotz-

dem zeigten die Messungen im Nullfeld eine von  $z$  nahezu linear abhängige Widerstandsdifferenz, die als positiver Domänenwandwiderstand interpretiert wird.

#### **5.3.2.3.2 Eigenschaften der Domänenwand**

Obwohl die Messungen eine eindeutige Tendenz bezüglich des Domänenwandwiderstandes zeigten, ist bisher völlig unklar, wie die Magnetisierungskonfiguration der Domänenwand beschaffen ist. Abbildung 5.17(B) suggeriert eine Konfiguration, bei der sich die Magnetisierung vollständig in der Ebene befindet. Es ist aber genauso gut möglich, dass sich im Bereich der Domänenwand eine hohe Streufeldkomponente, die aus der Probenebene zeigt, bildet. In diesem Fall könnte neben dem AMR auch der Streumechanismus eines Anomalen Halleffektes Einfluss auf den Domänenwandwiderstand nehmen. Daher sollte zunächst die Frage beantwortet werden, ob entweder Bloch- oder aber Néelwände im Bereich der Zacken gebildet werden.

Zukünftig könnten bildgebende Verfahren wie Tieftemperatur-*TEM* bzw. auch Tieftemperatur-*MFM* oder *MOKE* helfen, mehr Wissen über die Domänenwandkonfigurationen innerhalb der Zick-Zack-Strukturen während der Messung (*in-situ*) zu erfahren, so wie es z.B. in [94] an Nickel-Strukturen erfolgte.

## 5.4 Anisotropieuntersuchungen an (311)A-(Ga,Mn)As

### 5.4.1 Allgemeine Vorbetrachtungen

Alle bisherigen Experimente erfolgten an (Ga,Mn)As-Proben mit (001)-Wachstumsrichtung. Höher indizierte Materialien wie z.B. (411)-, (311)A- und (311)B-Substraten standen bisher nur vereinzelt im Fokus experimenteller Arbeiten, so z.B. in [95], [96], [97] und [101]. Messungen an der Universität Regensburg wurden bereits in [66] und [98] vorgestellt.

*Quantenhallexperimente in Zweidimensionalen Elektronengasen (2DEG's)* sind bisher hauptsächlich auf (001)-GaAs-Substraten durchgeführt worden. Für Spinpolarisationsexperimente würden sich aber besonders die Eigenschaften wie eine hohe Beweglichkeit und eine große mittlere freie Weglänge als wichtig erweisen [99], so wie es zweidimensionale Ladungsträgersysteme bieten. Allerdings liefert das ferromagnetische (Ga,Mn)As nur spinpolarisierte Löcher. Daher wäre ein 2DEG auf Grund der Elektronenleitung eher ungeeignet, weil zuerst eine Wandlung spinpolarisierter Löcher in spinpolarisierte Elektronen (z.B. mittels einer Zenerdiodenstruktur) nötig wäre [100]. Aus diesem Grund bieten sich *Zweidimensionale Lochgase (2DHG)* für Spinpolarisationsexperimente an. Klassische Lochgassysteme werden auf (311)A-GaAs-Substraten gewachsen, mit Silizium als Akzeptor. Da aber die Oberfläche des (311)A-Kristalls gegenüber dem (100)-Substrat<sup>50</sup> um  $25,2^\circ$  gedreht ist, ändert sich das MBE-Wachstum und somit auch die Eigenschaften wie z.B. die magnetischen Anisotropien. Insofern besteht ein grundsätzliches Interesse an der Erforschung magnetischer Eigenschaften von (311)A-(Ga,Mn)As.

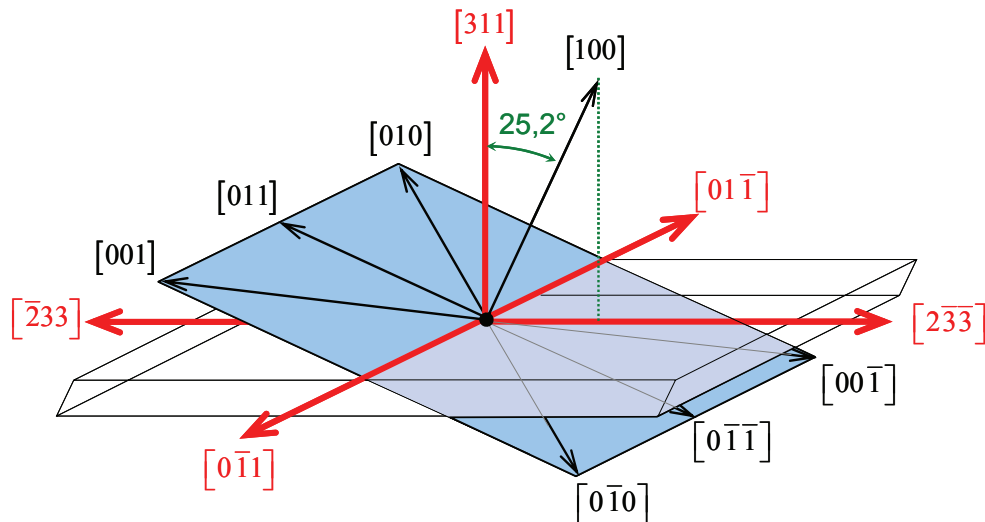


Abbildung 5.26: (311)A-(Ga,Mn)As mit Lage der kristallographischen Richtungen. Diese Abbildung findet sich in ähnlicher Form in [101], aber mit fehlerhaften Kristallrichtungsangaben. Die blaue Fläche stellt die (001)-Oberfläche dar. Die [100]-Richtung ist um  $25,2^\circ$  von der [311]-Richtung hin zu [2-3-3] gedreht.

<sup>50</sup> (100) und (001)-GaAs-Substrate sind als identisch zu betrachten.

Die Abbildung 5.26 veranschaulicht die Lage der einzelnen Kristallrichtungen von (311)A-(Ga,Mn)As. Auffälligstes Merkmal ist die schräg zur  $[-233]$ -Richtung verlaufende  $[011]$ -Bruchkante. Außerdem liegen sämtliche in (001)-(Ga,Mn)As magnetisch leichte Achsen außerhalb der Probenebene vom (311)A-Material.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, dass zwischen (311)A- und (311)B-GaAs, also zwischen arsen- (A) bzw. galliumterminierter (B) Oberfläche, unterschieden wird. Die Buchstaben weisen nicht zwangsläufig auf die Art der Oberflächenatome, sondern nur auf die Polarisation selbst hin. In dieser Arbeit wurde ausschließlich (311)A-(Ga,Mn)As verwendet. Im Gegensatz zum (001)-GaAs lassen sich die richtigen Kristallrichtungen am (311)-Substrat auf Grund der schiefen Bruchkanten sehr leicht finden. Von oben betrachtet, zeigt die „sichtbare“ schräge Seite entlang der  $[-233]$ -Richtung im Substrat<sup>51</sup>. Im Uhrzeigersinn folgt um  $90^\circ$  gedreht die  $[01-1]$ -Richtung. Die verdeckte schräge Bruchkante  $[0-1-1]$  zeigt entlang der  $[2-3-3]$ -Richtung und soll gleichzeitig die Referenzrichtung der folgenden Messungen bilden ( $\theta = 0^\circ$ ).

Wie bereits der Abschnitt 5.2.1 zeigen konnte, liegen im (100)-(Ga,Mn)As die magnetisch leichten Achsen bei tiefen Temperaturen ( $T = 4,2$  K) auf Grund der vierzähligen Anisotropie entlang der  $[001]$  und der  $[010]$ -Richtungen. Projiziert man diese Achsen auf die (311)-Ebene, erhält man folgendes Bild:

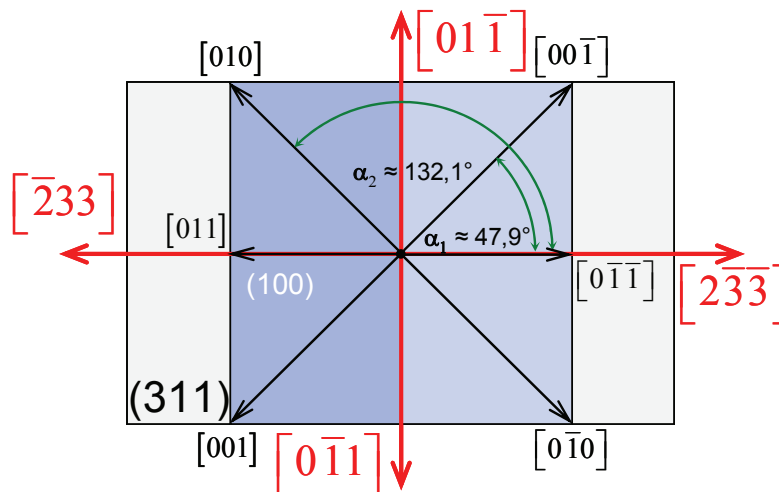


Abbildung 5.27: Bei Projektion der (100)- auf die (311)-Ebene beträgt der Winkel  $\alpha_1$  zwischen der projizierten  $[00-1]$ - und der  $[2-3-3]$ -Richtung  $47,9^\circ$  bzw.  $\alpha_2 = 132,1^\circ$  für  $[010]$ .

Die Abbildung 5.27 zeigt die beiden projizierten Achsen  $[010]$  und  $[00-1]$ , die sich in der (100)-Ebene befinden, auf die (311)-Ebene. Dabei erhält man die Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2 = 180^\circ - \alpha_1$ , wobei allgemein gilt:

$$\alpha = \arctan\left(\frac{\tan \alpha'}{\cos \beta'}\right). \quad (5.11)$$

Hierbei stellt  $\alpha'$  den Winkel zwischen der  $[2-3-3]$ - bzw.  $[0-1-1]$ -Richtung und einer

<sup>51</sup> Die sichtbare Seitenfläche selbst stellt eine  $[110]$ -Richtung dar (Bruchkante).

beliebigen Richtung innerhalb der um  $\beta' = 25,2^\circ$  (siehe auch Abbildung 5.38 auf Seite 96) geneigten Ebene dar. Im Beispiel wird aus der um  $\alpha_1' = 45^\circ$  zur  $[0-1-1]$  gedrehten  $[00-1]$ -Richtung in der (100)-Ebene bei Projektion auf die (311)-Ebene (mit dem Neigungswinkel  $\beta' = 25,2^\circ$  und der Bezugsrichtung  $[2-3-3]$ ) der Winkel  $\alpha = 47,9^\circ$ . Als Rotationsachse für die Ebene dient die  $[01-1]$ -Richtung. Für die Gültigkeit von Gleichung (5.11) sollte  $\beta'$  Werte kleiner  $90^\circ$  annehmen. Umgekehrt besteht die Möglichkeit, den Winkel  $\alpha'$  mittels folgender Gleichung zu bestimmen:

$$\alpha' = \arctan(\tan \alpha \cdot \cos \beta'). \quad (5.12)$$

Die Annahme von  $\beta' = 25,2^\circ$  gilt für die Betrachtungen von Abbildung 5.26. Wie die Messungen im Folgenden noch zeigen werden, muss die Ebene der magnetisch leichten Achsen nicht mit der (100)-Ebene zusammenfallen. Diese Vorbetrachtungen sollen zunächst helfen zu verstehen, wie die magnetischen Anisotropien im (311)A-(Ga,Mn)As unter Berücksichtigung der bekannten Anisotropieeigenschaften von (001)-(Ga,Mn)As-Substrat aussehen könnten.

Zur Beantwortung der Frage nach den magnetischen Anisotropieeigenschaften in (311)A-(Ga,Mn)As kamen insgesamt drei Verfahren zum Einsatz:

- Magnetotransport an strukturierten Hallbars (Probe #18a und Probe #18b)
- SQUID<sup>52</sup> und
- FMR.

Die Magnetotransportuntersuchungen erfolgten ausschließlich an der Universität Regensburg.

Die vorgestellten SQUID-Daten lieferte das Physikalische Institut der Polnischen Akademie der Wissenschaften in Warschau, durchgeführt von Dr. Mike Sawicki aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Tomasz Dietl.

Die außerordentlich hilfreichen Daten der ferromagnetischen Resonanzmessungen kamen vom Walter Schottky Institut in Garching. Die Messungen (FMR) und Auswertungen (Simulationen) lieferte Christoph Bihler aus der Arbeitsgruppe von Prof. Martin S. Brandt.

---

<sup>52</sup> Probenstück #18b wurde, bevor es strukturiert wurde, mit SQUID vermessen.



## 5.4.2 Magnetotransport-Experimente

### 5.4.2.1 Magnetfeldmessungen in Probenebene

Bereits im Abschnitt 5.2.1 wurden die Anisotropien für (001)-(Ga,Mn)As-Proben mit Hilfe von Standard-Hallbars und Magnetotransport-Experimenten untersucht. Ausgehend von diesen Experimenten wurden Hallbars aus (311)A-(Ga,Mn)As hergestellt und in gleicher Weise vermessen. Auf Grund des eindomänigen Verhaltens selbst großer Strukturen mit Abmessungen im Millimeterbereich konnte auch für dieses Material der AMR-Effekt für die Messungen herangezogen werden. Wie bereits bekannt, lassen sich durch den GPH-Effekt Ummagnetisierungsprozesse selbst bei in der Ebene angelegten Magnetfeldern auf Grund der Spin-Bahn-Kopplung beobachten. Die Abbildung 5.28 zeigt die Lage der Hallbar ( $\gamma = 90^\circ$ ) auf dem (311)A-Substrat:

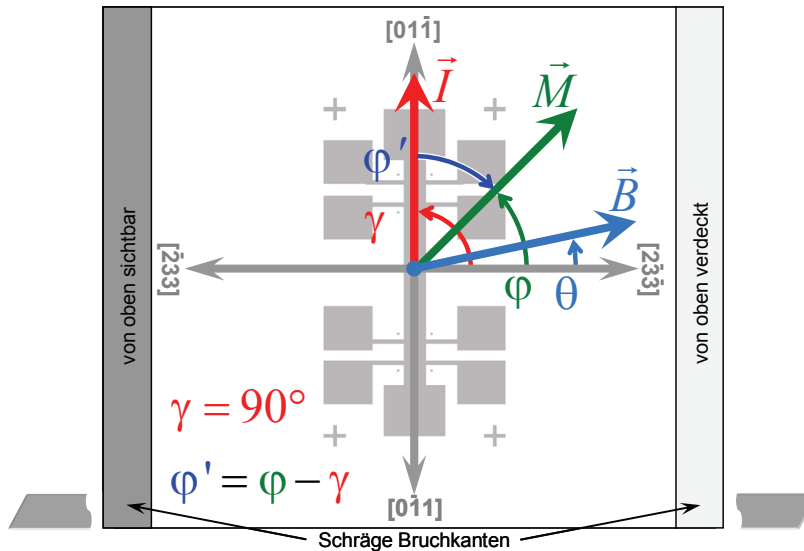


Abbildung 5.28: Anordnung der Hallbar von Probe #18b auf der (311)A-(Ga,Mn)As-Probe. Da die [2-3-3]-Richtung auf Grund der schrägen Bruchkante eine ausgezeichnete Richtung darstellt, beziehen sich alle Winkel auf diese Achse. Von besonderem Interesse sind die Winkel  $\theta$  ( $\vec{B}$ ) und  $\gamma$  ( $\vec{I}$ ), wobei zunächst alle Messungen mit in der Ebene angelegtem B-Feld erfolgen. Der Winkel  $\varphi'$  zwischen Magnetisierung und Strompfad errechnet sich aus der Differenz von  $\varphi$  und  $\gamma$ . Die Richtungen (Pfeil) der unterschiedlichen Winkelangaben sind für das Vorzeichen der Hallspannung von Bedeutung. Abbildung 5.29 verdeutlicht dies.

Für die Untersuchung der Lage der magnetischen leichten Achsen spielt der Winkel  $\gamma$  (Winkel zwischen Strompfad  $\vec{I}$  und Hauptachse [2-3-3]) in Abbildung 5.28 zunächst keine Rolle. Wie die weiteren Messungen aber noch zeigen werden, hat der Winkel  $\varphi'$  zwischen Strompfad  $\vec{I}$  und Magnetisierung  $\vec{M}$  einen entscheidenden Einfluss auf die Widerstandsänderung während des Ummagnetisierungsprozesses und auf das Vorzeichen des planaren Hallwiderstandes. Abschnitt 5.4.6 geht auf diese Problematik noch einmal ein. Für sämtliche Messungen gilt die „Beschaltung“ wie in Abbildung 5.7 gezeigt. Zunächst wurden der Hall- und der Vollständigkeit halber auch der Schichtwiderstand bei einem konstant hohen B-Feld ( $B = 5$  T, Magnetisierung  $\vec{M}$  folgt dem externen Feld  $\vec{B}$ ,  $T = 4,2$  K) für unterschiedliche Winkel  $\theta = \varphi$  aufgenommen. Für Hall- und

Schichtwiderstände ergaben sich Fitkurven entsprechend den Gleichungen (2.12) und (2.14). Hierbei zeigte sich gute Übereinstimmung mit der Messung, insbesondere im Hallwiderstandsverlauf. Die Widerstandsdifferenz der Hallmessung betrug  $\Delta R_{Hall} = 76,7 \, \Omega$  (zwischen  $\theta = 45^\circ$  und  $\theta = 135^\circ$ ). Der Schichtwiderstand wies zwischen paralleler ( $\theta = 90^\circ$ ) und senkrechter ( $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$ ) Ausrichtung des Strompfades  $\vec{I}$  zur Magnetisierung  $\vec{M}$  eine Differenz von  $\Delta R_{Sheet} = 91,2 \, \Omega$  auf.

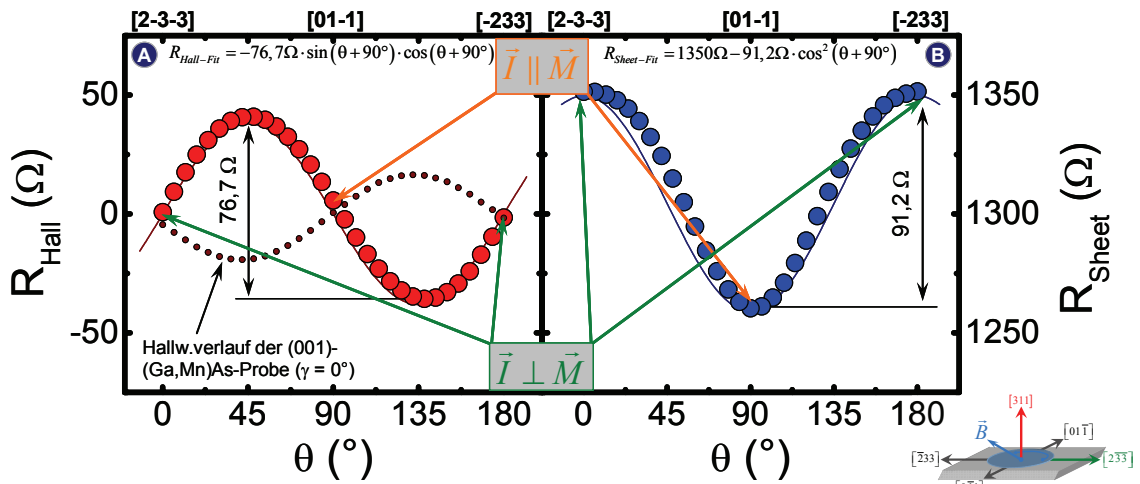


Abbildung 5.29: Hall- (A) und Schichtwiderstandsverlauf (B) der (311)A-(Ga,Mn)As Probe #18b (C040406A) bei  $B = 5 \, \text{T}$  ( $\varphi = \theta$ ,  $\gamma = 90^\circ$ ) und  $T = 4,2 \, \text{K}$ . Die Messpunkte wurden im Winkelabstand von  $\Delta\theta = 6^\circ$  mit einer Integrationszeit von  $2 \, \text{s}$  aufgenommen. Die Kontaktwahl samt Stromrichtung entsprach der in Abbildung 5.7.

Zum Vergleich wurde die Hallwiderstandskurve aus Abbildung 5.6(A) (Abschnitt 5.2 auf Seite 56) mit eingefügt. Die Ursache für die Phasendifferenz von  $90^\circ$  im Widerstandsverlauf liegt an der Wahl des Strompfades mit  $\gamma = 90^\circ$  für die Untersuchungen am (311)A-Material der Probe #18b, anstatt  $\gamma = 0^\circ$  ((001)-(Ga,Mn)As). Der Winkel  $\gamma = 90^\circ$  findet sich entsprechend auch im Widerstandsfit (siehe Gleichungen für  $R_{Hall-Fit}$  und  $R_{Sheet-Fit}$ ).

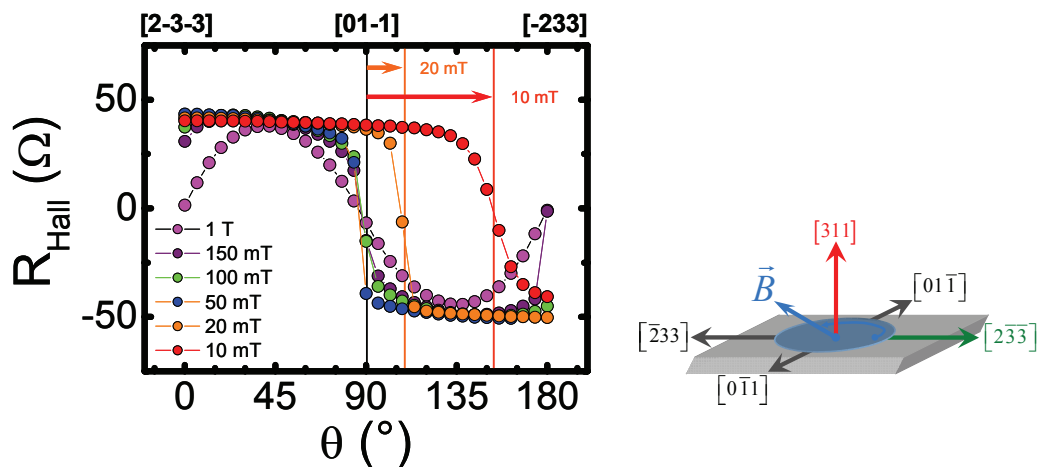


Abbildung 5.30: Hallwiderstandsverlauf der Probe #18b (C040406A) für unterschiedlich angelegte externe B-Felder bei  $T = 4,2 \, \text{K}$ .

Entgegen dem Messverfahren in Abbildung 5.29 wurden für die Messungen in Abbildung 5.30 statt  $B = 5$  T wesentlich geringere externe B-Felder an die Probe angelegt. Vor jedem Messzyklus wurde die (Ga,Mn)As-Probe bei  $\theta = 0^\circ$  auf  $B = 1$  T magnetisiert. Während bei  $B = 1$  T (pink) der Hallwiderstandsverlauf dem bei  $B = 5$  T entspricht, ist bei Feldern ab  $B = 150$  mT ein deutlich veränderter Verlauf im Widerstand beobachtbar. Wie die weiteren Messungen noch bestätigen werden, befindet sich die Magnetisierung bei hinreichend kleinen Feldern ( $< 150$  mT) entlang einer magnetisch leichten Achse, die, folgt man dem Verlauf der Kurve ( $R_{\text{Hall}}(0^\circ) = R_{\text{Hall}}(45^\circ)$ ), bei zunächst ca.  $45^\circ$  von der [2-3-3]-Richtung entfernt liegen könnte. Bei  $\theta = 90^\circ$  springt die Magnetisierung abrupt auf einen negativen Widerstandswert.

Unterhalb von  $B = 50$  mT ist deutlich eine Verschiebung im Widerstandssprung hin zu höheren Winkeln erkennbar (orangefarbener bzw. roter Pfeil). Auf Grund der Widerstandsänderung und mit Hilfe von Abbildung 5.29 lässt sich zunächst ein Sprung der Magnetisierung von ca.  $\Delta\phi = 90^\circ$  ableiten.

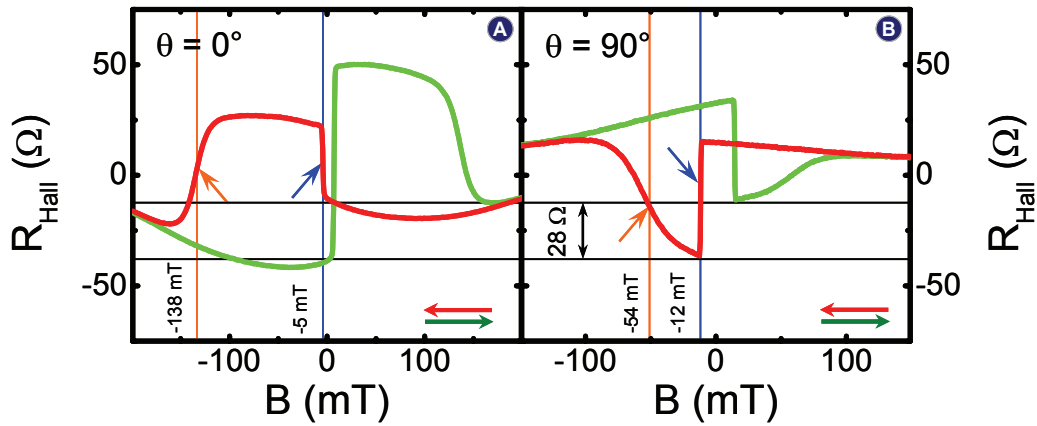


Abbildung 5.31: Magnetfeldsweeps für die Winkel (A)  $\theta = 0^\circ$  und (B)  $\theta = 90^\circ$ . Deutlich erkennbar sind die abweichenden Schaltfelder (Pfeile blau und orange für den Hin sweep) zwischen  $\theta = 0^\circ$  und  $90^\circ$  und ein Versatz im Hallwiderstand ( $\Delta R = 28 \Omega$ ). Die Messungen wurden am Probenmaterial C040406A (Probe #18b) bei  $T = 4,2$  K und  $I = 100$  nA (Sweepgeschwindigkeit  $0,5$  mT/s,  $T_C = 0,5$  s) durchgeführt.

Die Abbildung 5.31 zeigt zwei Messungen mit Magnetfeldern entlang  $\theta = 0^\circ$  ([2-3-3]-Richtung) und  $\theta = 90^\circ$  ([01-1]-Richtung). Im Vergleich zu den Messungen am (001)-(Ga,Mn)As in Abbildung 5.5 fällt vor allem die Asymmetrie zwischen Hin- und Rück sweep auf. Dies manifestiert sich in erster Linie in einer Widerstandsdifferenz von  $\Delta R = 28 \Omega$  und wurde für sämtliche B-Feld-Winkel  $\theta$  beobachtet.

Wie die Abbildung 5.26 bereits andeutet, besteht die Möglichkeit, dass sich die Magnetisierung bei kleinen externen Magnetfeldern nahe  $B = 0$  T nicht in der Probenebene befindet. Diese Annahme beruht auf der Tatsache, dass die (100)-Ebene, die im (100)-(Ga,Mn)As die magnetisch leichten Richtungen trägt, um  $25,2^\circ$  geneigt zur (311)A-Ebene liegt. Mittels folgender Gleichungen wurden aus den Hallwiderstandsverläufen von Hin- und Rück sweep die gesuchten Einzelkomponenten extrahiert. Für den AHE erhält man für den Hin- bzw. für den Rück sweep ( $R_{\text{AHE}}(B^\uparrow)$ ,  $R_{\text{AHE}}(B^\downarrow)$ ):

$$\begin{aligned}
 R_{AHE}(B^\uparrow) &= R_{HALL}(B^\uparrow) - \frac{R_{HALL}(B^\uparrow) + R_{HALL}(B^\downarrow)}{2} \\
 R_{AHE}(B^\downarrow) &= R_{HALL}(B^\downarrow) - \frac{R_{HALL}(B^\uparrow) + R_{HALL}(B^\downarrow)}{2}
 \end{aligned}
 \quad (5.13)$$

Und für den GPHE ( $R_{GPHE}(B^\uparrow), R_{GPHE}(B^\downarrow)$ ):

$$\begin{aligned}
 R_{GPHE}(B^\uparrow) &= R_{HALL}(B^\uparrow) - R_{AHE}(B^\uparrow) \\
 R_{GPHE}(B^\downarrow) &= R_{HALL}(B^\downarrow) - R_{AHE}(B^\downarrow)
 \end{aligned}
 \quad (5.14)$$

Bei Anwendung beider Gleichungen auf die Messdaten aus Abbildung 5.31 erhält man die gewünschte Zerlegung in AHE und GPHE, so wie Abbildung 5.32 es verdeutlicht. Hierbei fällt auf, dass bei  $\theta = 0^\circ$  erstes Schalten des GPHE und das Schalten des AHE zusammenfallen (blaue Linie), während bei  $\theta = 90^\circ$  das zweite Schalten des GPHE mit dem Schalten des AHE übereinstimmt (orange).

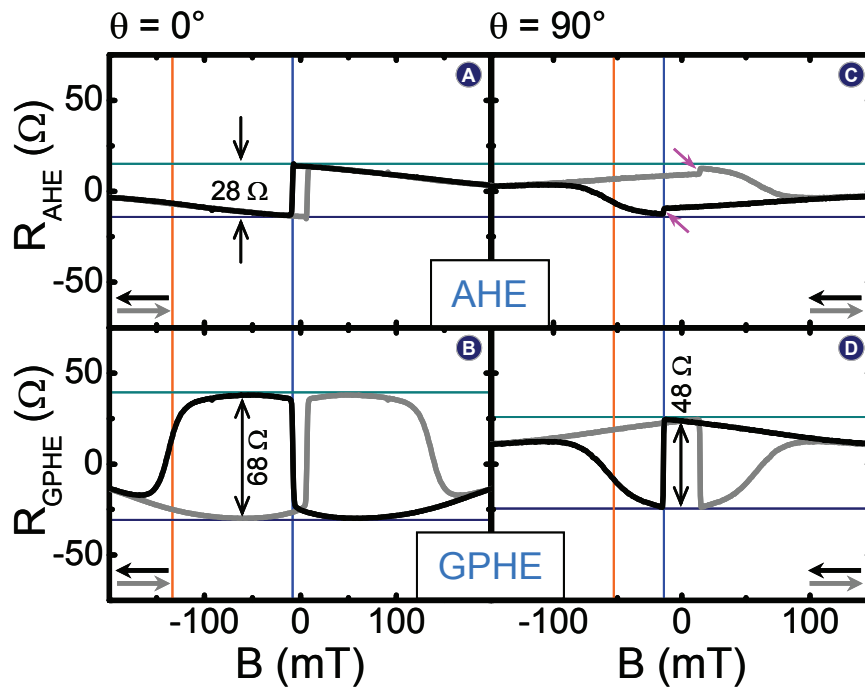


Abbildung 5.32: Zeigt die Zerlegung des Hallwiderstandes für  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  in die AHE-Komponente (A) und (C) und den GPHE-Anteil (B) und (D). Bei der Zerlegung der Messkurven können Artefakte auftreten (siehe (C) - AHE bei  $\theta = 90^\circ$  - pinkfarbene Pfeile).

Im AHE-Anteil in der Abbildung 5.32(A) und (C) deutet der Widerstandssprung von ca.  $\Delta R = 28 \Omega$  auf eine aus der Ebene zeigende Magnetisierungskomponente  $M_z$ . Dieses Verhalten ist bisher lediglich in (411)A-(Ga,Mn)As beobachtet worden [96], also in einem höher indizierten Substrat, nicht aber in (001)-(Ga,Mn)As. Da ein vorzeichenabhängiges Messen der Hallwiderstände nötig war, wurde während der Lock-In-Messungen nicht der Betrag ( $Z$ ) und die Phase ( $\omega$ ), sondern der Real- und Imaginärteil

( $X$ ,  $Y$ ) der Wechselspannung gemessen. Die Phasenlage zum Referenz-Lock-In sei immer  $\omega = 0^\circ$  (bei Vorzeichenwechsel der Hallspannung ist  $\omega = 180^\circ$ ) und es gilt zunächst:  $|X| = Z$ ,  $Y = 0$  (wobei  $Z = \sqrt{X^2 + Y^2} \geq 0$ ). Im Bereich des Vorzeichenwechsels nimmt der  $X$ -Anteil stetig ab – die Phase im Messsignal dreht dabei um  $180^\circ$ . Während des Phasenwechsels kann sich hierbei ein endlicher  $Y$ -Anteil ausbilden.

Der Sprung im AHE (C) bei  $\theta = 90^\circ$  betrug ca.  $2 \Omega$  ( $X$ -Anteil, pinkfarbener Pfeil). Der gleiche Widerstandsanteil wurde ebenfalls im  $Y$ -Anteil der Messung beobachtet (nicht gezeigt). Wird nun mit Hilfe der Gleichungen (5.13) und (5.14) der AHE- bzw. der GPHE-Anteil aus der Messkurve extrahiert, können auf Grund der Magnethysterese des Kryosystems Artefakte in Form von Widerstandssprüngen auftreten. Zur Vermeidung solcher Fehler (durch Phasenwechsel bei Wechselstrommessung) könnte grundsätzlich während der Hallmessungen mit einer zusätzlichen bekannten, vor allem aber konstanten Offsetspannung an den Eingängen des Lock-In-Verstärkers gearbeitet werden. Diese Offsetspannung verschiebt den Spannungsnullpunkt so, dass kein Phasenwechsel während der Messung mehr stattfindet. Neben einer Erhöhung des CMR (siehe Abschnitt 4.2.1.6) auf der Habenseite, verschlechtert sich das Auflösungsvermögen des Digital-Lock-In-Verstärkers. Eine Erzeugung der Offsetspannung mittels absichtlich verschobener Hallkontakte ist nicht möglich, da der Längswiderstand auch im Bereich kleiner Magnetfeldsweeps einen NMR aufweist und somit keinen magnetfeldunabhängigen Beitrag liefert<sup>53</sup>.

Bei  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  in Abbildung 5.32 nähern sich mit steigendem Magnetfeld sowohl der AHE- als auch der GPHE-Widerstand dem Wert  $R_{AHE} = R_{GPHE} = 0 \Omega$ . Der Sprung im GPHE ( $\Delta R_{GPHE} = 68 \Omega$ ) entspricht nicht dem Wert, der in Abbildung 5.29(A) mit  $\Delta R_{Hall} = 77 \Omega$  beobachtet werden konnte. Die Abweichung von knapp 12 % wird im Abschnitt 5.4.6 diskutiert. Dagegen ist im GPHE-Widerstandssprung bei  $\theta = 90^\circ$  nur ein Wert von  $\Delta R_{GPHE} = 48 \Omega$  beobachtbar.

Die beiden Winkel  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  stellen Spezialfälle dar. Wie die FMR-Messungen (Abschnitt 5.4.4) noch zeigen werden, gäbe es auf Grund der hohen Symmetrie der freien Energielandschaft bezüglich der [2-3-3]- und der [01-1]-Achse jeweils zwei Möglichkeiten, wie die Magnetisierung während des Magnetfeldsweeps bei genau  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $\theta = 90^\circ$  springt. Da der mechanische Aufbau des Messsystems es nur mit endlicher Genauigkeit erlaubt, die gewünschten Winkel einzustellen<sup>54</sup>, ist eine genaue Interpretation der Transportdaten zunächst schwierig – speziell die Abweichung der beiden GPHE-Widerstandssprünge. Bei einer Winkelwahl  $\theta \neq 0^\circ$  und  $\theta \neq 90^\circ$  treten diese Probleme nicht auf.

In der Abbildung 5.33(A) bis (C) ist für die Winkel  $\theta = 24^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $78^\circ$  der Hallwiderstandsverlauf (links) dargestellt. Mit Hilfe der Gleichungen (5.13) und (5.14) wurden aus den Messungen der AHE und der GPHE extrahiert. Ohne Zweifel ließe sich durch

<sup>53</sup> In der Mikro-Hall-Magnetometrie erzeugt ein endlicher Längswiderstandsanteil im Hallwiderstand auf Grund der sehr starken Einschnürung des Hallkreuzes eine Offsetspannung. Dieses Verhalten vereinfacht in der Regel die Messung.

<sup>54</sup> Da der drehbare Probenstab auch bei tiefen Temperaturen beweglich sein muss, ist das mechanische Spiel absichtlich groß und besitzt daher eine mechanische Hysterese. Die Einstellung eines Winkels gelingt auf ca. 1-2 Grad genau.

einfache Summation der beiden rechten Graphen die ursprüngliche Messkurve zurückgewinnen.

Im Fall der Abbildung 5.33(A) für  $\theta = 24^\circ$  ist ein nahezu rechtwinkliger Verlauf in der Widerstandsänderung sowohl beim AHE als auch beim GPHE erkennbar. Dies deutet auf eindomäniges Schalten zwischen zwei magnetisch leichten Achsen hin. Der Verlauf des GPHE-Anteils der (311)A-Probe entspricht nahezu den typischen GPHE-Kurven in (001)-(Ga,Mn)As (siehe Abbildung 5.5 im Abschnitt 5.2). Der erste Sprung entspricht, wie schon in Abbildung 5.32(A) und (B) erkennbar, dem Schalten im AHE.

Bei  $\theta = 60^\circ$  in Abbildung 5.33(B) wird deutlich, dass die Magnetisierung  $\vec{M}$  einen  $180^\circ$ -Sprung vollführen muss, da keine Widerstandsänderung im GPHE erkennbar ist. Dagegen zeigt sich aber ein Widerstandssprung im AHE. Dies erhärtet den Verdacht, dass die magnetisch leichten Achsen nicht in der Probenebene liegen können. Die Magnetisierungskomponente außerhalb der Ebene springt von der  $[-3-1-1]$ -Richtung in die entgegengesetzte  $[311]$ -Richtung bzw. umgekehrt (Rücksweep), wodurch ein Vorzeichenwechsel im  $R_{AHE}$  beobachtet werden kann.

Für  $\theta = 78^\circ$  in Abbildung 5.33(C) deutet der nicht mehr rechtwinkliger Widerstandsverlauf im zweiten Schalten auf ein Drehen der Magnetisierung  $\vec{M}$  von einer magnetisch leichten in die nächstgelegene magnetisch leichte Richtung. Da auch der Verlauf des AHE nicht mehr rechtwinklig ist, findet die Drehung der Magnetisierung nicht nur in der Ebene statt. Genau wie Abbildung 5.32(C) und (D) entspricht das zweite Schalten im GPHE dem Schalten im AHE.

Die Abbildung 5.34(A) bis (C) zeigt nahezu identisches Verhalten bei Vergleich mit Abbildung 5.33(A) bis (C), allerdings unter Berücksichtigung folgender Einschränkungen:

$$\begin{aligned} R_{Hall}(\theta) &= -R_{Hall}(180^\circ - \theta) \\ R_{AHE}(\theta) &= -R_{AHE}(180^\circ - \theta) \quad . \\ R_{GPHE}(\theta) &= -R_{GPHE}(180^\circ - \theta) \end{aligned} \tag{5.15}$$

Die Schaltfelder für Abbildung 5.33(A), (B) und (C) entsprechen demnach dem Schalten in Abbildung 5.34(C), (B) und (A)<sup>55</sup>. Der Widerstandsverlauf des extrahierten AHE in Abbildung 5.33(A), (B) und (C) erscheint zunächst widersprüchlich ( $+R_{AHE}$  bei negativem B-Feld und umgekehrt), wird aber im Abschnitt 5.4.5 ausführlich erklärt.

Zunächst die Abbildungen für Winkeln  $\theta < 90^\circ$ :

---

<sup>55</sup> Eventuell vorhandene Abweichungen ( $< 2^\circ$ ) sind auf die Mechanik des verwendeten drehbaren Probenhalters zurückzuführen.

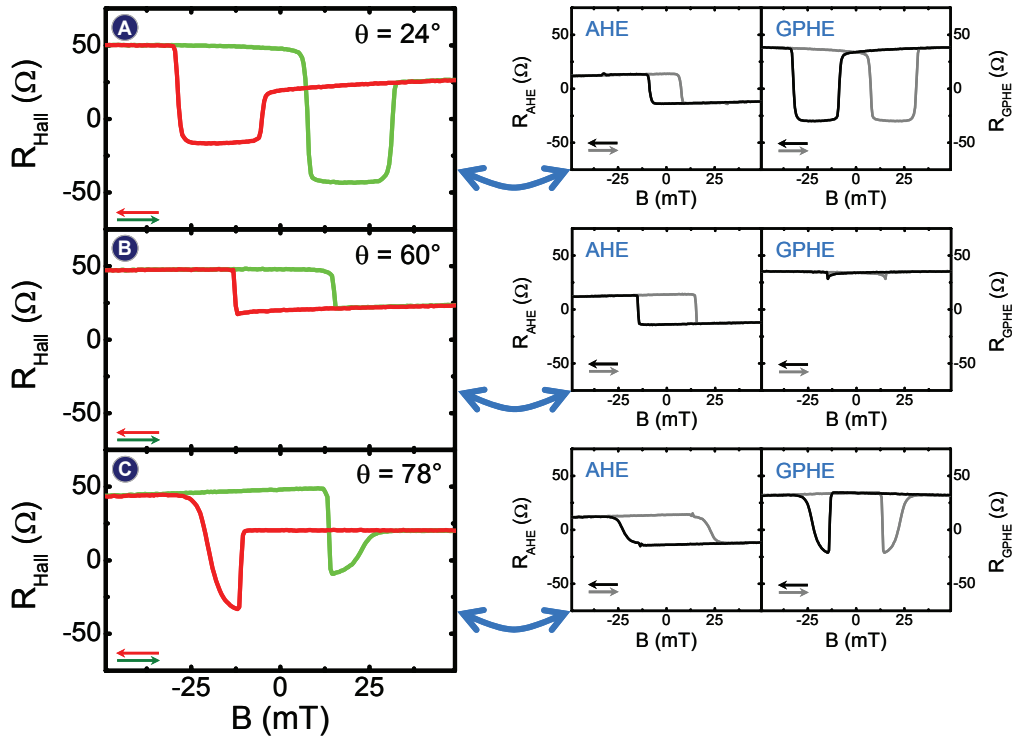


Abbildung 5.33: Hallwiderstandsmessungen an Probe #18b bei in der Ebene angelegtem Magnetfeld (C040406A) für  $\theta = 24^\circ$ ,  $60^\circ$  und  $78^\circ$ .

Die folgende Abbildung präsentiert schließlich das Verhalten bei Winkeln  $\theta > 90^\circ$ .

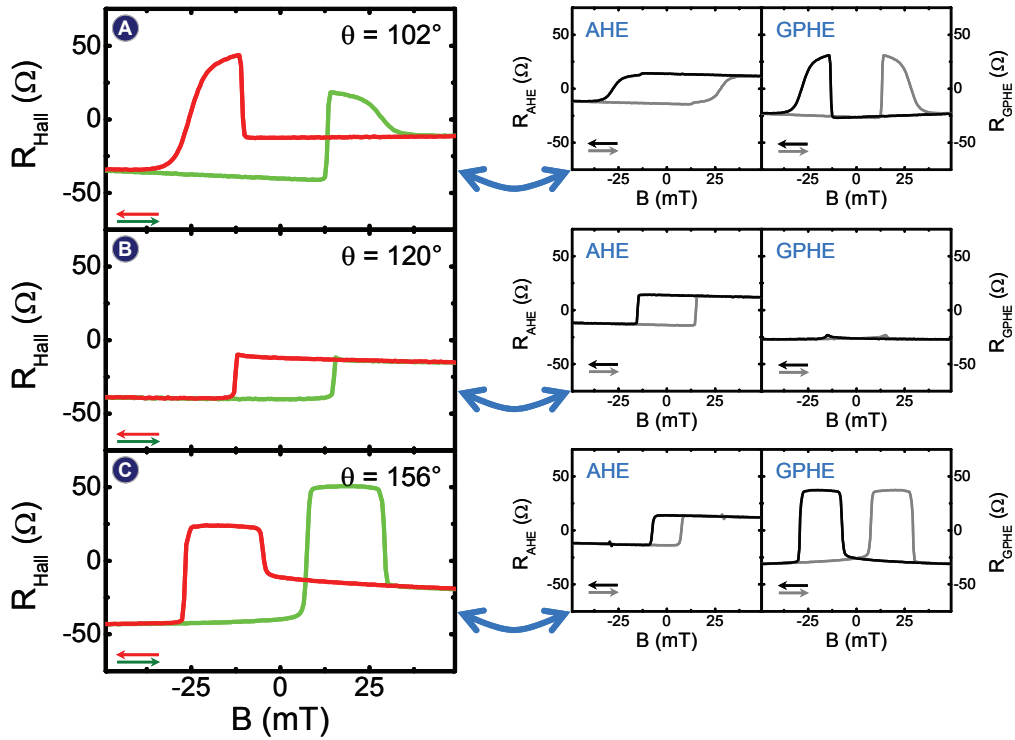


Abbildung 5.34: Hallwiderstandsmessungen an Probe #18b bei in der Ebene angelegtem Magnetfeld (C040406A) für  $\theta = 102^\circ$ ,  $120^\circ$  und  $156^\circ$ .



Abgesehen von den bisher vorgestellten Messungen, wurden weitere Schaltfelder aus Hallkurven für Winkel zwischen  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  in  $\Delta\theta = 6^\circ$ -Schritten bestimmt

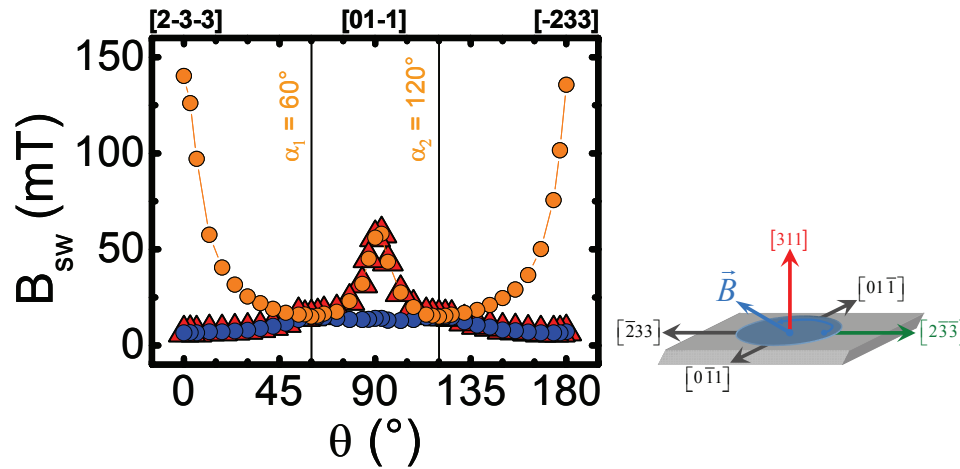


Abbildung 5.35: Zeigt die Beträge sämtlicher Schaltfelder, die in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$  bestimmt wurden (C040406A). Blaue Kreise verdeutlichen das erste und orangefarbene Kreise das zweite Schalten. Die rot dargestellten Dreiecke kennzeichnen das Schalten des AHE. Sämtliche Messungen wurden bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$  aufgenommen.

Im Bereich  $\theta = 60^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$  wurde die Schrittweite verringert, um möglichst genau die Winkel zu finden, bei denen erstes und zweites Schalten zusammen fallen. Ebenfalls deutlich erkennbar ist die Tatsache, dass bei  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 180^\circ$  erstes und zweites Schalten wesentlich weiter auseinander liegen als bei  $\theta = 90^\circ$ . Dieser Sachverhalt lässt die Schlussfolgerung zu, dass die [2-3-3]-Richtung im Vergleich zur [01-1]-Richtung ( $\theta = 90^\circ$ ) die magnetisch schwerere Richtung darstellt. Eine vollständige Beschreibung der in plane Ummagnetisierungsvorgänge erfolgt im Abschnitt 5.4.5.

Die Abbildung 5.36 zeigt die Widerstandssprünge für den AHE und den GPHE für unterschiedliche Winkel  $\theta$ :

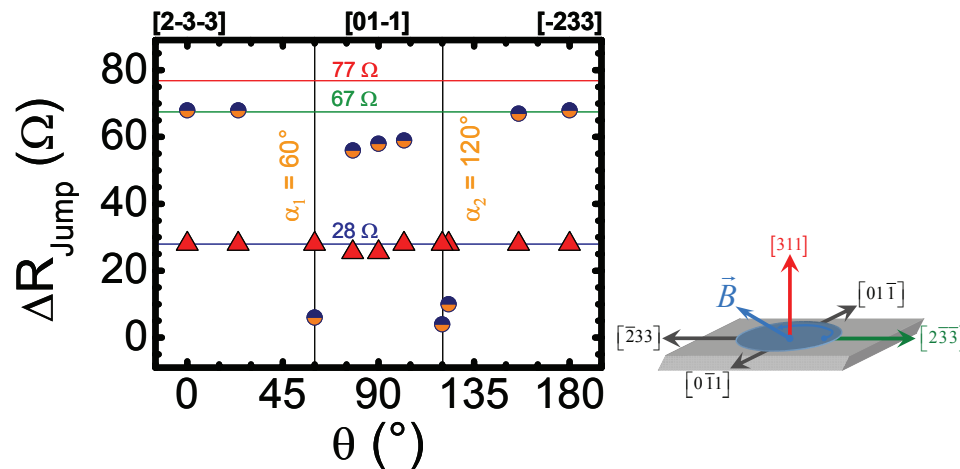


Abbildung 5.36: Widerstandssprünge für den GPHE (farbige Kreise) und den AHE (rote Dreiecke) in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  bei  $T = 4,2 \text{ K}$ .

Mit Hilfe der Hochfeldmessungen in Abbildung 5.29(A) wurde eine Widerstandsampli-

tude von ca.  $R_{Hall} = 77 \Omega$  ermittelt. Bei einem Winkeln  $\theta < 60^\circ$  bzw.  $\theta > 120^\circ$  beträgt der Widerstandssprung im GPHE (farbige Kreise) ca.  $R_{GPHE} = 68 \Omega$ . Die etwa elfprozentige Abweichung zur Hochfeldmessung wird im Abschnitt 5.4.6 erklärt. Bei  $\theta \approx 60^\circ$  und  $\theta \approx 120^\circ$  sollte der Widerstandssprung nahezu verschwinden, da bei diesen Winkeln die Magnetisierung nahezu um  $\Delta\phi = 180^\circ$  springt.

Für Winkel  $\theta > 60^\circ$  bzw.  $\theta < 120^\circ$  ist eine Abweichung von ca.  $\Delta R_{GPHE} = -10 \Omega$  (siehe auch Abbildung 5.32) von  $R_{GPHE} = 68 \Omega$  beobachtbar. Auf Grund des nicht abrupten zweiten Schaltens der Magnetisierung und der endlichen Integrationszeit der Lock-In-Verstärker ( $T_C = 0,5 \text{ s}$ ) kann eine Abweichung im Widerstandssprung von mehreren Ohm auftreten.

Dagegen ist der Widerstandssprung im AHE (rote Dreiecke) mit ca.  $R_{AHE} = 28 \Omega$  nahezu konstant. Der Einfluss der Lock-In-Messungen (Real- und Imaginärwert) wurde bereits diskutiert. Auf Grund der beobachteten Vorzeichenwechsel im Hallwiderstand ist ein Messen mit Betragswerten nicht möglich. Die beobachteten magnetfeldabhängigen Phasendrehungen in den Lock-In-Messungen von max.  $\Delta\omega < \pm 5^\circ$  führen jedoch nur zu sehr geringen Messfehlern ( $< 1\%$ ).

#### 5.4.2.2 Bestimmung der Schaltfelder

Die in Abbildung 5.31(B) gezeigte Messung für  $\theta = 90^\circ$  zeigt im Gegensatz zu Messungen mit  $\theta < 60^\circ$  bzw.  $\theta > 120^\circ$  kein eindeutiges zweites Schalten der Magnetisierung  $\vec{M}$ . Daher musste ein Verfahren gefunden werden, das sämtliche Schaltfelder bei jedem Winkel  $\theta$  eindeutig bestimmt. Es zeigte sich, dass das Ableiten der Hallwiderstandskurven nach dem externen Magnetfeld in der Form:

$$\frac{\partial R_{Hall}}{\partial B} = \frac{R_{Hall}(B + \partial B) - R_{Hall}(B)}{\partial B} \quad (5.16)$$

so wie in Abbildung 5.37(A) gezeigt, zu einem eindeutigen Ergebnis führt. Auf Grund des maximalen Hall(Längs-)widerstandanstiegs bzw. -abfalls im Bereich des Umschaltens der Magnetisierung liefern die Extrempunkte der Ableitung die gesuchten Schaltfelder<sup>56</sup>.

Dieses Verfahren zur Schaltfeldbestimmung wurde sowohl bei allen in plane als auch bei sämtlichen Messungen mit senkrecht angelegtem Magnetfeld durchgeführt. Die Abbildung 5.37(A) zeigt zum einen die gemessenen Hallwiderstände beider Magnetfeldsweeps und gleichzeitig die zugehörigen Ableitungen der magnetfeldabhängigen Hallwiderstände. Tritt ein abruptes Schalten (wie z.B. beim ersten Schaltvorgang) der Magnetisierung auf, fällt der entsprechende Wert in der Ableitung betragsmäßig höher aus, als wenn nur eine Rotation der Magnetisierung vorliegt (zweites Schalten).

---

<sup>56</sup> Hierzu wurde die Funktion „Differentiate“ unter *Analysis-Calculus* in Origin<sup>®</sup> verwendet.

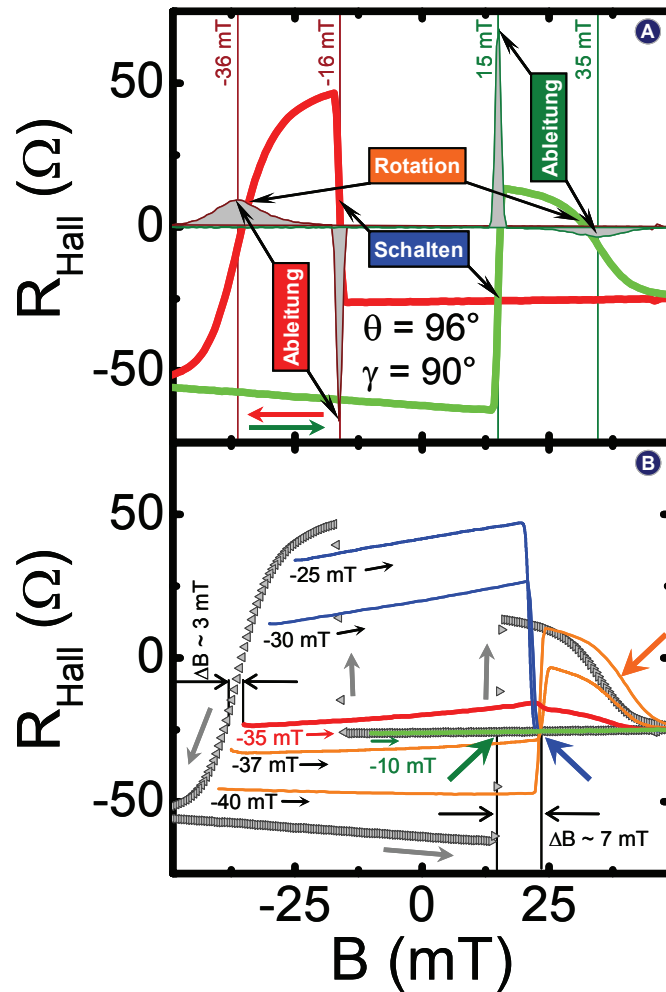


Abbildung 5.37: Bestimmung der Schaltfelder mittels Ableitung (A) der Messkurven. Zur Bestätigung, dass ein Schalten der Magnetisierung wirklich vorliegt, wurden sogenannte Minor loops durchgeführt (B). Die Messungen erfolgten bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$  an einem (311)A-Probenstück C040406A (Probe #18a). Das Magnetfeld lag  $\theta = 96^\circ$  zur Kristallrichtung [2-3-3]. Der Winkel zwischen Strompfad und der [2-3-3]-Richtung betrug  $\gamma = 90^\circ$ .

Aus diesem Grund wurden zusätzlich *Minor loops* an einer (311)A-Probe (Probe #18a) durchgeführt, wobei die Winkel  $\theta = 96^\circ$  und  $\gamma = 90^\circ$  betrugen (Strompfad senkrecht zur [2-3-3]-Richtung). Zunächst wurde die Probe, so wie in Abbildung 5.37(B) gezeigt, auf unterschiedliche Magnetfeldstärken ( $B = -40 \text{ mT}$ ,  $-37 \text{ mT}$ ,  $-35 \text{ mT}$ ,  $-30 \text{ mT}$ ,  $-25 \text{ mT}$  und  $-10 \text{ mT}$ ), ausgehend von  $B = +1 \text{ T}$ , aufmagnetisiert.

Anschließend wurden beim Rücksweep (hin zum positiven Magnetfeld) die Hallwiderstände gemessen. Betrug das Feld  $B = -40 \text{ mT}$  bzw.  $B = -37 \text{ mT}$  (also B-Felder oberhalb des zweiten Schaltens, siehe orangefarbene Kurven), ist ein positiver Hallsprung bei  $B = +23 \text{ mT}$  beobachtbar (siehe blauen Pfeil). Bei  $B = -35 \text{ mT}$  ist der Sprung des Hallwiderstandes bei  $B = +23 \text{ mT}$  fast vollständig verschwunden (rote Kurve). Bei Sweeps ab  $B = -30 \text{ mT}$  bzw.  $-25 \text{ mT}$  erfolgt ein negativer Hallwiderstandssprung bei  $B = +23 \text{ mT}$  (blaue Kurve). Wird dagegen das Feld nur auf  $B = -10 \text{ mT}$  erhöht (vor dem ersten Schalten, grüne Kurve), entspricht der Kurvenverlauf dem Hinsweep. Wie die

Hallwiderstandsverläufe für die Rücksweeps für  $B = -37$  mT bzw.  $B = -40$  mT (orange-farbene Kurven, orang Pfeil) belegen, wird bei  $B = -36$  mT auf Grund der Rotation der Magnetisierung tatsächlich eine Energiebarriere überwunden, die einem Schalten gleichkommt.

Um möglichst gleiche Bedingungen zu gewährleisten, wurde vor jeder Messung das Magnetfeld auf  $B = +1$  T bzw.  $B = -1$  T eingestellt. Hierdurch wird ein sicheres Aufmagnetisieren der Probe garantiert. Die Ursache für die große B-Felddifferenz von  $\Delta B = 7$  mT zwischen dem ersten Schalten des Rücksweeps (grüner Pfeil in Abbildung 5.37) und dem Schalten der *Minor loops* (blauer Pfeil) ist nicht geklärt, könnte aber auf die Magnethysterese des Kryostaten zurückzuführen sein.

#### 5.4.2.3 Zusammenfassung der in plane Messungen

Ein erstes zentrales Ergebnis auf dem Weg zur Bestimmung der Anisotropieeigenschaften stellen die beiden Winkel  $\alpha_1 = 60^\circ$  und  $\alpha_2 = 120^\circ$  dar, bei denen erstes und zweites Schalten im GPHE zusammenfallen. Sie lassen die Vermutung zu, dass im (311)A-(Ga,Mn)As eine vierzählige Anisotropie vorliegt. Allerdings deutet der bei den in plane Messungen beobachtete AHE auf eine zusätzliche senkrechte z-Komponente in [311]-Richtung der Magnetisierung bei  $B = 0$  T hin. Diese Überlegung führt zunächst zu folgendem Bild:

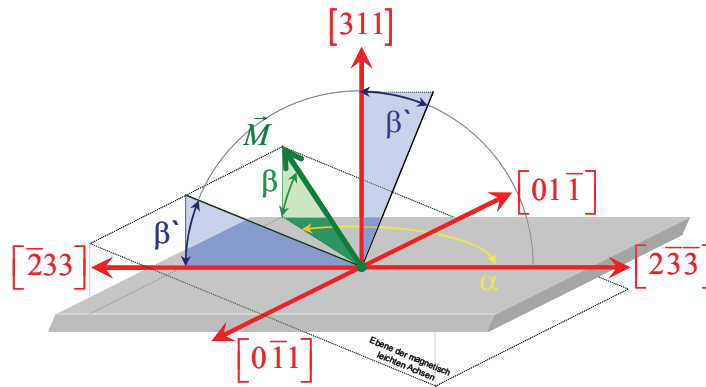


Abbildung 5.38: Die beiden Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  charakterisieren die Lage der magnetisch leichten Achsen im (311)A-(Ga,Mn)As.

Nimmt man an, dass sich im Fall  $B = 0$  T die Magnetisierung  $\vec{M}$  entlang der nächstgelegenen magnetisch leichten Richtung befindet (bei einer vierzähligen Anisotropie wären demnach vier unterschiedliche Richtungen möglich), so ist die Lage von  $\vec{M}$  durch die beiden Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  allgemein beschrieben. Da nach bisherigen Erkenntnissen der Winkel  $\alpha$  aber nicht  $0^\circ$  bzw.  $90^\circ$  beträgt, beschreibt der Winkel  $\beta$  nicht die Neigung der Ebene, in der sich die magnetisch leichten Achsen befinden. Der Winkel, der die Ebenenlage beschreiben soll, sei  $\beta'$  und ergibt sich allgemein wie folgt:

$$\beta' = \arctan \frac{\sin \beta}{\cos \beta \cdot \cos \alpha} . \quad (5.17)$$

Diese Gleichung gilt natürlich nur für den Fall, dass weder der Winkel  $\alpha$  noch der Win-

kel  $\beta$  einen Bogenmaßwert von  $\pi \cdot (\frac{1}{2} + n)$  mit  $n \in \mathbb{N}$  annimmt. Wie die weiteren Messungen erst noch zeigen werden, scheint die Annahme korrekt, dass die Ebene der magnetisch leichten Achsen sich tatsächlich zwischen der (311)- und der (100)-Ebene befindet (Rotationsachse [01-1]). Diese Überlegung lag bereits der Abbildung 5.27 zu Grunde.

Die Zerlegung des Hallspannungsverlaufes in den GPHE- und den AHE-Anteil ist in Abbildung 5.32 gezeigt. Der AHE tritt immer dann auf, wenn die Magnetisierungskomponente in z-Richtung (aus der Ebene heraus, hier: [311]-Richtung) einen Betrag ungleich Null aufweist. Der in Abbildung 5.38 gezeigte Winkel  $\alpha$  wurde mit Hilfe der bisherigen in plane Messungen (siehe Abbildung 5.35) bereits gemessen. Um die Magnetisierungskomponente  $M_z$  und damit auch die Winkel  $\beta$  bzw.  $\beta'$  bestimmen zu können, erfolgten im nächsten Schritt Hallwiderstandsmessungen mit senkrecht zur Probe angelegtem Magnetfeld.

#### 5.4.2.4 Magnetfeldmessungen senkrecht zur Probenebene

Alle bisherigen Messungen erfolgten bei in der Probenebene angelegtem Magnetfeld. Dieser Abschnitt stellt Messungen mit senkrecht angelegtem Magnetfeld vor, also in klassischer Hall-Messanordnung.

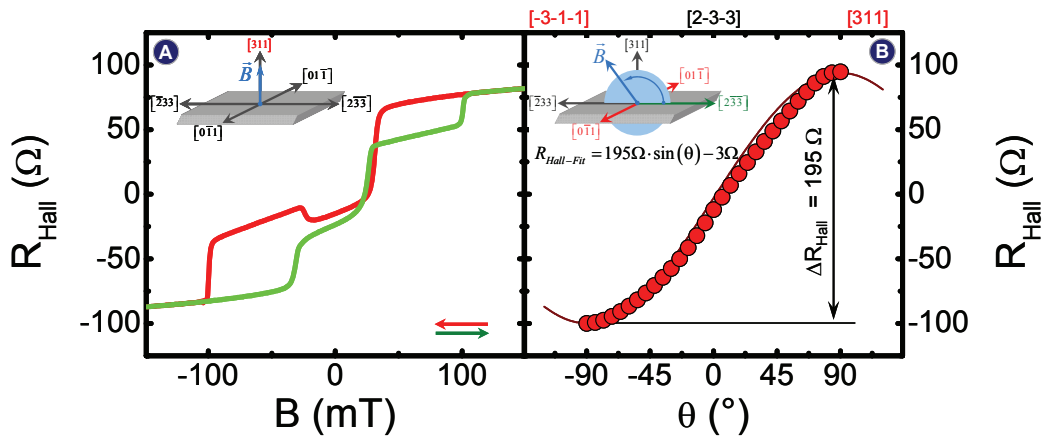


Abbildung 5.39: (A) Zeigt eine Hallmessung (Probe #18b, C040406A) bei senkrecht zur Probenebene angelegtem Magnetfeld bei  $T = 4,2$  K und  $I = 100$  nA. (B) Hallwiderstand in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  zwischen Magnetfeld und Probenebene bei  $B = 1$  T ( $\theta = \varphi$ ). Die Messpunkte wurden im Winkelabstand von  $\Delta\theta = 6^\circ$  mit einer Integrationszeit von 2 s aufgenommen und lassen sich mit Hilfe einer Sinusfunktion anfitzen.

In Abbildung 5.39(A) wird der Verlauf des Hallwiderstandes für eine Temperatur von  $T = 4,2$  K gezeigt. Neben den insgesamt drei Sprüngen der Magnetisierung, erkennbar an den abrupten Änderungen des Hallwiderstandes, ist wie schon bei den in plane Messungen zuvor, eine Asymmetrie zwischen Hin- und Rücksweep beobachtbar. In Abbildung 5.39(B) ist die Hallspannung in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$  zwischen Magnetfeld ( $B = 1$  T) und Probenebene dargestellt ( $\pm 90^\circ$  entspricht  $\vec{B}$  senkrecht zur Oberfläche). In guter Näherung wird der Verlauf von einer Sinuskurve beschrieben. Es ist davon auszugehen, dass bei  $B = 1$  T die Magnetisierung gesättigt ist. Auf Grund der

hohen Ladungsträgerkonzentration von Probe #18b (siehe Tabelle 2) kann von einem vernachlässigbaren normalen Hallanteil von ca.  $\Delta R_{Hall} \approx 1 \Omega$  bei  $B = 1 \text{ T}$  ausgegangen werden, der dem dominierenden AHE überlagert ist. Es gilt daher:  $\Delta R_{AHE} = 194 \Omega$ .

Mit Hilfe der Gleichungen (5.13) und (5.14) wurden die Messkurven aus Abbildung 5.39(A) in den AHE- und den GPHE-Anteil zerlegt. Die Abbildung 5.40 zeigt das Ergebnis: Im GPHE-Anteil in Abbildung 5.40(B) ist ein magnetfeldabhängiger Hallwiderstandsverlauf erkennbar. Dieser deutet auf ein dreimaliges Schalten der Magnetisierung innerhalb der Ebene (gemeint sind hier die Komponenten  $M_x$  und  $M_y$ ) hin. Zur vollständigen Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens der Probe im externen Feld wird allerdings das Ergebnis der FMR-Messungen benötigt. Daher kann eine Beschreibung ähnlich wie bei den Messungen für ein in plane angelegtes Magnetfeld erst im Abschnitt 5.4.5 erfolgen.

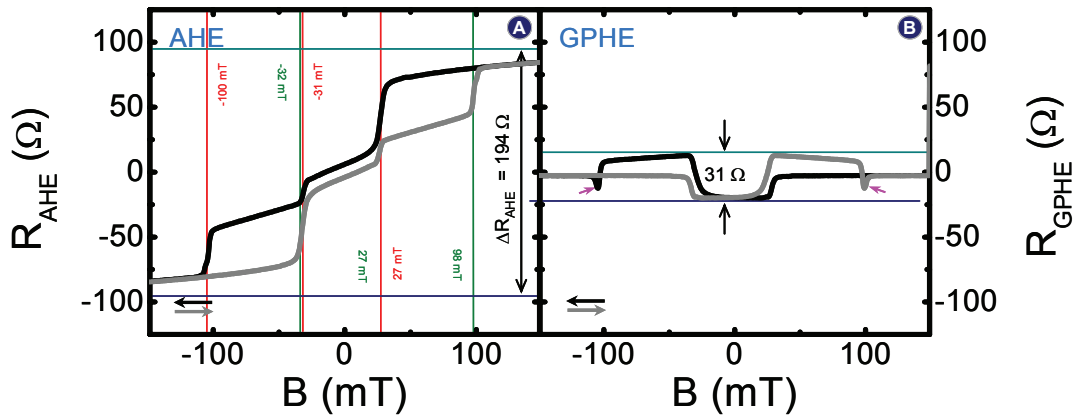


Abbildung 5.40: Zeigt die Zerlegung der Hallwiderstandsdaten aus Abbildung 5.39(A) in den (A) AHE und den (B) GPHE.

In Abbildung 5.40(A) sind zusätzlich die Schaltfelder aufgeführt, die auch für die Sprünge im GPHE (B) gelten. Die Abweichungen der Schaltfelder zwischen Hin- und Rücksweep von max.  $\Delta B = 1 \dots 2 \text{ mT}$  sind erneut auf die Hysterese des Magnetsystems zurückzuführen. Die aus beiden Messungen (B-Feld in plane bzw. senkrecht) ermittelten  $\Delta R_{AHE}$ -Werte erlauben es, den Winkel  $\beta$  mit Hilfe der folgenden Gleichung zu berechnen, ausgehend vom Hallwiderstandsfit in Abbildung 5.39(B):

$$\beta = \arcsin\left(\frac{\Delta R_{in\ plane\ AHE}}{\Delta R_{senkrecht\ AHE}}\right) = \arcsin\left(\frac{28\ \Omega}{194\ \Omega}\right) = 8,3^\circ. \quad (5.18)$$

Wenn davon ausgegangen werden kann, dass bei einem senkrecht zur Probe angelegten Magnetfeld von  $B = 1 \text{ T}$  die Magnetisierung vollständig in  $z$ -Richtung ausgerichtet ist ( $M_x = M_y = 0$ , siehe auch Abbildung 5.39(B)), so nimmt der AHE sein Maximum an. Bei einer in plane Messung springt die Magnetisierung  $\vec{M}$  in Abhängigkeit vom Magnetfeld  $\vec{B}$  und dem Winkel  $\theta$  von einer magnetisch leichten Richtung in die nächste. Ist aber, wie angenommen, die Ebene der magnetisch leichten Achsen aus der Probenebene rausgedreht, so erfolgt ein Vorzeichenwechsel der  $M_z$ -Komponente bei einem der zwei Sprünge ( $M_z$  dreht um  $180^\circ$  von der  $[311]$ -Richtung in die  $[-3-1-1]$ -Richtung bzw. um-

gekehrt). Genau diese Komponente  $M_z$  wurde in Abbildung 5.32 bei in plane angelegtem Magnetfeld mit  $\Delta R_{AHE} = 28 \Omega$  im Bereich  $B = 0$  T gemessen. In Abbildung 5.27 wurde gezeigt, dass bei Projektion der  $[00\bar{1}]$ - und der  $[010]$ -Achse in die  $(311)$ -Ebene Winkel von  $\alpha_1 = 47,9^\circ$  bzw.  $\alpha_2 = 132,1^\circ$  bezüglich der  $[2\bar{3}3]$ -Richtung vorliegen. Die Auswertung der Schaltfelder aller in plane Messungen in Abbildung 5.35 ergab aber die Winkel  $\alpha_1 = 60^\circ$  bzw.  $\alpha_2 = 120^\circ$ . Mit Hilfe der Gleichung (5.12) und den gemessenen Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  erhält man  $\alpha'_1 = 58,8^\circ$  bzw.  $\alpha'_2 = \alpha'_1 - 180^\circ = 121,2^\circ$ .

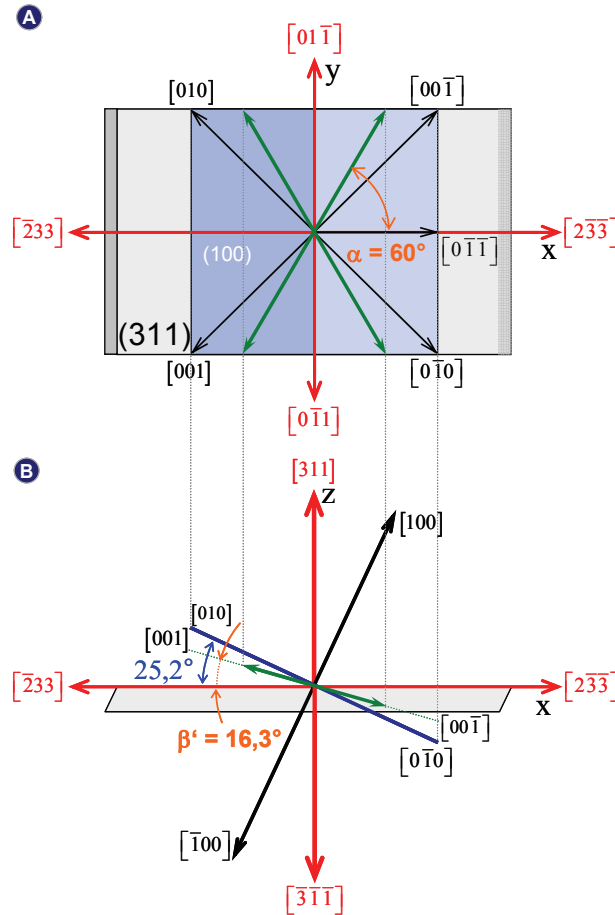


Abbildung 5.41: Lage der leichten Achsen im Kristall. (A) zeigt die  $(311)$ -Ebene, (B) den Blick von der Seite auf die  $(01\bar{1})$ -Ebene.

Wie in Abbildung 5.41(A) erkennbar ist, beträgt die Abweichung zur in die Ebene projizierten  $[00\bar{1}]$ - bzw.  $[010]$ -Richtung lediglich ca.  $\Delta\alpha = 12^\circ$ . Die Abweichung des mit Hilfe der Gleichung (5.17) bestimmten Winkels  $\beta' = 16,3^\circ$  in Abbildung 5.41(B) von der um  $25,2^\circ$  zur  $(311)$ -Ebene geneigten  $(100)$ -Ebene, in denen sich beim  $(001)$ -(Ga,Mn)As die magnetisch leichten Achsen befinden, beträgt ca.  $\Delta\beta' = 8,9^\circ$ . Dies bedeutet, dass sich die Ebene der magnetisch leichten Achsen zwischen der  $(311)$ - und der  $(100)$ -Ebene befinden muss. Bisher wurde nur auf Grund der vorliegenden kristallographischen Richtungen die Lage der Ebene der magnetisch leichten Richtungen, so wie in Abbildung 5.41(B) gezeigt und als Drehachse die  $[01\bar{1}]$ -Richtung vermutet. Erst die Transportmessungen in Abschnitt 5.4.2.7 und die vorliegenden FMR-Daten liefern den Beweis für die Richtigkeit dieser Annahme.



#### 5.4.2.5 Temperaturabhängiges Schaltverhalten bei senkrechtem Magnetfeld

Wie aus Tabelle 2 auf Seite 53 hervorgeht, beträgt die Curie-Temperatur für das (311)A-Material C040406A etwa  $T_C = 51$  K. Daher wurden Messungen von knapp  $T_C/2$  bis hinab zu  $T = 1,4$  K durchgeführt. Die Ergebnisse finden sich in der Abbildung 5.42.

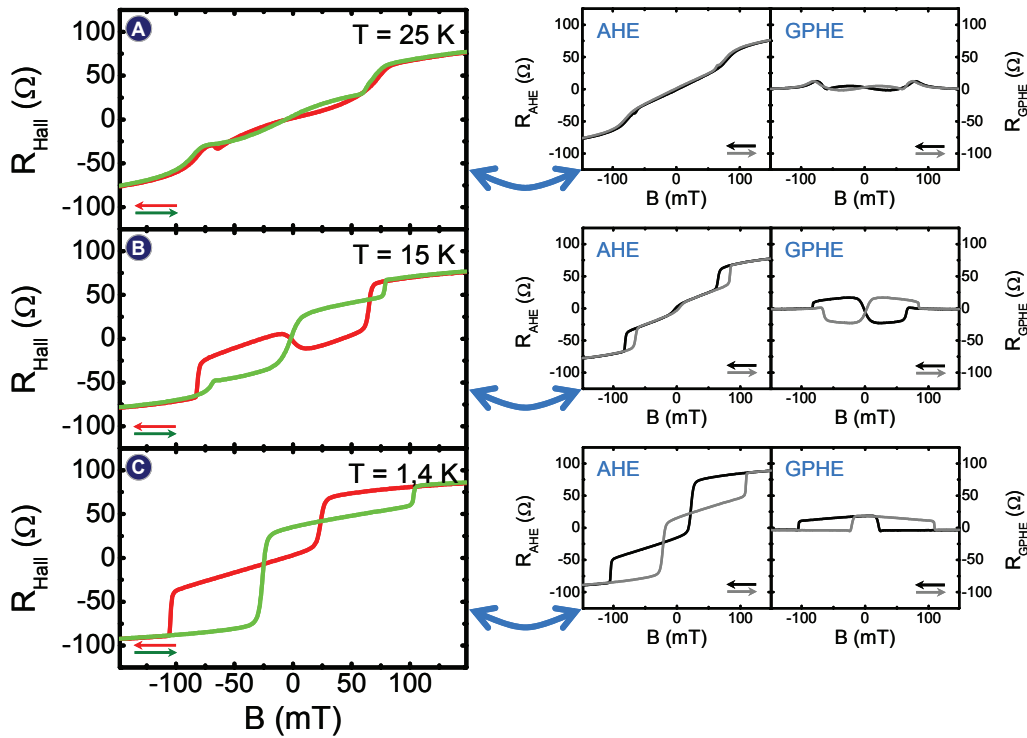


Abbildung 5.42: Hallwiderstandsmessungen und ihre entsprechende Zerlegung in AHE- und GPHE-Anteil für verschiedene Temperaturen. Das B-Feld wurde senkrecht zur Probenoberfläche angelegt.

Wie erwartet, macht sich die Temperaturabhängigkeit der magnetischen Anisotropie bei der Messung bemerkbar. Besonders das Verhalten des AHE ändert sich bei kleineren Temperaturen drastisch. Bemerkenswert ist allerdings das Verschwinden des zweiten Schaltens der Magnetisierung bei  $T = 1,4$  K. Der Übergang im Schaltverhalten wurde zwischen  $T = 4 \dots 5$  K beobachtet. So wurde bei verschiedenen Messungen (mit zwischenzeitlichem Aufwärmen der Probe bis oberhalb  $T_C$ ) die bei Temperaturen von  $T = 4,2$  K stattfanden, mal ein zweifaches und mal ein dreifaches Schalten im Hallwiderstand festgestellt. Neben dem Hall- wurde auch der Längswiderstand der Probe gemessen.

Wie die vier Längswiderstandsmessungen in Abbildung 5.43 zeigen, tritt das dreifache Schalten oberhalb von  $T \geq 4,2$  K (A) ... (C) auf, wohingegen bei  $T \leq 4,2$  K (D) nur ein zweifaches Schalten beobachtbar ist. Das mittlere, zweite Schalten bei (A) ... (C) ist nur als sehr kleiner Sprung im Schichtwiderstand (siehe rote Pfeile) sichtbar.

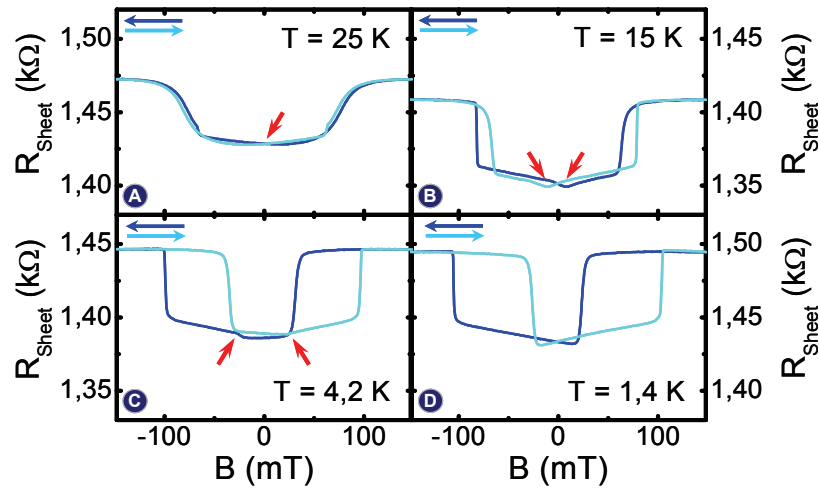


Abbildung 5.43: Schichtwiderstandsmessungen bei senkrecht angelegtem Magnetfeld für unterschiedliche Temperaturen.

#### 5.4.2.6 Besonderheiten im Schaltverhalten von Probe C040406A

Während einer Messperiode ist es unmöglich, die Probe ständig abgekühlt auf  $T = 4,2$  K zu belassen, auch auf Grund des sehr hohen  $^4\text{He}$ -Verbrauchs. Dies bedeutet, dass die Probe mehrmals immer wieder bis weit oberhalb der Curie-Temperatur zwangsweise aufgewärmt wurde, spätestens jedoch beim Ausbau aus dem Kryostatensystem. Allerdings erfolgte ein Ausbau der Probe immer erst nach Erreichen der Raumtemperatur (mit vollständig herausgezogenem, aber im He-System (gasförmig) belassenen Probenstab), um ein Kondensieren von Wasserdampf auf der (Ga,Mn)As-Oberfläche zu vermeiden. Es zeigte sich aber nach mehrmaligem Ausbau der Probe, dass die elektrischen Goldkontakte ihre zuvor sehr guten Ohmschen Eigenschaften mehr und mehr verloren. Dies spiegelte sich in einer leichten Zunahme des Phasenwinkels während der magnetfeldabhängigen Lock-In-Messungen wieder. Weiterhin wurde bei der Auswertung der Daten aber auch folgender Umstand festgestellt: Wie Abbildung 5.42 im vorherigen Abschnitt zeigt, wurden oberhalb einer Probentemperatur von  $T_P \geq 4,2$  K drei Schaltvorgänge, unterhalb ( $T_P \leq 4,2$  K) aber immer nur zwei beobachtet. Bei  $T_P = 4,2$  K wurde zu Beginn der Messreihe immer dreifaches Schalten beobachtet (siehe Abbildung 5.39(A)). Nach mehrmaligem Abkühlen auf  $T = 4,2$  K wurde nur noch ein zweifacher Schaltvorgang beobachtet. Dieses Verhalten konnte sowohl an Probe #18a als auch an Probe #18b festgestellt werden. Es wurde untersucht, ob diese Beobachtung auf die Sweepgeschwindigkeit des Magneten während der Messung zurückzuführen ist. Hierbei konnte keine Abhängigkeit festgestellt werden. Die Sweepgeschwindigkeiten wurden zwischen  $30 \mu\text{T/s}$  ...  $1000 \mu\text{T/s}$  variiert.

Die Abbildung 5.44 zeigt zum Vergleich die Zerlegung zweier Hallwiderstandsmessungen in AHE und GPHE bei jeweils  $T = 4,2$  K, mit in  $[311]$ -Richtung angelegtem Magnetfeld bei Verwendung ein und derselben Hallbar. Der schwarze Kurvenverlauf belegt ein dreifaches Schalten der Magnetisierung. Die graue Kurve aus späteren Messungen zeigt hingegen nur ein zweifaches Schaltverhalten. Die roten Pfeile zeigen die Differenzen im Schaltverhalten (dritter Schaltvorgang, rot unterlegt). Die Widerstandsdifferenz ist hingegen blau unterlegt.

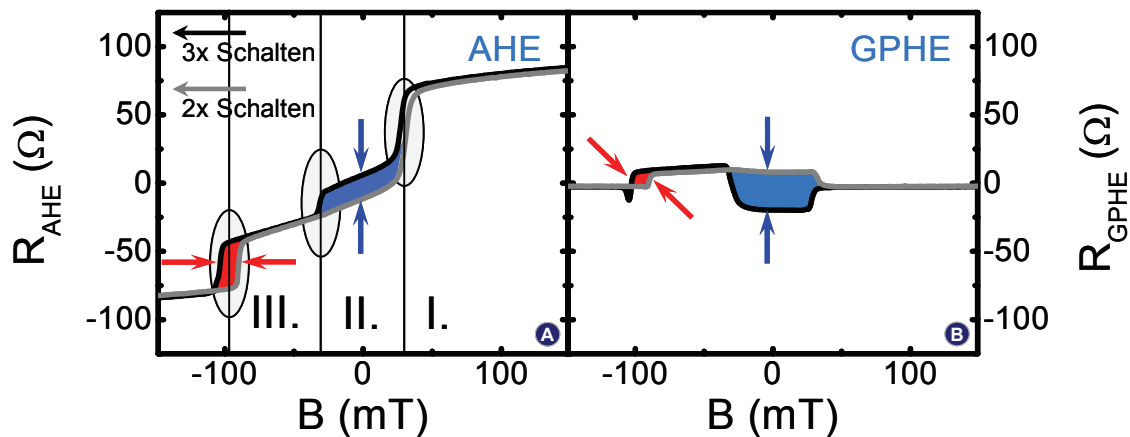


Abbildung 5.44: Zerlegung zweier Hallmessungen in AHE und GPHE bei  $T = 4,2$  K. Die Pfeile zeigen für den Hinsweep die Abweichungen sowohl im Widerstand als auch im Schaltfeld. Das externe B-Feld lag senkrecht zur (311)-Probenebene an.

Sowohl Probe #18a als auch #18b zeigten dieses Verhalten nach mehrmaligem Aufwärmen und erneutem Abkühlen auf  $T = 4,2$  K. Das zweimalige Schalten entspricht qualitativ dem Verlauf bei  $T = 1,4$  K. Auf eine hinreichend genaue Temperaturstabilisierung bei  $T = 4,2$  K wurde stets geachtet. In diesem Zusammenhang sei erwähnt, dass die SQUID-Messungen (siehe Abbildung 5.49 im Abschnitt 5.4.3.3) bei ebenfalls  $T = 4,2$  K am selben, aber zum damaligen Zeitpunkt noch unstrukturiertem Waferstück, ebenfalls ein dreifaches Schalten aufwies.

Ein Problem stellt die Interpretation des zweifachen Schaltens anhand des vom Hallwiderstandsverlauf gekennzeichneten Ummagnetisierungsprozesses dar. Da zum Verständnis ebenfalls FMR-Messungen nötig sind, erfolgt eine Beschreibung erst im Abschnitt 5.4.5.4.

#### 5.4.2.7 Schaltverhalten bei verkippter Anordnung der Probe im externen Magnetfeld

Die bisher vorgestellten in plane Messungen (Rotation der Probe um die [311]-Achse) und die Ergebnisse aus den Untersuchungen bei senkrecht zur Probe angelegtem Magnetfeld lieferten bereits Informationen über die Lage der magnetisch leichten Achsen (siehe auch Abbildung 5.41). In einem weiteren Schritt erfolgten Messungen bei Rotation um die [01-1]- und die [2-3-3]-Achsen. Das Verhalten wurde anhand von Hallwiderstandsmessungen an der Probe #18a untersucht.

In Abbildung 5.45 sind die Messungen für die Drehachsen [01-1] (A) und [2-3-3] (B) gezeigt. Wie bereits im Abschnitt 5.4.2.6 angedeutet, fällt zunächst in beiden Messreihen das Fehlen des dritten Schaltfeldes bei  $\theta = 90^\circ$  (also entlang der [311]-Richtung) auf. Wird die Probe aus der senkrechten Position hin zu [-233] bzw. [2-3-3] um ca.  $\theta = \pm 20^\circ$  gedreht (A), ist ein drittes Schalten in den gemessenen Hallwiderstandsverläufen erkennbar (pinkfarbene Punktreihe grau unterlegt). Wie ebenfalls bereits bekannt, wird das erste Schalten im Bereich kleiner Auslenkungen von der senkrechten [311]-

Richtung bereits vor  $B = 0$  T beobachtet. Die grüne Fitkurve zeigt einen möglichen Verlauf des mittleren Schaltens, so wie es z.B. in Abbildung 5.39(A) beobachtet werden konnte.

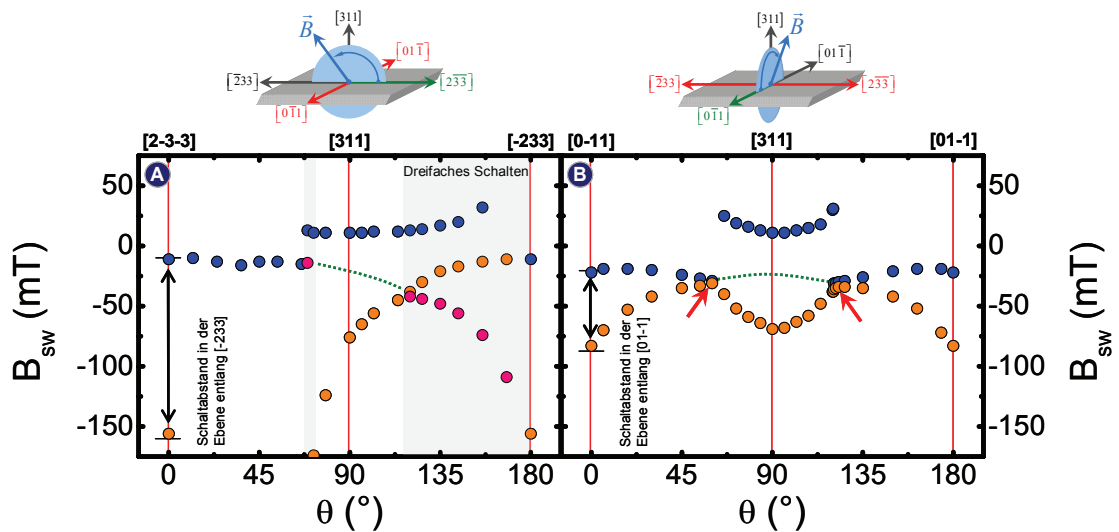


Abbildung 5.45: Winkelabhängige Schaltfelder für die Rotationsachsen  $[01-1]$  (A) und  $[2-3-3]$  (B). Die Messungen wurden bei  $T = 4,2$  K an Probe #18a (C040406A) durchgeführt. Die roten Linien im Graphen kennzeichnen die kristallographischen Hauptachsen. Ausgewertet wurden nur die Schaltfelder der Magnetfeldsweeps von positivem zu negativem Feldverlauf (Hinsweep). Der Rücksweep lieferte identische Ergebnisse.

Ebenfalls deutlich erkennbar sind die unterschiedlichen Schaltfeldabstände bei genau in plane angelegten Magnetfeldern ( $\theta = 0^\circ$ ). Wie es bereits in Abbildung 5.35 gezeigt wurde, liegen bei Drehung um die  $[01-1]$ -Achse in Abbildung 5.45(A) die beiden Schaltfelder bei  $[-233]$  weiter auseinander als bei Ausrichtung des externen Feldes entlang der  $[01-1]$ -Richtung in Abbildung 5.45(B).

Wird die Probe um die  $[2-3-3]$ -Achse gedreht, wird auf Grund der bisherigen Ergebnisse (siehe auch Abbildung 5.41) erwartungsgemäß ein streng symmetrischer Schaltfeldverlauf beobachtet. Dies stützt die These, dass die Ebene der leichten Achsen um die  $[01-1]$ -Achse gedreht sein muss. Wie die weiteren Ergebnisse z.B. aus den FMR-Messungen noch zeigen werden, darf das Zusammenfallen zweier Schaltfeldereignisse bei Drehung um die  $[2-3-3]$ -Achse bei ( $\theta = 60^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$ , siehe rote Pfeile) nicht als Lage von magnetisch leichten Achsen fehlinterpretiert werden, da diese Richtungen magnetisch eher hart sind.

### 5.4.3 SQUID-Messungen

#### 5.4.3.1 Bestimmung der Curie-Temperatur $T_C$

Für die nötigen SQUID-Daten wurde ein Probenstück des Wafer-Materials *C040406A* auf die Größe von ca.  $4 \times 6 \text{ mm}^2$  gebrochen und verspannungsfrei (zwischen zwei Siliziumstäbchen, um zusätzliche Anisotropien durch Verspannung zu vermeiden [102]) im SQUID positioniert. Zur Bestimmung der Curie-Temperatur wurden temperaturabhängig die magnetischen Momente im remanenten Zustand gemessen. Auf Grund der temperaturabhängigen magnetischen Anisotropien wurden insgesamt drei Messungen, jeweils entlang der drei Haupt-Kristallrichtungen [311], [01-1] und [2-3-3], durchgeführt. Es zeigte sich in Abbildung 5.46, dass entlang der [01-1]-Richtung die Curie-Temperatur mit  $T_C = 45 \text{ K}$  bestimmt werden konnte [103].

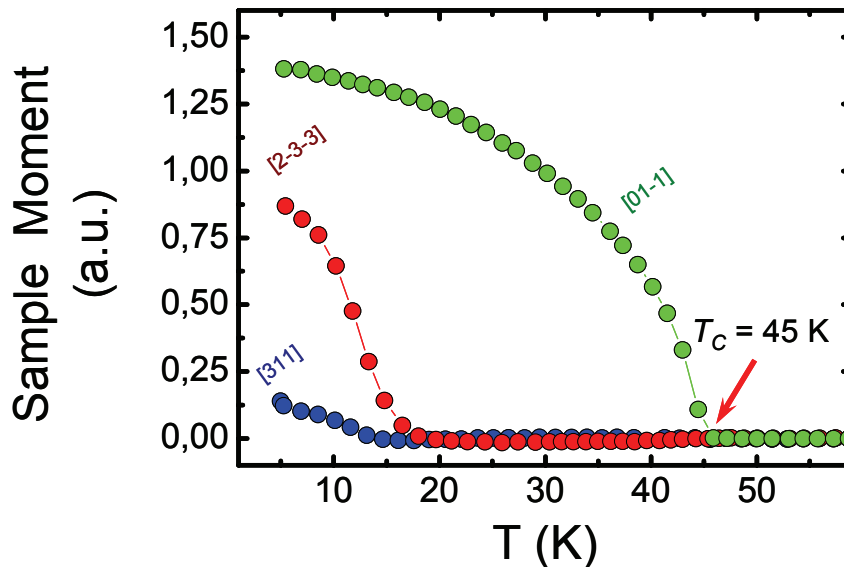


Abbildung 5.46: Temperaturabhängige SQUID-Messung im remanenten Zustand für die drei Haupt-Kristallrichtungen zur Bestimmung der Curie-Temperatur  $T_C$ . Daten aus [104].

Welche Ursache die Abweichung von ca.  $\Delta T = 6 \text{ K}$  im Vergleich zur Magnetotransportmessung ( $T_C = 51 \text{ K}$ , siehe auch Tabelle 2) hat, konnte nicht zweifelsfrei ermittelt werden. Als eine mögliche Begründung kommen Wachstumsinhomogenitäten im Probenmaterial in Frage. Die untersuchte magnetisch „aktive“ Fläche ist beim Magnetotransport wesentlich kleiner (ca.  $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ) als bei einer SQUID-Messung. Inhomogenitäten (Kristalldefekte, Mangankonzentrationsgefälle etc.) können dann vermehrt auftreten, wenn der Wafer beim MBE-Wachstum nicht rotiert wird (wie im Fall des Probenmaterials *C040406A*).

Ein weiterer Grund für die Abweichung könnte an der Interpretation der Magnetotransportkurve liegen: Das lokale Maximum im Widerstand bei  $T_C$  gilt nur als ungefährender Wert, da die Spinumordnung vom Paramagnetismus zum Ferromagnetismus nicht abrupt verläuft.

### 5.4.3.2 Bestimmung der magnetisch leichten Achsen

Mit Hilfe der temperatur- und kristallrichtungsabhängigen Messungen aus Abbildung 5.46 können die Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  (Abbildung 5.38) für den gesamten Temperaturbereich bestimmt werden. Da  $\alpha$  einen Winkel zwischen der [2-3-3]- und der [01-1]-Richtung darstellt, werden genau diese beiden Komponenten der magnetischen Momente ( $M_{[2\bar{3}\bar{3}]}$  und  $M_{[01\bar{1}]}$ , arbitrary unit) zur Berechnung herangezogen:

$$\alpha = \arctan \left( \frac{M_{[01\bar{1}]}}{M_{[2\bar{3}\bar{3}]}} \right). \quad (5.19)$$

Mit der gleichen Methode lässt sich auch der Winkel  $\beta$  bestimmen. Allerdings müssen hierfür die Beträge der beiden Ebenenkomponenten  $M_{[2\bar{3}\bar{3}]}$  und  $M_{[01\bar{1}]}$  berücksichtigt werden:

$$\beta = \arctan \left( \frac{M_{[311]}}{\sqrt{M_{[01\bar{1}]}^2 + M_{[2\bar{3}\bar{3}]}^2}} \right). \quad (5.20)$$

Mit Hilfe beider Gleichungen wurden die temperaturabhängigen Werte für  $\alpha_{\text{SQUID}}$  und  $\beta_{\text{SQUID}}$  in der folgenden Abbildung berechnet:

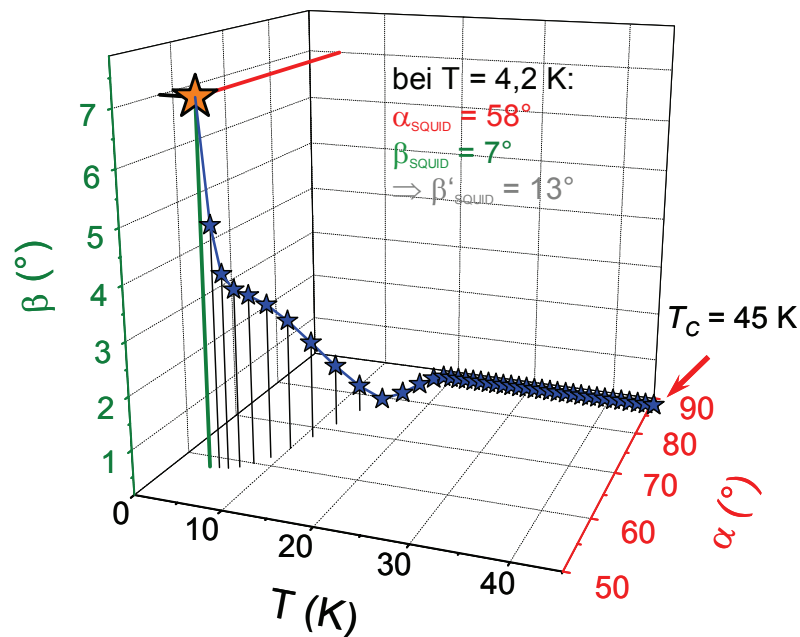


Abbildung 5.47: Temperaturabhängige Bestimmung der Winkel  $\alpha_{\text{SQUID}}$  und  $\beta_{\text{SQUID}}$  (bzw.  $\beta'_{\text{SQUID}}$ ). Daten aus [104].

Für den Temperaturwert  $T = 4,2 \text{ K}$  konnten die Winkel mit  $\alpha_{\text{SQUID}} = 58^\circ$  und  $\beta_{\text{SQUID}} = 7^\circ$

bestimmt werden. Beide Werte stimmen sehr gut überein mit den Ergebnissen aus den Magnetotransportexperimenten (hier:  $\alpha = 60^\circ$  (siehe Abschnitt 5.4.2.1) und  $\beta = 8,3^\circ$  (siehe Abschnitt 5.4.2.4)). Der Winkel  $\beta'_{\text{SQUID}}$  wird erneut mit Hilfe der Gleichung (5.17) berechnet und beträgt bei  $T = 4,2 \text{ K}$  ca.  $\beta'_{\text{SQUID}} = 13^\circ$ .

Weiterhin fällt in Abbildung 5.47 auf, dass oberhalb von  $T_C/2$  ( $T > 20 \text{ K}$ ) nur eine Magnetisierungskomponente in  $[01\bar{1}]$ -Richtung gemessen werden konnte. Dies deutet auf eine starke magnetisch uniaxiale Anisotropie mit leichter Richtung entlang der  $[01\bar{1}]$ -Achse oberhalb von  $T_C/2$  hin.

Um eine Bestätigung für den Winkel  $\alpha_{\text{SQUID}}$  bei  $T = 4,2 \text{ K}$  zu erhalten, wurde eine SQUID-Messung entlang der  $[01\bar{1}]$ -Richtung durchgeführt:

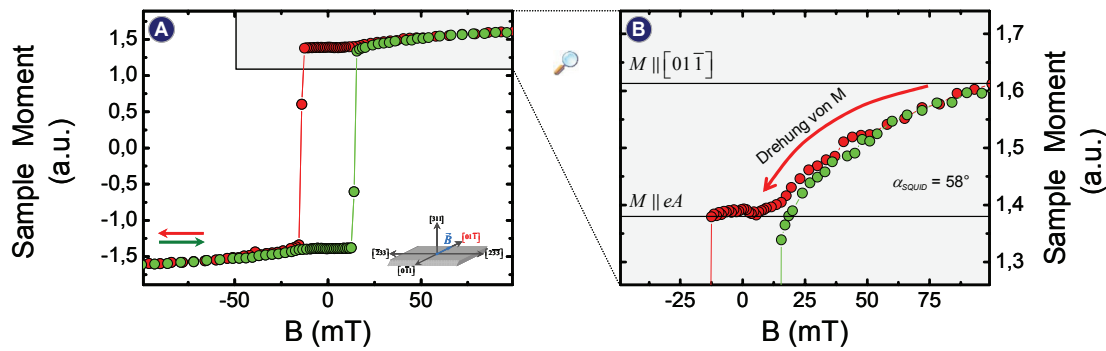


Abbildung 5.48: (A) SQUID-Messung mit in  $[01\bar{1}]$ -Richtung angelegtem Magnetfeld bei  $T = 5 \text{ K}$ . (B) zeigt einen Ausschnitt der Messkurve (A). Daten aus [104].

In der Abbildung 5.48(B) ist deutlich eine Drehung der Magnetisierung aus der  $[01\bar{1}]$ -Richtung bei hohem B-Feld hin zur magnetisch leichten Achse ( $eA = \text{easy axis}$ ) bei  $B = 0 \text{ T}$  zu beobachten. Unter Berücksichtigung, dass der Winkel  $\beta'_{\text{SQUID}}$  sehr klein ist (Verkipfung der Ebene der magnetisch leichten Achsen) und unter zur Hilfenahme folgender Gleichung:

$$\alpha \approx \arcsin\left(\frac{M \parallel eA}{M \parallel [01\bar{1}]}\right) = \arcsin\left(\frac{M(B=0 \text{ T})}{M(B=100 \text{ mT})}\right), \quad (5.21)$$

liefert die SQUID-Messung erneut den Wert  $\alpha_{\text{SQUID}} = 58^\circ$ .

### 5.4.3.3 Messung bei senkrecht zur Probenebene angelegtem Magnetfeld

In Abbildung 5.40 wurde der extrahierte AHE einer Magnetotransportmessung bei senkrecht zur Probenebene angelegtem Magnetfeld gezeigt. Der aus den ursprünglichen Messdaten entfernte GPHE wird auf Grund der Magnetisierungskomponenten  $M_x$  und  $M_y$  beobachtet, wohingegen der AHE nur auf eine B-feldabhängige Magnetisierungskomponente in  $[311]$ -Richtung ( $M_z$ ) zurückzuführen ist. Zum Vergleich wurde daher eine SQUID-Messung mit ebenfalls in  $[311]$ -Richtung angelegtem Magnetfeld vorgenommen. Das Ergebnis findet sich in Abbildung 5.49. Zunächst fällt die hohe qualitative Übereinstimmung beider Ergebnisse aus SQUID- und Transportmessung auf. Es werden also ebenfalls insgesamt drei Sprünge während des Magnetfeldsweeps bei



$T = 4,2$  K beobachtet. Betrachtet man allerdings die aus den jeweiligen Messdaten ermittelten Schaltfelder für SQUID- und Hallmessung (siehe auch Abschnitt 5.4.2.4), lassen sich Abweichungen von mehreren Millitesla feststellen. Als mögliche Ursache könnte die endliche Genauigkeit beim Einbau der Probe in die jeweilige Messkammer (SQUID bzw. Kryostat) verantwortlich sein, was zu unterschiedlichen in plane Magnetfeldanteilen und Schaltfeldern führt. Bei Betrachtung von Abbildung 5.47 wird außerdem deutlich, dass die magnetischen Anisotropien im (311)-Probenmaterial, besonders im Bereich  $T = 4,2$  K, stark temperaturabhängig sind. Hinzu kommt erneut das Problem der Magnethysterese des für die Magnetotransportexperimente verwendeten Magneten.

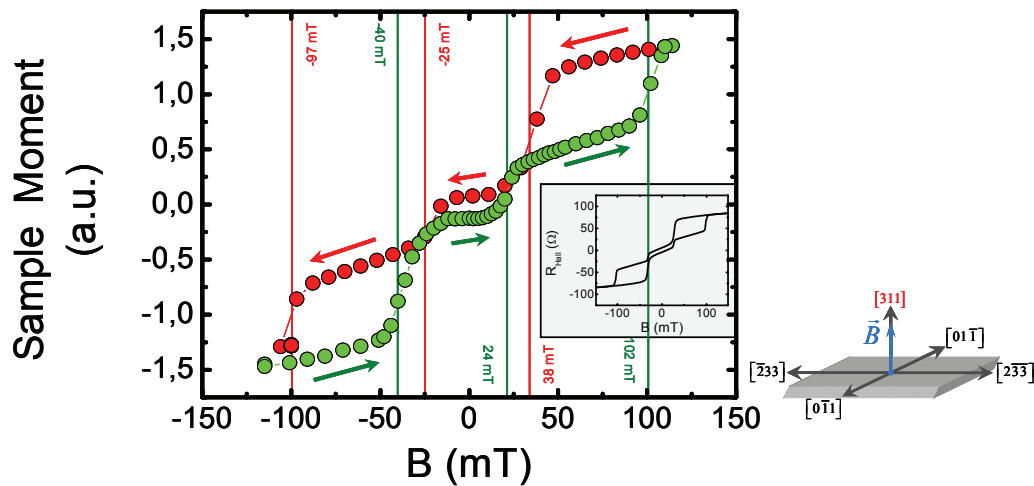


Abbildung 5.49: SQUID-Messung mit senkrecht zur Probe angelegtem Magnetfeld (in [311]-Richtung) bei  $T \approx 5$  K. Das Inset zeigt den AHE-Anteil einer Magnetotransportmessung. SQUID-Daten aus [104].

Beim Vergleich der SQUID-Daten mit den Ergebnissen aus den Magnetotransportmessungen konnte gute Übereinstimmung der Winkel  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  und  $\beta$  festgestellt werden. Die sehr geringen Abweichungen sind für die qualitative Bestimmung der magnetischen Anisotropien unerheblich.

#### 5.4.4 FMR-Messungen

Um ein vollständiges Bild über die magnetischen Anisotropieeigenschaften des Probenmaterials *C040406A* zu erhalten, wurden abschließend FMR-Messungen durchgeführt. Die aus den winkelabhängigen Messungen resultierenden Resonanzfelder für die drei Hauptachsen finden sich in den folgenden Abbildungen:

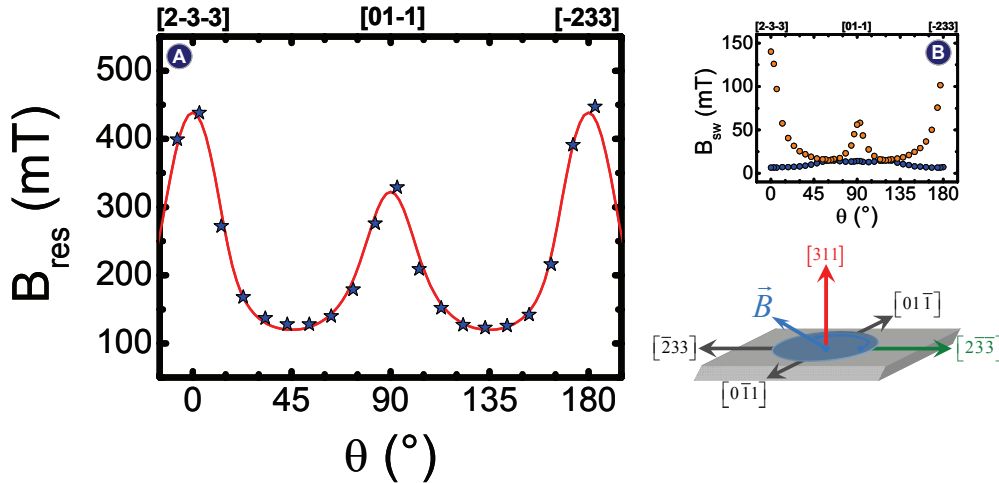


Abbildung 5.50: (A) Resonanzfelder bei Drehung um die  $[311]$ -Achse – in plane. Die FMR-Daten (Stern) wurden bei  $T = 5 \text{ K}$  aufgenommen. Die rote Kurve stellt Simulationsdaten dar. (B) zeigt zum Vergleich die ermittelten Schaltfelder (von Interesse vor allem das zweite Schalten) aus den Transportdaten. FMR-Daten aus [60].

Die Abbildung 5.50(A) zeigt bei in plane angelegtem externen Magnetfeld (Rotationsachse ist die  $[311]$ -Richtung) die entsprechenden Resonanzfelder  $B_{\text{res}}$  (blaue Sterne) für die unterschiedlichen Winkel  $\theta$ . Entsprechend den Erwartungen aus den Transportmessungen (B) ist hier ebenfalls eine große Symmetrie bezüglich der  $[01\bar{1}]$ -Achse zu erkennen. Entlang der  $[2\bar{3}3]$ - bzw.  $[\bar{2}33]$ -Richtungen scheinen die magnetisch schweren Achsen bezüglich der Rotationsachse  $[311]$  vorzuliegen. Im Bereich von  $\theta = 45^\circ$  und  $\theta = 135^\circ$  stellen sich, wie im Transportexperiment auch, zwei Minima in der Resonanz ein. Die qualitative Übereinstimmung beider Messmethoden (Schaltfeld 2 aus Transport und FMR) zeigt sich auch bei  $\theta = 90^\circ$ , da hier das Resonanzfeld geringer ausfällt als entlang  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $\theta = 180^\circ$  (Transport: Schaltfelder liegen ebenfalls bei  $\theta = 90^\circ$  dichter zusammen als bei  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $\theta = 180^\circ$ ).

Die Abbildung 5.51(A) zeigt Resonanzfelder bei Drehung um die  $[01\bar{1}]$ -Achse. Auffällig sind die beiden Extremwerte nahe der  $[311]$ -Richtung. Das globale Maximum bei  $\theta = 115^\circ$  deutet zunächst auf eine magnetisch schwere Richtung, wohingegen bei  $\theta = 65^\circ$  ein lokales Minimum bezüglich der  $[01\bar{1}]$ -Drehebene zu erkennen ist. Die Asymmetrie im winkelabhängigen Resonanzfeldverhalten war bereits in den Transportdaten (B) erkennbar.

In Abbildung 5.52(A) erfolgte die Drehung um die  $[2\bar{3}3]$ -Achse. Ähnlich wie die Transportdaten in Abbildung 5.52(B) zeigen auch die FMR-Messungen eine große Symmetrie im Verlauf der winkelabhängigen Resonanzfelder.

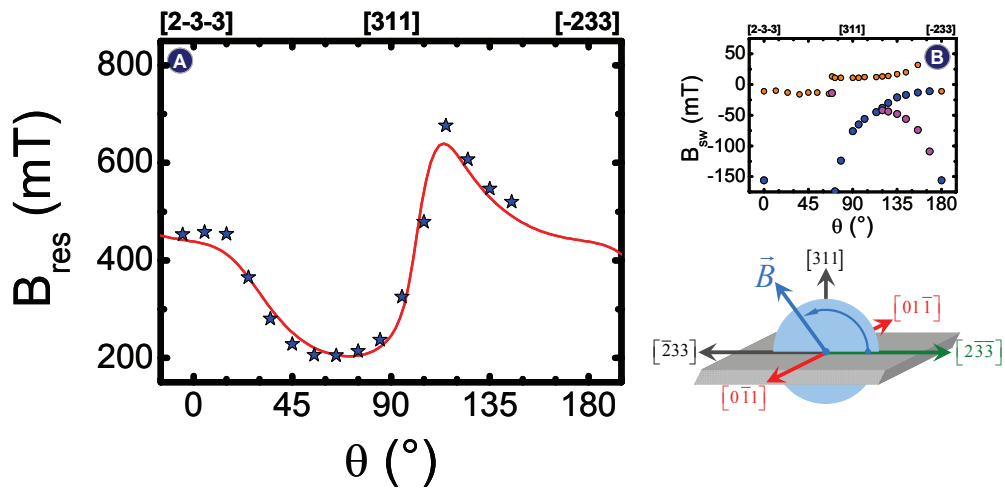


Abbildung 5.51: (A) Resonanzfelder bei Drehung um die  $[01\bar{1}]$ -Achse. Die FMR-Daten (Stern) wurden bei  $T = 5\text{ K}$  aufgenommen. Die rote Kurve stellt Simulationsdaten dar. (B) zeigt zum Vergleich die ermittelten Schaltfelder aus den Transportdaten. FMR-Daten aus [60].

Zunächst war jedoch aus den Transportdaten nicht direkt erkennbar, ob die Richtungen  $\theta = 60^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$  magnetisch schwere oder leichte Achsen darstellen. Erst die FMR-Daten konnten anhand der  $B_{res}$ -Maxima belegen, dass es sich bei diesen Richtungen um magnetisch harte Achsen handelt. Dagegen liegt bei  $\theta = 90^\circ$  ein Minimum im Resonanzfeld ( $B_{res} \approx 250\text{ mT}$ ) vor. Es darf aber nicht von einer magnetisch leichten Achse gesprochen werden, da in Abbildung 5.51(A) das Resonanzminimum bei  $B_{res} \approx 200\text{ mT}$  lag ( $\theta = 60^\circ$ ).

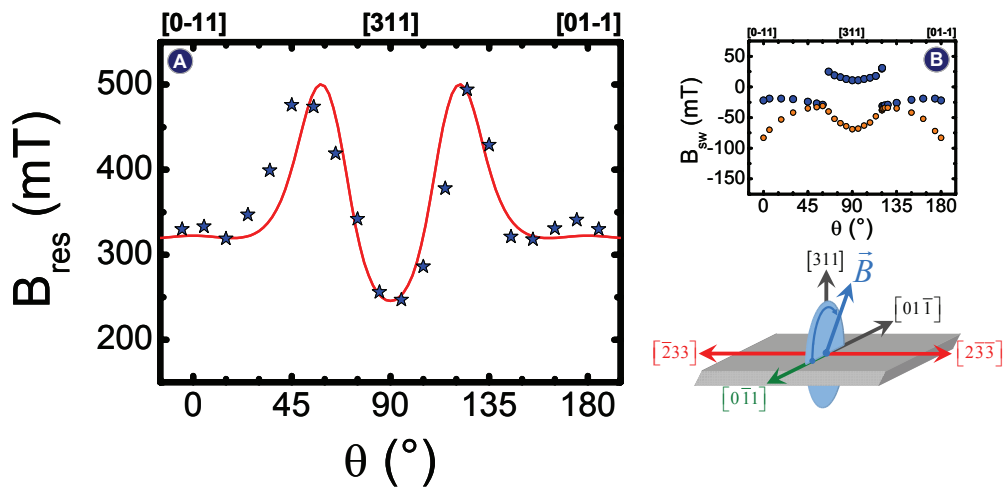


Abbildung 5.52: (A) Resonanzfelder bei Drehung um die  $[2\bar{3}\bar{3}]$ -Achse. Die FMR-Daten (Stern) wurden bei  $T = 5\text{ K}$  aufgenommen. Die rote Kurve stellt Simulationsdaten dar. (B) zeigt zum Vergleich die ermittelten Schaltfelder aus den Transportdaten. FMR-Daten aus [60].

Mit den oben gezeigten FMR-Rohdaten können jetzt die Anisotropiekonstanten mit Hilfe einer Simulation (siehe auch Abschnitt 4.2.3) bestimmt werden.

Sie ergeben sich für das Probenmaterial C040406A wie folgt:

- kubische in plane Anisotropiekonstante in (100):  $2K_{C1}^{\parallel} / M = 0,2 \text{ T}$ ,
- kubische senkrechte Anisotropiekonstante in [100]:  $2K_{C1}^{\perp} / M = 0,22 \text{ T}$ ,
- uniaxiale Anisotropiekonstante in [311]:  $2K_{UA}^{311} / M = 0,26 \text{ T}$ ,
- uniaxiale Anisotropiekonstante in [100]:  $2K_{UA}^{100} / M = -0,09 \text{ T}$  und
- uniaxiale Anisotropiekonstante in [-233]:  $2K_{UA}^{-233} / M = 0,06 \text{ T}$ .

Mit Hilfe dieser Anisotropieparameter wurde die folgende Energielandschaft in Abhängigkeit von der Orientierung der Magnetisierung in Abbildung 5.53 für  $B = 0 \text{ T}$  berechnet:

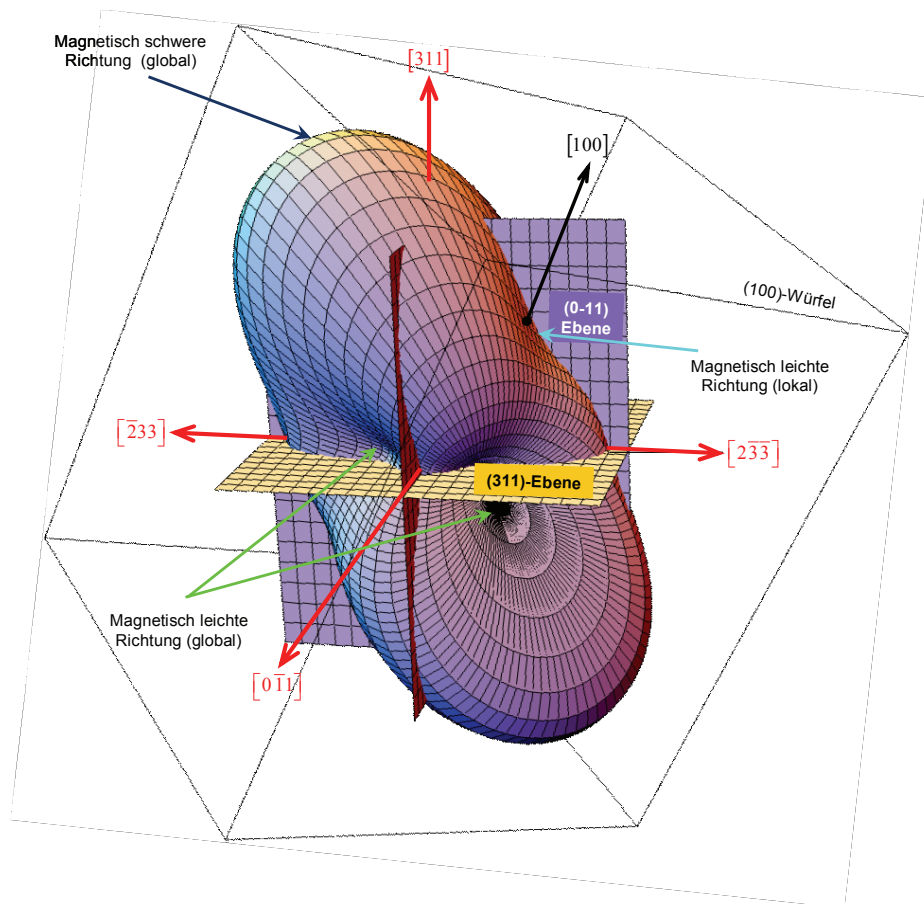


Abbildung 5.53: Energielandschaft der (311)A-Probe (C040406A), ermittelt aus den FMR-Daten. „Beulen“ (energetische Maxima) stellen magnetisch harte Richtungen dar. Dagegen weisen die „Dellen“ (energetische Minima) auf magnetisch leichte Achsen hin. Das Energiegebilde ist bezüglich der Schnittfläche (0-11) symmetrisch. Daten aus [60].

Die „Beulen“ innerhalb der Energielandschaft in Abbildung 5.53 deuten auf magnetisch leichte Achsen hin. Die Ergebnisse aus den Transport- und SQUID-Daten werden weitgehend bestätigt: In Nähe der Probenebene (311) liegen vier magnetisch leichte Achsen. Sie befinden sich ähnlich dem (001)-(Ga,Mn)As zwischen zwei Bruchkaten (beschrieben durch  $2K_{C1}^{\parallel} / M$ ). Entlang der Wachstumsrichtung [311] bewirkt der Term  $2K_{UA}^{311} / M$  die Bildung einer magnetisch harten Richtung. Der negative uniaxiale Term

$2K_{UA}^{100}/M$  und der Term  $2K_{C1}^{\perp}/M$  führen zu einer lokalen leichten Richtung entlang [100]. Diese Eigenschaft ist von wesentlicher Bedeutung für den Ummagnetisierungsprozess bei senkrecht angelegtem Magnetfeld (siehe Abschnitte 5.4.5.3 und 5.4.5.4). Der Term  $2K_{UA}^{-233}/M$  führt zu einer leichten Drehung der beiden magnetisch leichten (Haupt-) Achsen hin in Richtung [01-1]. Die temperaturabhängigen SQUID-Messungen in Abbildung 5.46 bestätigen ebenfalls diese wichtige Anisotropieeigenschaft. Mit Hilfe der Anisotropiedaten lassen sich jetzt auch die Winkel für die Beschreibung der Lage der Ebene der magnetisch leichten Achsen angeben:  $\alpha_{1-FMR} = 56^\circ$ ,  $\alpha_{2-FMR} = 124^\circ$  und  $\beta_{FMR} = 5,5^\circ$  ( $\beta'_{FMR} = 10^\circ$ ). Die FMR-Daten bestätigen somit weitgehend die Ergebnisse aus den Transport- und SQUID-Messungen. Die geringen Abweichungen könnten u.a. auf Materialinhomogenitäten deuten. Ein Schnitt durch die Energieoberfläche entlang der (311)-Ebene (A) und ein Polarplot (B) der Schaltfelder aus Abbildung 5.35, die mit Hilfe der Transportdaten ermittelt wurden, zeigt die Abbildung 5.54.

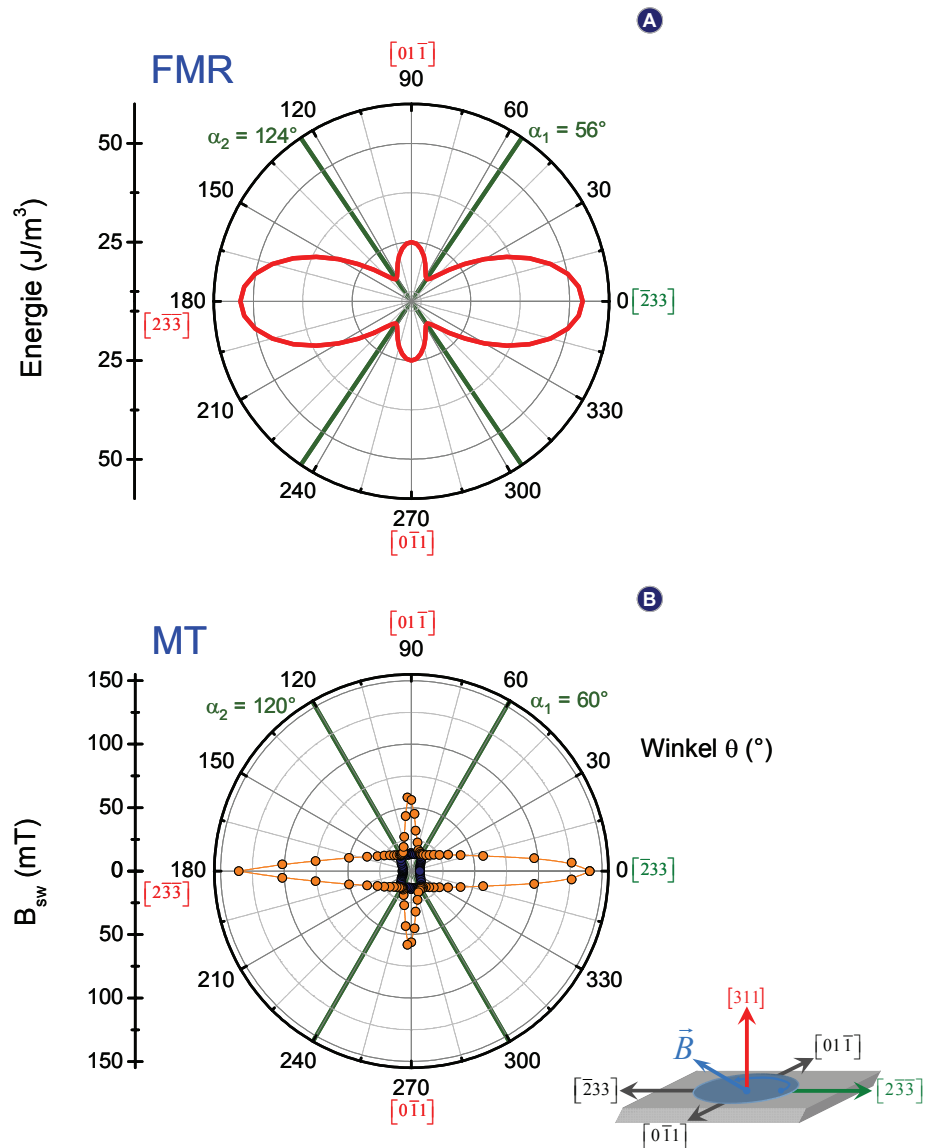


Abbildung 5.54: (A) Schnitt durch die Energielandschaft entlang der (311)-Ebene für  $B = 0$  T und (B) die Beträge der Schaltfelder ( $B_{sw1}$  und  $B_{sw2}$ ) aus den Magnetotransportdaten. Die Daten für die Winkel  $\theta = 180^\circ$  bis  $\theta = 360^\circ$  wurden durch Symmetriebildung der Messdaten bestimmt. FMR-Daten aus [60].

Es ist deutlich zu erkennen, dass die kubische Anisotropie  $2K_{C1}^{\parallel}/M$  von der uniaxialen Anisotropie  $2K_{UA}^{-233}/M$  überlagert wird. Daher liegen die beiden magnetisch leichten Achsen nicht wie bei (001)-(Ga,Mn)As  $45^\circ$  gedreht zu den Bruchkanten, sondern ca.  $11^\circ$  (FMR-Daten) bzw.  $15^\circ$  (Magnetotransportdaten) geneigt in Richtung [01-1]. Der Verlauf der beiden Schaltfelder in Abbildung 5.54(B) beschreibt qualitativ ein ähnliches Bild, wie die FMR-Daten es bereits in (A) zeigten. Deutlich ist der Einfluss von  $2K_{UA}^{-233}/M$  erkennbar.

Das Wissen über die Energielandschaft anhand der Anisotropiekonstanten ermöglicht auch die Berechnung von Energieoberflächen bei unterschiedlichen Magnetfeldern. Zunächst sei angenommen, dass ein Magnetfeldsweep entlang  $\theta = 24^\circ$  in plane (entlang der (311)-Ebene) erfolgt. Das Magnetfeld durchläuft die Werte  $B = -10$  mT,  $0$  mT,  $+10$  mT,  $+20$  mT,  $+30$  mT und  $+40$  mT (Rücksweep). Mit Hilfe der Daten von X. Liu et al. in [105] kann für einen Sprung der Magnetisierung eine nötige Energiedifferenz der Energieminima von ca.  $\Delta E = 500$  J/m<sup>3</sup> [106] zur Ausbildung einer Domänenwand angenommen werden.

Wie die Abbildung 5.55 zeigt, wird die nötige Energiebarriere zur Bildung einer Domänenwand bei etwa  $B = +10$  mT erreicht. Energetisch betrachtet, bildet eine Magnetisierungsconfiguration nahe der [0-10]-Richtung die günstigere Configuration. So kommt es zum ersten Sprung von  $\vec{M}$  (I.). Der zweite Sprung in Richtung [00-1] erfolgt bei etwa  $B = +30$  mT (II.). Auch hier kommt es zu einer Domänenwandausbildung auf Grund der vorhandenen Energiedifferenz der Energieminima.

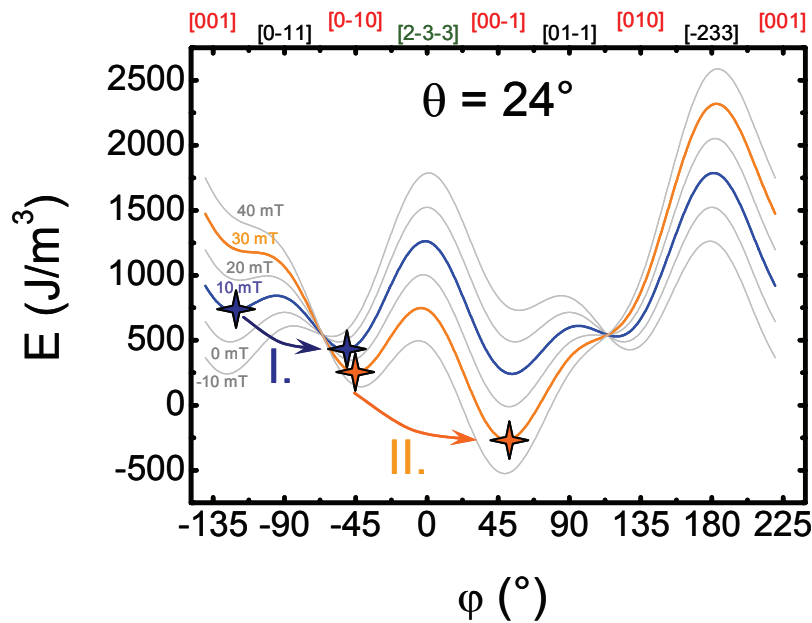


Abbildung 5.55: Energieschnitt durch die (311)-Ebene für  $\theta = 24^\circ$ . Es ist zu beachten, dass die roten Kristallrichtungsangaben ([001], ..., [010]) wenige Grad entfernt außerhalb der (311)-Ebene liegen. Daten aus [60].

Einen interessanten Fall stellen allerdings Winkel zwischen  $\theta > 60^\circ$  und  $\theta < 120^\circ$  dar. Die Magnetotransportdaten vermitteln den Eindruck, dass die Magnetisierung eine Rotation statt ein abruptes Schalten vollführt.

Die Abbildung 5.56 zeigt für einen Winkel von  $\theta = 78^\circ$  die Energielandschaft. Ausgehend von der Lage der Magnetisierung nahe [001] springt  $\vec{M}$  bei  $B = +10$  mT in die [010]-Richtung (I.). In diesem Bereich liegen allerdings zwischen unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen nur sehr kleine Energiebarrieren. Wird das Magnetfeld kontinuierlich erhöht, bewegt sich  $\vec{M}$  entlang dieser Energieminima (II., grau unterlegt). Daher wird die Änderung im Widerstand der Transportdaten zunächst als Rotation und nicht als abruptes Schalten interpretiert. Wie die Abbildung 5.37(B) im Abschnitt 5.4.2.2 mit Hilfe der *Minor Loops* zeigen konnte, ist nach einem Umschaltprozess (Sprung) ein Zurückspringen in die vorherige Lage nur durch Anlegen eines entgegengesetzten B-Feldes möglich. Es findet also tatsächlich ein Sprung der Magnetisierung statt.

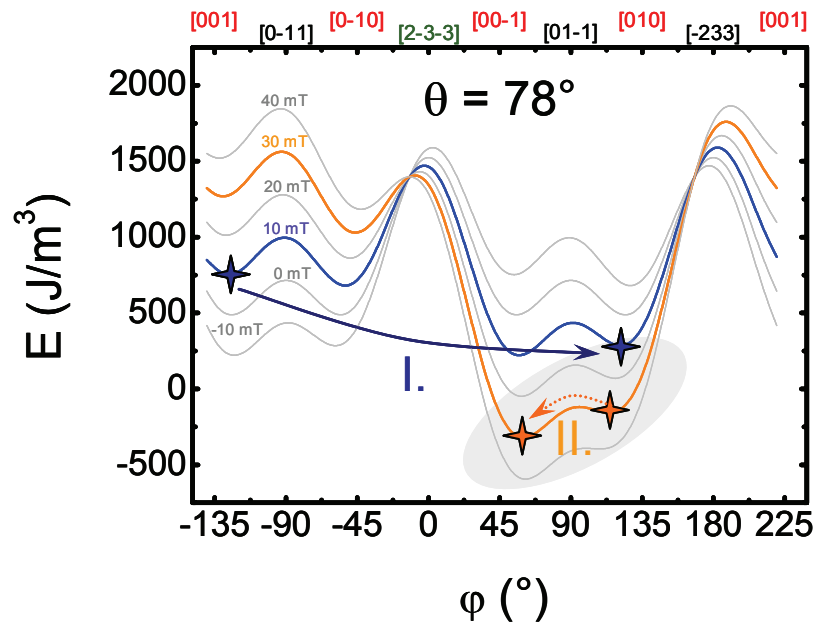


Abbildung 5.56: Energieschnitt durch die (311)-Ebene für  $\theta = 78^\circ$ . Es ist zu beachten, dass die roten Kristallrichtungsangaben ([001], ..., [010]) wenige Grad entfernt außerhalb der (311)-Ebene liegen. Daten aus [60].

Die für beide Winkelangaben  $\theta = 24^\circ$  und  $\theta = 78^\circ$  gewählten Schaltfelder mit  $B_{sw1} = +10$  mT und  $B_{sw2} = +30$  mT für den Rücksweep liegen im Bereich der beiden Schaltfelder, die aus den Magnetotransportmessungen (für  $\theta = 24^\circ$ :  $B_{sw1} = +8$  mT bzw.  $B_{sw2} = +32$  mT und für  $\theta = 78^\circ$ :  $B_{sw1} = +14$  mT und  $B_{sw2} = 23$  mT) ermittelt werden konnten.

Im folgenden Abschnitt werden die Ummagnetisierungsprozesse für unterschiedliche B-Feldwinkel  $\theta$  mit Hilfe der Transportdaten beschrieben. Sie zeigen allerdings den entsprechenden Hinsweep, bestätigen aber die Interpretation der FMR-Daten.



### 5.4.5 Beschreibung des Ummagnetisierungsprozesses

Die Ergebnisse aus den FMR-Messungen lieferten ein sehr klares Bild über die vorhandenen magnetischen Anisotropien. Es konnte gezeigt werden, dass die Lage der Ebene der magnetisch leichten Achsen um ca.  $\beta'_{\text{FMR}} = 10^\circ$  (FMR-Daten) bzw.  $\beta' = 16,3^\circ$  (Transportdaten) aus der (311)-Ebene gedreht in Richtung [100] liegen. Das Ergebnis aus der SQUID-Messung lieferte einen Winkel  $\beta'_{\text{SQUID}} = 13^\circ$  (FMR:  $\beta_{\text{FMR}} = 5,5^\circ$ ,  $\beta_{\text{SQUID}} = 7^\circ$  und  $\beta = 8,3^\circ$ ). Die Abweichung der Winkelwerte aus den drei Messverfahren sollte nicht überbewertet werden, da auf Grund von Materialinhomogenitäten Unterschiede in den Anisotropieeigenschaften möglich sind. Es ist zu beachten, dass das Probenstück, welches für die FMR-Messung zur Verfügung stand, nicht mit dem für die SQUID- und Transportmessungen identisch war, aber vom gleichen Waferstück stammt (C040406A). Weiterhin gilt zu beachten, dass die FMR-Messungen bei  $T = 5$  K erfolgten. Wie die SQUID-Daten in Abbildung 5.47 zeigen, steigt bei tiefen Temperaturen der Winkel  $\beta$  nochmals an.

Die Lage der beiden magnetisch leichten Achsen weichen nur wenige Grad von der [010]- bzw. der [001]-Achse ab, die sich bekanntlich in der um  $\beta'_{(100)} = 25,2^\circ$  geneigten (100)-Ebene befinden. Legt man die Ergebnisse aus den Transportdaten zu Grunde, weicht die gesuchte Ebene der magnetisch leichten Achsen um ca.  $\Delta\beta' = 8,9^\circ$  ( $\beta'_{(100)} - \beta'$ ) von der (100)-Ebene ab. Die beiden ermittelten Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  in der (311)-Ebene weichen von den beiden ebenfalls in die (311)-Ebene projizierten [010]- bzw. [001]-Achsen um ca.  $12^\circ$  ab.

Die direkt aus den FMR-Daten ermittelten [100]- und [-100]-Richtungen (lokale magnetisch leichte Achse) stellen in erster Näherung auf der freien Energieoberfläche lokale Minima dar und sind für die Interpretation der Transportdaten daher nur für die Messungen bei senkrecht zur Oberfläche angelegten Magnetfeldern von Bedeutung.

Unter Berücksichtigung der oben genannten Abweichungen einzelner Winkel, geben die folgenden vier Abschnitte den Ummagnetisierungsprozess während eines Magnetfeldsweeps wieder. Für die Messungen kam Probe #18b zum Einsatz, bei der der Winkel  $\gamma = 90^\circ$  betrug. Zusammenfassend gelten folgende Annahmen:

- Die [010]- und [001]-Richtungen sind magnetisch leichte Achsen innerhalb der (100)-Ebene. Die FMR-Messungen lieferten globale Energieminima auf der freien Energieoberfläche in der Nähe dieser Richtungen.
- Die [100]-Achse ist eine weitere senkrechte magnetisch leichte Achse. Auf der freien Energieoberfläche hat diese Richtung ein lokales energetisches Minimum.

#### 5.4.5.1 In plane Magnetfeld – Beispiel: $\theta = 24^\circ$

Im Abschnitt 5.2.1 wurde bereits der Ummagnetisierungsprozess für eine (001)-(Ga,Mn)As-Hallbar ausführlich anhand des Hallwiderstandes (GPHE) beschrieben. Dagegen ist der Hallwiderstandsverlauf bei einer (311)A-(Ga,Mn)As-Struktur wie es z.B. Abbildung 5.31 zeigt, auf Grund der geneigten Ebene der magnetisch leichten Achsen

komplizierter. Daher ermöglicht erst die Zerlegung in den AHE und den GPHE eine Beschreibung des vom Winkel  $\theta$  abhängigen Ummagnetisierungsprozesses.

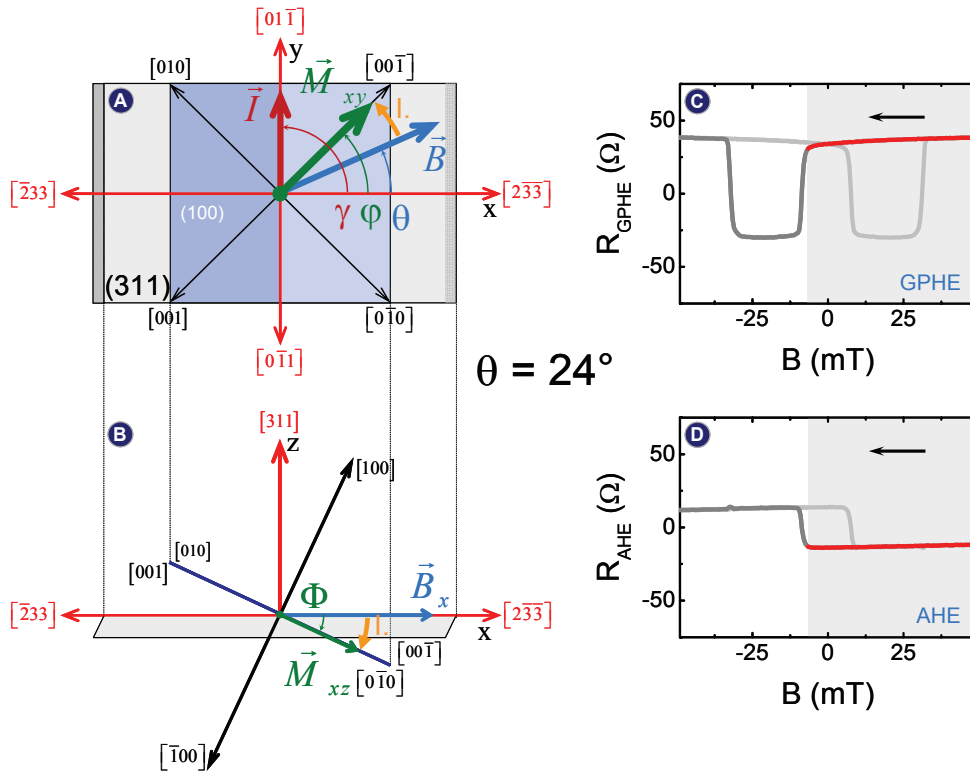


Abbildung 5.57-I: In plane Messung bei  $\theta = 24^\circ$  und  $T = 4,2$  K. Ausgangszustand der Magnetisierung vor dem ersten Schalten. Das Schema (A) charakterisiert das Verhalten vom GPHE (C), wohingegen (B) das Verhalten im AHE (D) beschreibt ( $\varphi = 47,9^\circ$ ,  $\Phi = -17,5^\circ$ ).

Die Abbildung 5.57-I(A) und (B) zeigt schematisch den Probenaufbau und die Lage der wichtigsten Kristallrichtungen (Draufsicht (A) und Seitenansicht (B)). Während (A) die Magnetisierungskomponente in  $\vec{M}_{xy}$  (incl. Winkel  $\varphi$ <sup>57</sup>) enthält und daher die Eigenschaften des GPHE (C) trägt, zeigt (B) in erster Linie die für den AHE (D) entscheidende z-Komponente der Magnetisierung (incl. Winkel  $\Phi$ ). Die gezeigten Widerstandsverläufe in Abbildung 5.57-I(C) und (D) sind mit Hilfe der Gleichungen (5.13) und (5.14) erstellt worden. Gestartet wird bei einem hohen positiven B-Feld.

Mit Hilfe der Abbildung 5.29 und der Annahme, dass bei hinreichend hohen Feldern die Magnetisierung zunächst in der Ebene liegt und entlang des externen B-Feldes zeigt, gilt:  $\theta = \varphi$ . Bei Verringerung des externen Feldes dreht die Magnetisierung zunächst in die [00-1]-Richtung (l., magnetisch leichte Richtung, orangefarbener Pfeil) und im GPHE wird ein positiver Hallwiderstand beobachtet (da  $\varphi < 90^\circ$ , siehe (C) – rote Kurve grau unterlegt). Von der Seite betrachtet in Abbildung 5.57-I(B), bedeutet die [00-1]-Richtung der Magnetisierung  $\vec{M}$  eine negative z-Komponente. Daher ist der Widerstand des AHE in Abbildung 5.57-I(D) zunächst ebenfalls negativ.

<sup>57</sup> Es ist zu beachten, dass der Winkel  $\gamma = 90^\circ$  betrug. Aus diesem Grund berechnet sich der effektive Winkel  $\varphi'$  zwischen Magnetisierung und Strompfad wie folgt:  $\varphi' = \varphi - \gamma$ .

Die Abbildung 5.57-II zeigt das erste abrupte Springen der Magnetisierung bei Erreichen eines bestimmten negativen B-Feldes ( $B_{sw1} = -7$  mT) in die  $[010]$ -Richtung (II., nächstgelegene magnetisch leichte Achse).

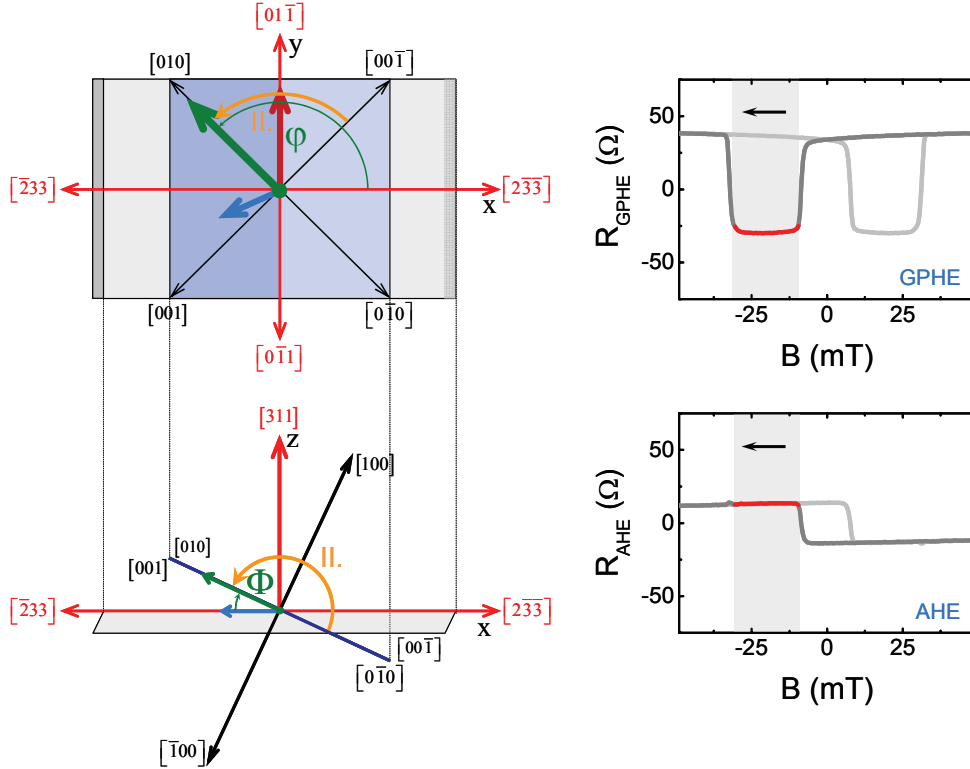


Abbildung 5.57-II: Lage der Magnetisierung nach dem ersten Schalten ( $\varphi = 132,1^\circ$ ,  $\Phi = +17,5^\circ$ ).

Im GPHE ist durch den Sprung der Magnetisierung von  $\Delta\varphi \approx 90^\circ$  jetzt ein negativer Hallwiderstand feststellbar. Durch den erwähnten Sprung in die  $[010]$ -Richtung ändert sich aber auch das Vorzeichen der z-Komponente der Magnetisierung. Daher springt der Widerstand im AHE auf einen positiven Wert (Winkel  $\Phi > 0^\circ$ ).

Der zweite Sprung der Magnetisierung (III., Abbildung 5.57-III) erfolgt in Richtung  $[001]$  bei  $B_{sw2} = -32$  mT. In diesem Fall ändert sich nur der Widerstand im GPHE. Der Widerstand im AHE bleibt nahezu unverändert, da die z-Komponente der Magnetisierung trotz des Schaltens von  $\vec{M}$  gleich bleibt.

Bei einer weiteren betragsmäßigen Erhöhung des externen B-Feldes ist in Abbildung 5.57-III erkennbar, dass sich der Widerstand des AHE  $R_{AHE} = 0 \Omega$  nähert (IV.). Dies hängt mit der Drehung der Magnetisierung hin in Richtung des externen B-Feldes – also zurück in die Probenebene – zusammen (für hohe in plane Felder gilt:  $M_z = 0$ ).

Der Rücksweep (hellgraue Kurve) erfolgt entsprechend dem Hinsweep, nur in entgegengesetzter Reihenfolge. Der Ablauf des beschriebenen Ummagnetisierungsprozesses gilt für Winkel zwischen  $0^\circ < \theta < 60^\circ$  und für  $120^\circ < \theta < 180^\circ$ . Bei  $\theta = 60^\circ$  und  $\theta = 120^\circ$  ist kein GPHE beobachtbar, da der Sprung der Magnetisierung um  $180^\circ$  erfolgt (und bedingt durch die  $\pi$ -Periodizität von Gleichung (2.14)). Wie deutlich zu erkennen ist, machte erst die Zerlegung der ursprünglichen Messkurve in den AHE und den

GPHE eine Beschreibung des beobachteten Widerstandsverlaufes möglich. Entgegen der Beschreibung für das (001)-(Ga,Mn)As spielt hier die z-Komponente der Magnetisierung (insbesondere Winkel  $\Phi$ ) die entscheidende Rolle für die Interpretation der beobachteten Messergebnisse.

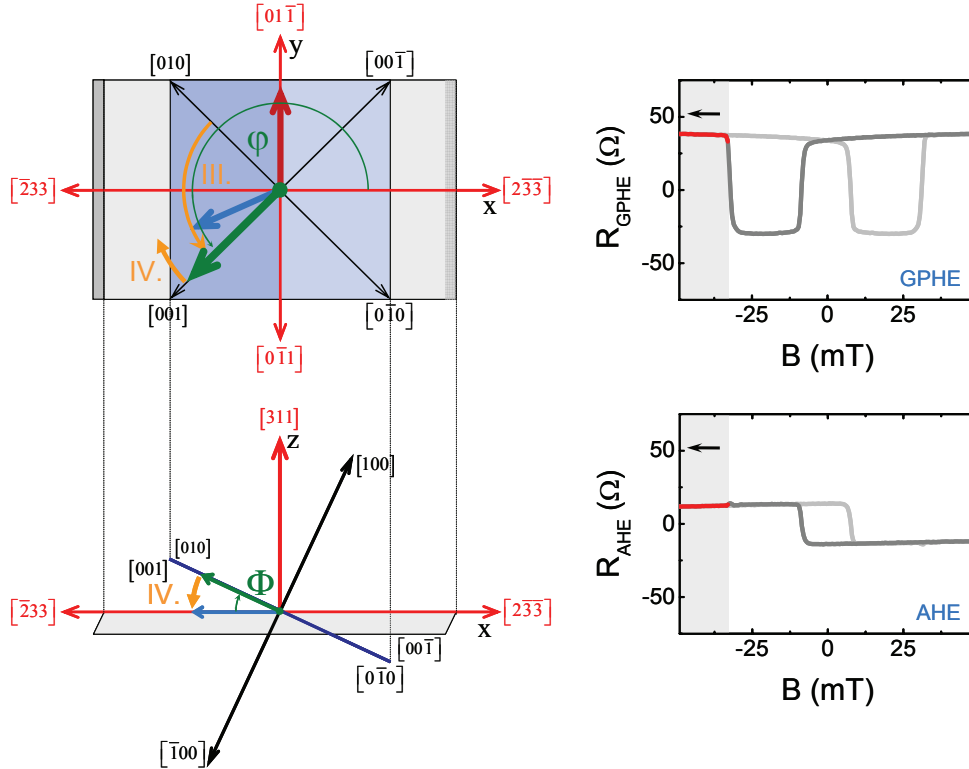


Abbildung 5.57-III: Lage der Magnetisierung nach dem zweiten Schalten ( $\varphi = 227,9^\circ \triangleq 47,9^\circ$ ,  $\Phi = +17,5^\circ$ ).

Eine gewisse Besonderheit stellt der Bereich  $60^\circ < \theta < 120^\circ$  dar. Für Messungen unter diesen Winkeln erfolgt kein direkt beobachtbares zweites Schalten der Magnetisierung, sondern nur eine Rotation von  $\vec{M}$ , erkennbar am runden Kurvenverlauf des Hallwiderstandes. Daher erfolgt im nächsten Abschnitt die Beschreibung des Ummagnetisierungsprozesses für das Beispiel  $\theta = 78^\circ$ .

#### 5.4.5.2 In plane Magnetfeld – Beispiel: $\theta = 78^\circ$

Wie die Abbildung 5.33 und die Abbildung 5.34 zeigen konnten, ist der Widerstandsverlauf für die Winkel im Bereich von  $\theta > 60^\circ$  und  $\theta < 120^\circ$  durch einen anderen Ablauf im Ummagnetisierungsvorgang gekennzeichnet.

Zunächst sei, wie in Abbildung 5.58-I angedeutet, erneut angenommen, dass bei einem hinreichend hohen in plane B-Feld die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes zeigt. Bei Verringerung des B-Feldes dreht die Magnetisierung wieder in die [001]-Richtung (I.). Wie schon bei  $\theta = 24^\circ$  besitzt der GPHE ein positives Vorzeichen, während der AHE einen negativen Wert aufweist, da auch die  $M_z$ -Komponente negativ ist.

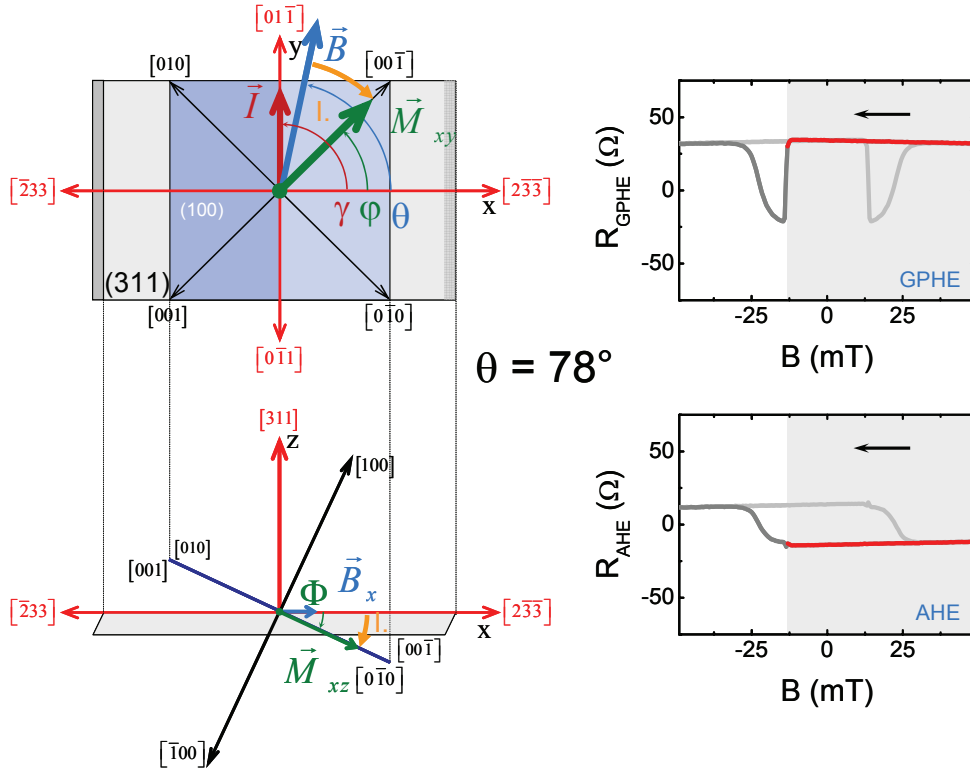


Abbildung 5.58-I: In plane Messung bei  $\theta = 78^\circ$  und  $T = 4,2$  K. Ausgangszustand der Magnetisierung vor dem ersten Schalten ( $\varphi = 312,1^\circ \hat{=} 132,1^\circ$ ,  $\Phi = -17,5^\circ$ ).

Nach Änderung des Vorzeichens des externen B-Feldes erfolgt bei  $B_{sw1} = -13$  mT der erste Sprung der Magnetisierung (II., Abbildung 5.58-II), allerdings diesmal in die  $[0-10]$ -Richtung, da diese Position die energetisch günstigere Lage auf der freien Energieoberfläche darstellt. Hierdurch bedingt, ist zwar wieder ein Sprung im GPHE erkennbar, allerdings ohne, dass eine abrupte Änderung im AHE wie bei  $\theta = 24^\circ$  beobachtet werden kann. Die Ursache liegt am unveränderten Vorzeichen der z-Komponente der Magnetisierung  $\vec{M}$ .

Der weitere Verlauf des Ummagnetisierungsvorgangs erfolgt ohne eindeutig beobachtbaren Schaltvorgang in den Widerständen des AHE und des GPHE von der  $[0-10]$ - hin zur  $[001]$ -Richtung (III., Abbildung 5.58-III).

Mit der Ursache dieser Eigenschaft beschäftigt sich der Abschnitt 5.4.4 (FMR-Messungen). Dass tatsächlich von einem Schalten der Magnetisierung gesprochen werden darf, bestätigten bereits die Transportmessungen anhand der *Minor Loops* im Abschnitt 5.4.2.2. Mit Hilfe der Ableitung der gemessenen Kurven wurde eine Methode gefunden, die Schaltfelder eindeutig zu bestimmen. Das zweite Schalten findet daher bei  $B_{sw2} = -23$  mT statt.

Bei einem weiteren Anstieg des externen Feldes dreht die Magnetisierung wieder in die  $(311)$ -Ebene (IV.) zurück. Dies wird deutlich am Verlauf des Widerstandes im AHE, der sich erneut bei hohen B-Feldern  $R_{AHE} = 0 \Omega$  nähert.

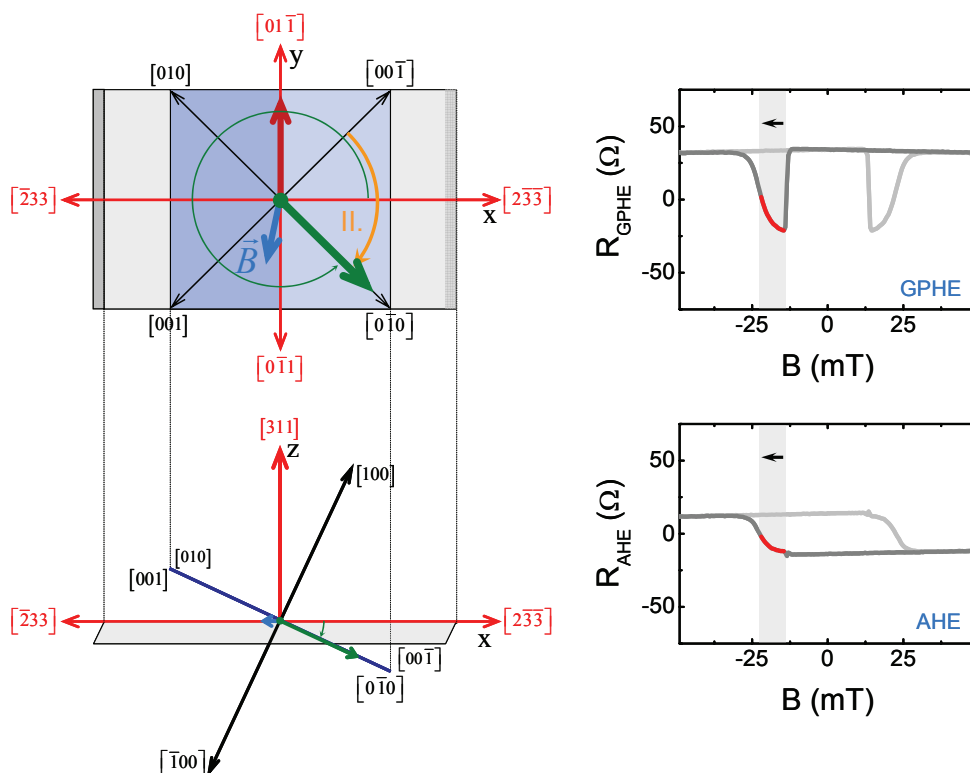


Abbildung 5.58-II: Lage der Magnetisierung nach dem ersten Schalten ( $\varphi = 312,1^\circ \triangleq 132,1^\circ$ ,  $\Phi = -17,5^\circ$ ).

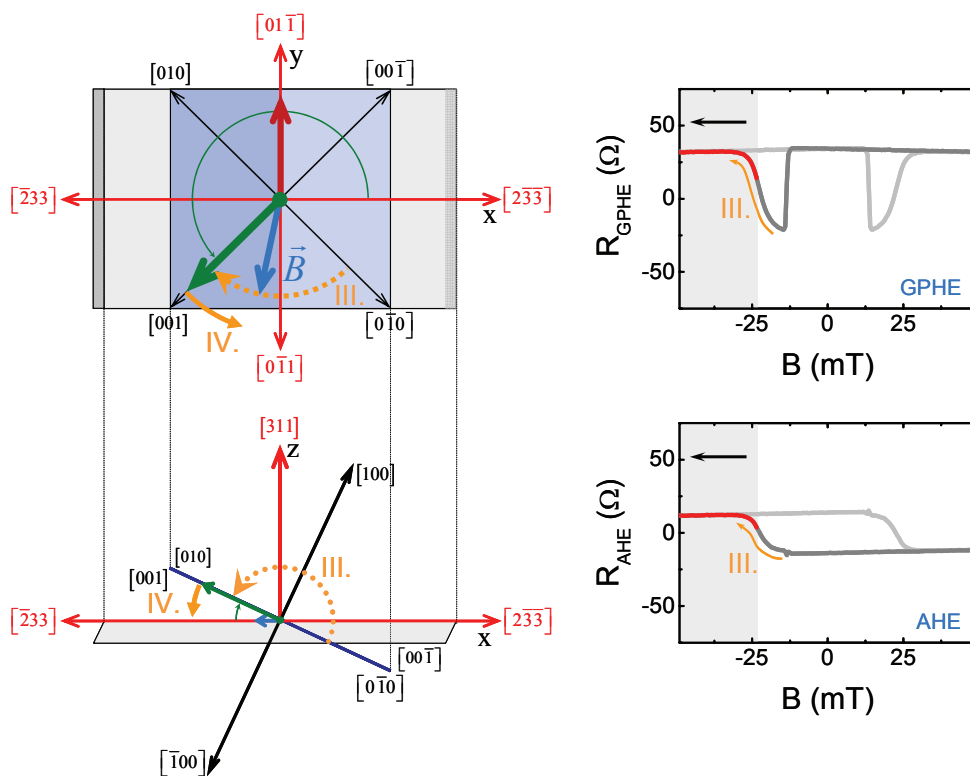


Abbildung 5.58-III: Lage der Magnetisierung nach dem zweiten Schalten ( $\varphi = 227,9^\circ \triangleq 47,9^\circ$ ,  $\Phi = +17,5^\circ$ ).

Die Beschreibung des Ummagnetisierungsprozesses für die Fälle  $\theta = 24^\circ$  ( $\theta < 60^\circ$ ) bzw.  $\theta = 78^\circ$  ( $\theta > 60^\circ$ ) zeigen beispielhaft das Verhalten für alle Winkel  $\theta < 90^\circ$ . Für Winkel  $\theta > 90^\circ$  gelten zunächst ähnliche Abbildungen – allerdings mit anderen Kristallrichtungen. Für diesen Winkelbereich drehen sich sämtliche Vorzeichen für den AHE und den GPHE entsprechend um. Die Spezialfälle  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  sind bereits im Abschnitt 5.4.2.1 besprochen worden. Wird hingegen der Winkel  $\gamma$  variiert, erfolgt zwar das Schalten der Magnetisierung in bereits beschriebener Form, allerdings ändert sich in diesem Fall der Verlauf des GPHE. Auf einen genauen Zusammenhang zwischen Winkel  $\gamma$  und dem Ummagnetisierungsprozess geht der Abschnitt 5.4.6 ab Seite 126 ein.

### 5.4.5.3 Senkrecht zur Probenebene angelegtes Magnetfeld – Dreimaliges Schalten bei $T \geq 4,2$ K

Der dritte Abschnitt diskutiert den Ummagnetisierungsprozess bei in  $[311]$ -Richtung angelegtem Magnetfeld (senkrecht zur Probenoberfläche). Wie bereits im Abschnitt 5.4.2.4 gezeigt, springt die Magnetisierung während eines Sweeps insgesamt dreimal. Dies bedeutet, dass eine weitere magnetisch leichte(re) Achse für den Ummagnetisierungsvorgang von Bedeutung ist. Die FMR-Daten lieferten als Antwort eine Richtung nahe der  $[100]$ -Achse ( $25,2^\circ$  geneigt von der  $[311]$ -Richtung).

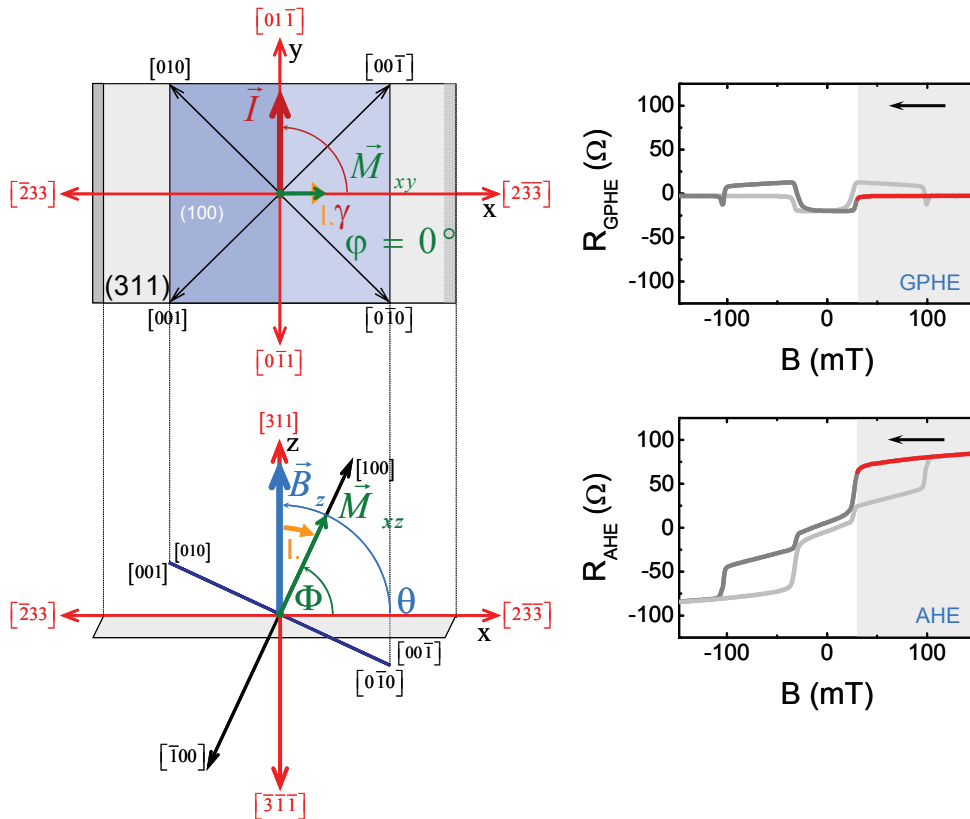


Abbildung 5.59-I: Messung mit senkrecht angelegtem Magnetfeld  $B$  für Temperaturen  $T \geq 4,2$  K. Ausgangszustand der Magnetisierung vor dem ersten Schalten ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $\Phi = +64,8^\circ$ ).

Alle Proben wurden entsprechend der Abbildung 5.7 vermessen. Die hier gezeigte Anschlussbelegung galt für sämtliche Hallmessungen – unabhängig vom verwendeten Pro-



benmaterial. Entsprechend der *Rechten-Hand-Regel* belegen die Messungen mit senkrecht angelegtem Magnetfeld, dass in (Ga,Mn)As-Substraten tatsächlich Löcher als Ladungsträger dienen. Die einheitliche Polarität der elektrischen Anschlüsse (Lock-In-Verstärker mit Referenzphase  $\omega = 0^\circ$ ) ist von entscheidender Bedeutung für die Interpretation des AHE-Verlaufes. Da dieser in (001)-(Ga,Mn)As bei in plane Messungen keine Rolle spielt, wird die Polarität meist vernachlässigt. Erst bei Betrachtung des Winkels  $\gamma$ , der die Lage der Hallbar auf dem Kristall beschreibt, spielt die Polarität für die Beschreibung des GPHE eine entscheidende Rolle.

Zunächst sei wieder angenommen, dass  $\vec{M}$  bei genügend hohem B-Feld ( $B > 300 \text{ mT}$ <sup>58</sup>, nicht gezeigt,  $\theta = 90^\circ$  - senkrecht zur Probenoberfläche) entlang der [311]-Richtung zeigt. Anschließend dreht die Magnetisierung in die Nähe von [100] (l., Abbildung 5.59-I), wodurch der Winkel  $\varphi = 0^\circ$  (beschreibt die Lage der in plane Komponente der Magnetisierung) beträgt und somit zunächst kein GPHE beobachtbar ist ( $R_{GPHE} = 0 \Omega$ ).

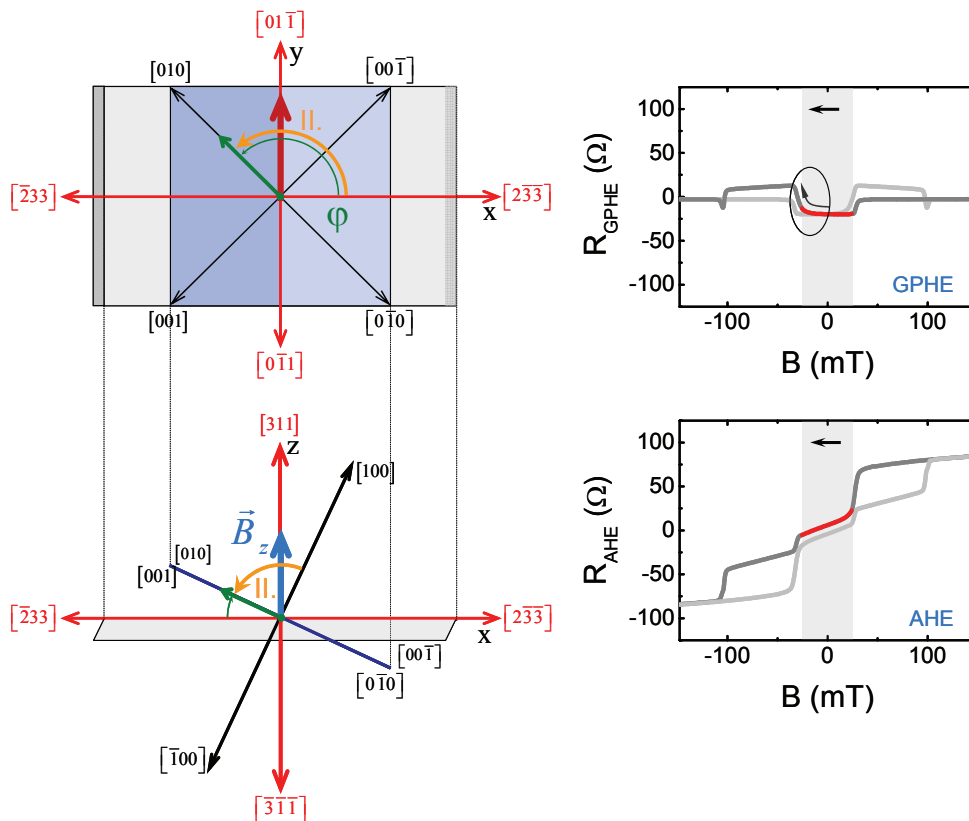


Abbildung 5.59-II: Lage der Magnetisierung nach dem ersten Schalten ( $\varphi = 132,1^\circ$ ,  $\Phi = +17,5^\circ$ ).

Bei etwa  $B_{swl} = 31 \text{ mT}$  (noch vor dem Nullfelddurchgang) erfolgt bereits der erste Sprung der Magnetisierung in die  $[010]$ -Richtung (II., Abbildung 5.59-II). Aus diesem Sprung resultiert eine Änderung sowohl im GPHE (negativer Widerstand,  $\varphi > 90^\circ$ ) als auch im AHE ( $\Phi > 0^\circ$ , wird aber kleiner). Auf Grund Symmetrie der freien Energieoberfläche wäre ebenfalls ein Sprung in Richtung  $[001]$  denkbar. Allerdings deutet der leicht negative Sprung im GPHE auf die  $[010]$ -Richtung hin. Die  $[0-10]$ -Richtung, die

<sup>58</sup> Diese Annahme stammt aus Transport- und SQUID-Daten.

ebenfalls einen negativen GPHE-Anteil verursachen würde, kann ausgeschlossen werden, da der AHE nach dem ersten Schalten bei  $B = 31$  mT zunächst noch positiv ist (der AHE wäre bei  $[0-10]$  negativ). Da aber die weitere Reduzierung des externen B-Feldes zu einem konstanten Abfall im AHE führt (einschließlich eines Vorzeichenwechsels im Widerstand vor dem zweiten Schalten), muss angenommen werden, dass sich die z-Magnetisierungskomponente von  $[311]$  nach  $[-3-1-1]$  dreht. Gleichzeitig ist auch im GPHE ein Anstieg im Widerstand beobachtbar (siehe Pfeil im Diagramm GPHE). Dieses Verhalten weist bereits auf ein Drehen der Magnetisierung nach dem zweiten Schalten in Richtung  $[00-1]$  hin.

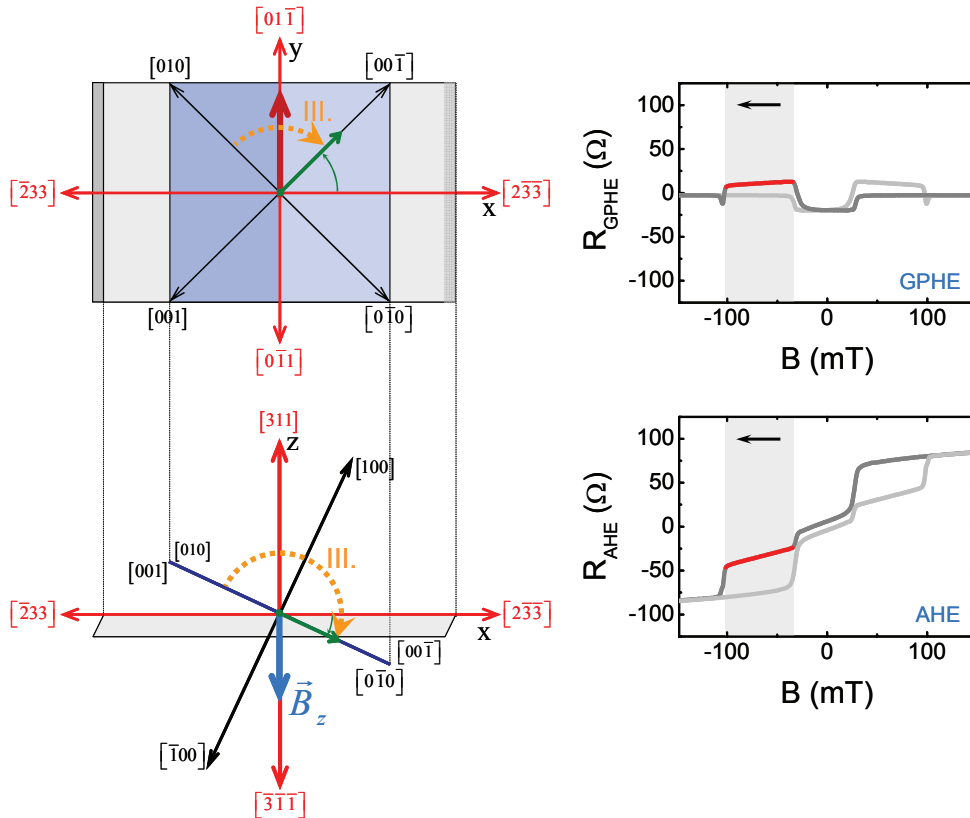


Abbildung 5.59-III: Lage der Magnetisierung nach dem zweiten Schalten ( $\varphi = 47,9^\circ$ ,  $\Phi = -17,5^\circ$ ).

Der zweite Sprung erfolgt bei ca.  $B_{sw2} = -24$  mT (III., Abbildung 5.59-III). Die Magnetisierung befindet sich jetzt in der  $[00-1]$ -Richtung. Die Drehung der Magnetisierung von der  $[010]$ - in die  $[00-1]$ -Richtung wird anhand der gestrichelten Linie verdeutlicht.

Da jetzt  $\varphi < 90^\circ$ , wird ein positiver Widerstand im GPHE beobachtet. Der AHE zeigt auf Grund der negativen z-Komponente der Magnetisierung ( $\Phi < 0^\circ$ ) einen ebenfalls negativen Widerstandsbeitrag.

Bei schließlich  $B_{sw3} = -100$  mT erfolgt der dritte Sprung der Magnetisierung in die  $[-100]$ -Richtung (IV., Abbildung 5.59-IV). Da jetzt  $\varphi$  einen Wert von  $180^\circ$  annimmt, ist erneut kein Widerstandsbeitrag im GPHE zu beobachten.

Bei weiterer Erhöhung des externen B-Feldes dreht die Magnetisierung vollständig in die  $[-3-1-1]$ -Richtung (V.).

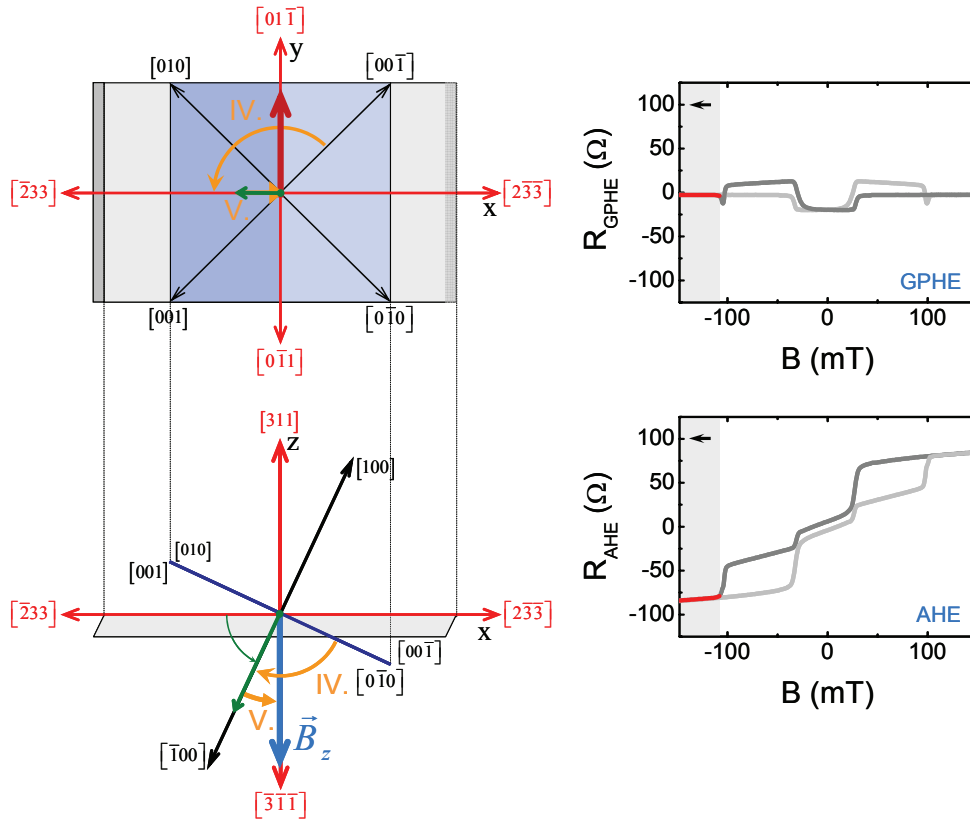


Abbildung 5.59-IV: Lage der Magnetisierung nach dem dritten Schalten ( $\varphi = 180^\circ$ ,  $\Phi = -64,8^\circ$ ).

#### 5.4.5.4 Senkrecht zur Probenebene angelegtes Magnetfeld – Zweimaliges Schalten bei $T \leq 4,2$ K

Im Abschnitt 5.4.2.6 wurde bereits auf die Beobachtung eines nur zweimal stattfindenden Sprunges der Magnetisierung für Temperaturen  $T \leq 4,2$  K eingegangen. Im Folgenden soll der Ummagnetisierungsprozess für genau diesen Fall anhand der Hallwiderstandskurven bei Temperaturen  $T \leq 4,2$  K beschrieben werden. Wie bereits im Abschnitt 5.4.2.6 gezeigt wurde, konnte bei  $T = 4,2$  K sowohl zwei- als auch dreimaliges Schalten der Magnetisierung während verschiedener Messzyklen festgestellt werden. Mit Hilfe der FMR-Daten (freie Energieoberfläche) ist es möglich, auch ein Schalten der Magnetisierung bei entgegengesetzter B-Feldrichtung zu erklären.

Zunächst sei wieder ein hohes B-Feld in [311]-Richtung angenommen. Die Magnetisierung dreht ab ca.  $B < +300$  mT in die [100]-Richtung (l., Abbildung 5.60-I). Wie bereits im Abschnitt 5.4.4 bewiesen wurde, stellt diese Richtung ein lokales Minimum auf der freien Energieoberfläche dar. Da in diesem Fall der Winkel  $\varphi = 0^\circ$  beträgt (gemeint ist der in plane Anteil der Magnetisierung in der Ebene), ist im GPHE kein Widerstand beobachtbar ( $R_{GPHE} = 0 \Omega$ ). Dagegen weist der Winkel  $\Phi$  aber einen positiven Wert auf, was zur Folge hat, dass auch ein positiver Widerstandswert im AHE vorliegt.

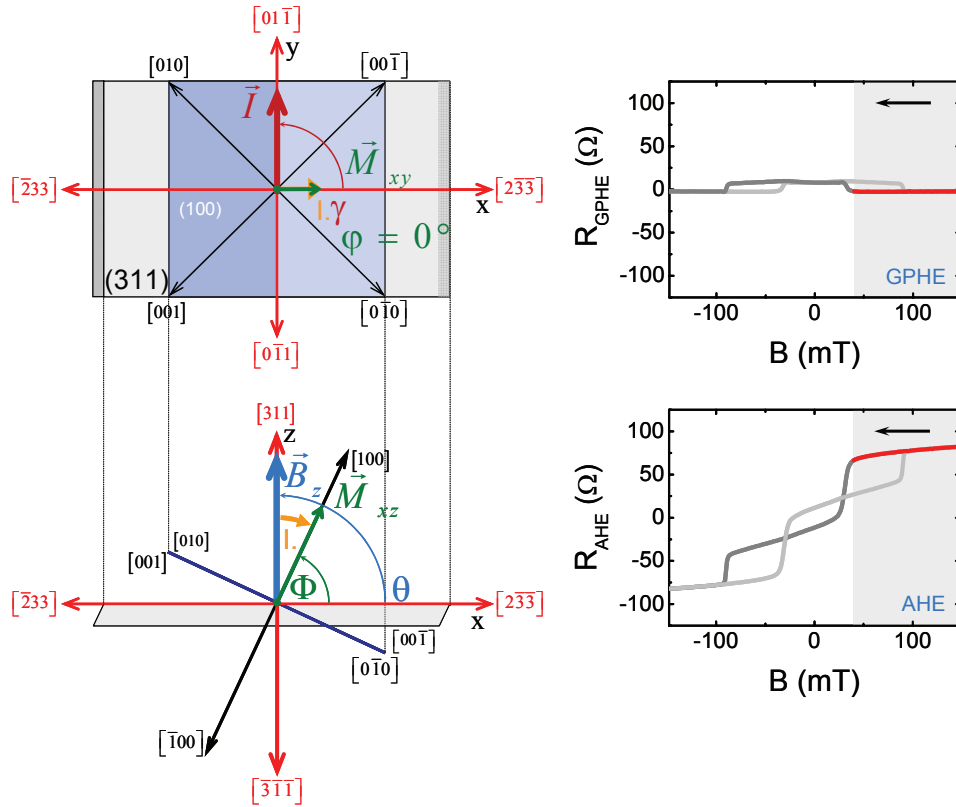


Abbildung 5.60-I: Messung mit senkrecht angelegtem Magnetfeld für Temperaturen  $T \leq 4,2$  K. Lage der Magnetisierung vor dem ersten Schalten ( $\varphi = 0^\circ$ ,  $\Phi = +64,8^\circ$ ).

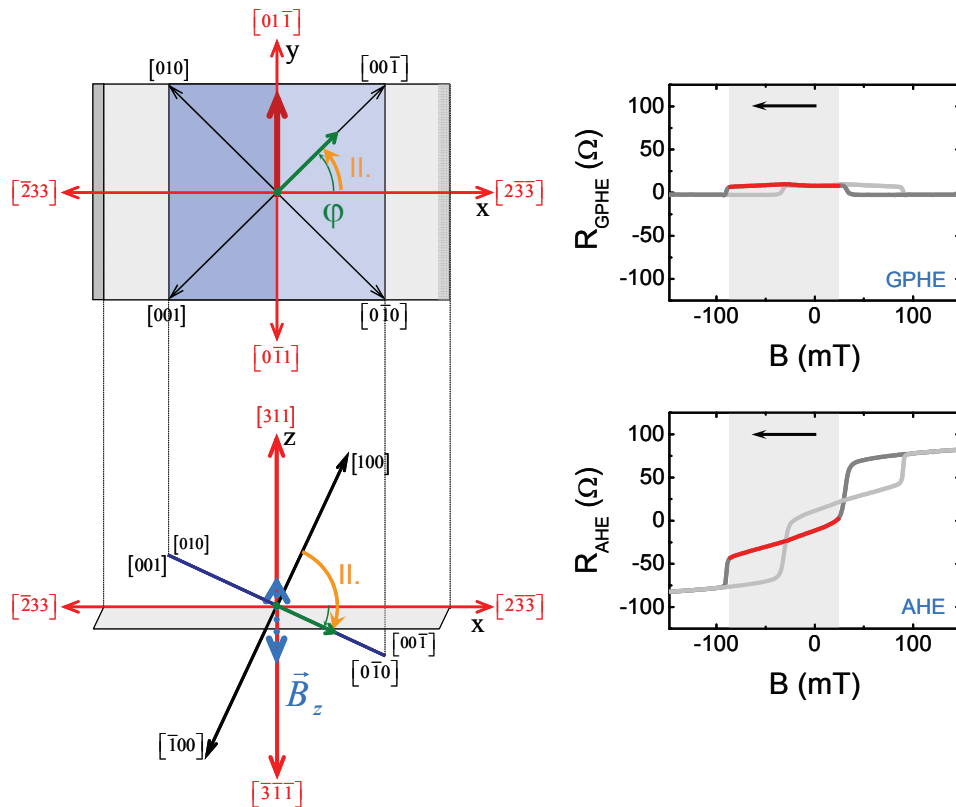


Abbildung 5.60-II: Lage der Magnetisierung nach dem ersten Schalten ( $\varphi = 47,9^\circ$ ,  $\Phi = -17,5^\circ$ ).

Bei weiterer Reduzierung des B-Feldes schaltet die Magnetisierung bei  $B_{sw1} = 31$  mT (gleicher Wert wie beim dreimaligen Schalten) diesmal gleich in die  $[00\bar{1}]$ -Richtung (II., Abbildung 5.60-II). Dies führt zu einem negativen Widerstand im AHE ( $\Phi < 0^\circ$ ), aber auf Grund von  $0^\circ < \varphi < 90^\circ$  zu einem positiven Widerstandsbeitrag im GPHE.

Bei genauer Betrachtung des AHE wird deutlich, dass sich die z-Komponente der Magnetisierung mit Änderung des B-Feldes stetig ändert. Dagegen bleibt die GPHE-Widerstandskomponente nahezu konstant. Es ist daher nicht zweifelsfrei feststellbar, ob die Magnetisierung in der  $[00\bar{1}]$ -Richtung verbleibt oder bereits beginnt, sich in Richtung  $[-100]$  zu drehen.

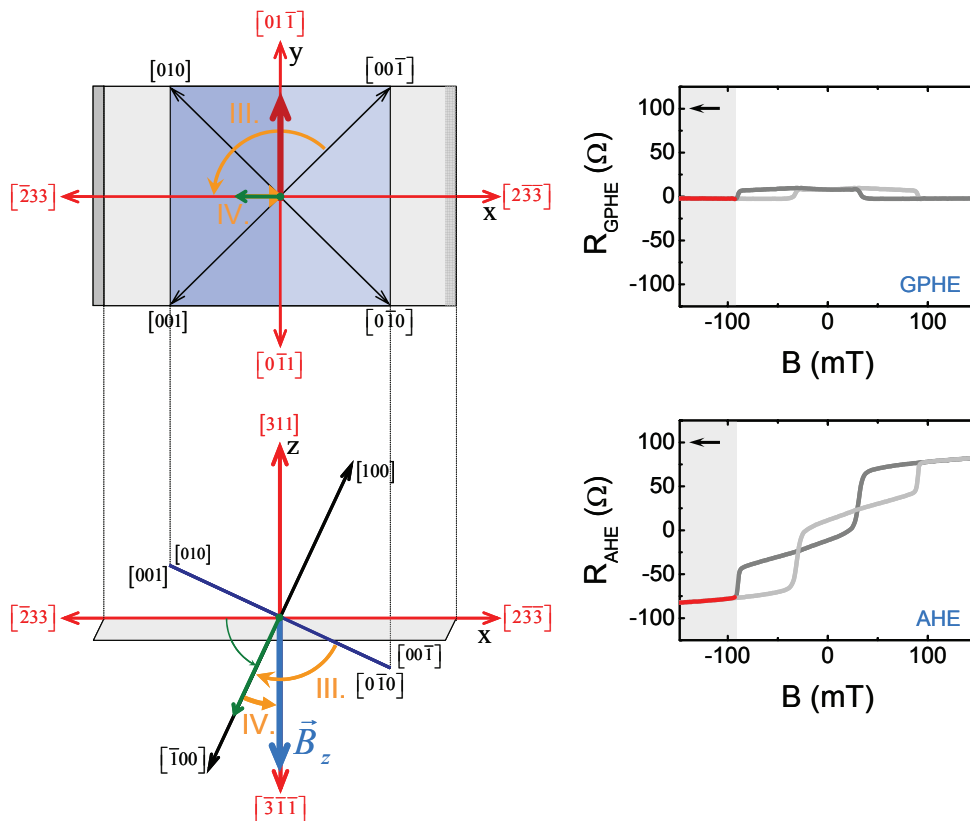


Abbildung 5.60-III: Lage der Magnetisierung nach dem zweiten Schalten ( $\varphi = 180^\circ$ ,  $\Phi = -64,8^\circ$ ).

Die Magnetisierung springt dann bei  $B_{sw2} = -90$  mT ( $B_{sw3} = -100$  mT beim dreimaligen Schalten) ein weiteres Mal – wie bereits bekannt in die  $[-100]$ -Richtung (III., Abbildung 5.60-III). Da jetzt der Winkel  $\varphi = 180^\circ$  beträgt, weist der GPHE erneut keinen Widerstandsbeitrag auf ( $R_{GPHE} = 0$  Ω).

Bis ca.  $B = -300$  mT dreht die Magnetisierung wieder in Richtung des externen B-Feldes, also in die  $[-3-1-1]$ -Richtung (IV.).

Die gezeigten Abbildungen für die unterschiedlichen Winkel zwischen Probe und externem Magnetfeld geben detailliert den Ummagnetisierungsprozess wieder. Die Zerlegung der gemessenen Hallwiderstandskurven in eine in plane und eine senkrechte Widerstandskomponente ist der Schlüssel für das Verständnis der sehr komplex ablaufenden Magnettransportexperimente.

### 5.4.6 Einfluss der Stromrichtung auf den Widerstandsverlauf

Sämtliche Magnetotransportmessungen erfolgten an Proben, die mit einer Hallbar, wie z.B. in Abbildung 5.1(B) gezeigt, versehen waren. Hierbei stellte sich allerdings die Frage, inwieweit die Lage der Hallbar bezüglich der Kristallrichtung Einfluss auf die Messung hat. Bereits in [68] wurde bei GPHE-Messungen an (001)-(Ga,Mn)As festgestellt, dass bei bestimmten Richtungen (entscheidend ist der Winkel  $\gamma$  zwischen Strompfad und ausgezeichneter Kristallrichtung, z.B. bezüglich [110] im (001)-(Ga,Mn)As und [2-3-3] im (311)A-(Ga,Mn)As) ein maximaler Effekt im GPHE-Widerstand beobachtbar ist.

Da sich sowohl der planare Hall- als auch der Längswiderstand in ferromagnetischen Materialien nicht isotrop verhalten, ist es möglich, die Lage der Magnetisierung mit Hilfe des AMR-Effektes zu lokalisieren. Da sich beim Schalten der Magnetisierung der Winkel  $\varphi' = \varphi - \gamma$  zwischen Strompfad  $\vec{I}$  und  $\vec{M}$  ändert, wird auch ein Widerstandssprung beobachtet. Dies bedeutet aber gleichzeitig, dass die Probe im Bereich der Kontakte für die Widerstandsmessung (z.B. rotes Quadrat in Abbildung 5.1(B)) eindomäniges Verhalten aufweisen muss. Somit führt das Vorhandensein mehrzähliger magnetischer Anisotropien durch ein entsprechendes Schalten der Magnetisierung entlang magnetisch leichter Achsen zu beobachtbaren Widerstandseffekten. Diese Bedingungen werden sowohl von (001)- als auch von (311)A-(Ga,Mn)As erfüllt. Die magnetischen Eigenschaften beider Materialien sind hauptsächlich von einer magnetisch vierzähligen Anisotropie in bzw. nahe der Probenebene bei tiefen Temperaturen ( $T = 4,2$  K) gekennzeichnet. Entlang der Senkrechten (also der Wachstumsrichtung) führt eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie in erster Linie zu einer magnetisch harten Richtung. Die vier leichten Richtungen im (001)-(Ga,Mn)As werden bei  $T = 4,2$  K näherungsweise entlang der [100]- bzw. der [010]-Richtung angenommen.

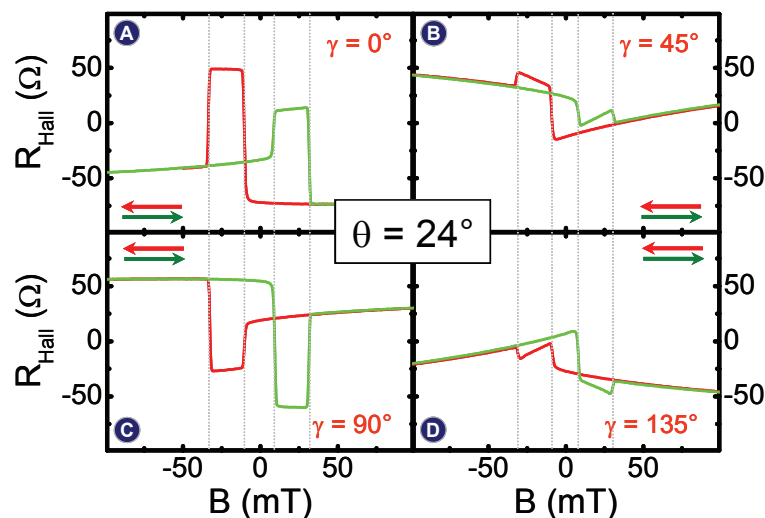


Abbildung 5.61: In plane Hallmessungen an Proben der Reihe #18a (C040406A). Der Winkel  $\theta$  bezüglich der [2-3-3]-Richtung betrug  $24^\circ$ . Die Messungen erfolgten an Hallbars, die im Winkel (A)  $\gamma = 0^\circ$ , (B)  $\gamma = 45^\circ$ , (C)  $\gamma = 90^\circ$  und (D)  $\gamma = 135^\circ$  angeordnet waren bei  $T = 4,2$  K und  $I = 100$  nA.

In Abbildung 5.61 sind vier verschiedene Magnetfeldsweeps gezeigt, die bei einem in

plane B-Feld-Winkel  $\theta = 24^\circ$  bezüglich der [2-3-3]-Richtung aufgenommen wurden. Entsprechend den Angaben in der Abbildung 5.61 wurde der Winkel  $\gamma$  variiert. Bei Vergleich der Kurven fallen folgende Gemeinsamkeiten auf:

- Die Schaltfelder aller vier Messungen sind nahezu identisch.
- Die Abbildung (C)  $\gamma = 90^\circ$  ist rotationssymmetrisch zur Messung an der Probe mit  $\gamma = 0^\circ$  (A). Die gleiche Aussage gilt für  $\gamma = 45^\circ$  (B) und  $\gamma = 135^\circ$  (D)<sup>59</sup>. Allgemein ausgedrückt:  $R_{Hall}(B^\uparrow, \gamma) = -R_{Hall}(B^\downarrow, \gamma + 90^\circ)$ .
- Der extrahierte AHE zeigt unabhängig von  $\gamma$  einen einheitlichen Verlauf (nicht gezeigt)<sup>60</sup>.

Allerdings ist auch beobachtbar, dass für Winkel  $\gamma = 45^\circ$  und  $\gamma = 135^\circ$  die Amplituden der Widerstandssprünge sehr viel geringer ausfallen als bei den Winkeln  $\gamma = 0^\circ$  bzw.  $\gamma = 90^\circ$ . Die gleichen Beobachtungen konnten auch in der Abbildung 5.62 gemacht werden, die allerdings bei einem B-Feld-Winkel von  $\theta = 78^\circ$  erfolgten:

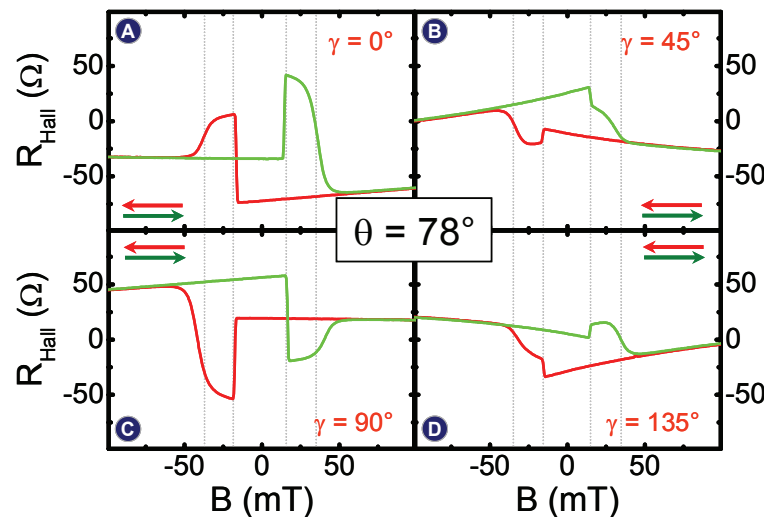


Abbildung 5.62: In plane Hallmessung an einer Probe der Reihe #18a (C040406A). Der Winkel  $\theta$  bezüglich der [2-3-3]-Richtung betrug  $78^\circ$ . Es gelten ansonsten die gleichen Bedingungen wie in Abbildung 5.61.

Der sehr kleine Sprung im Hallwiderstand in den Abbildungen (B) und (D) macht besonders deutlich, warum die Winkelwahl  $\gamma = 45^\circ$  (B) bzw.  $\gamma = 135^\circ$  (D) für Schaltfeldauswertungen besonders ungünstig ist: Die Sprünge in (A)  $\gamma = 0^\circ$  und (C)  $\gamma = 90^\circ$  vereinfachen die Auswertung der Schaltfelder erheblich und dies besonders für  $60^\circ < \theta < 120^\circ$ .

<sup>59</sup> Allerdings muss beachtet werden, dass sich die Sweeprichtung ändert.

<sup>60</sup> Dies verwundert zunächst, da sich mit der Drehung der Hallbar auch die Stromrichtung bezüglich der [2-3-3]-Richtung ändert. Zu beachten ist aber, dass sich die Hallkontakte ebenfalls mitdrehen. Hierdurch bleibt der Verlauf des AHE unbeeinflusst.



Es stellt sich aber die Frage, ob das Verhalten der  $\gamma$ -abhängigen Hallwiderstandsverläufe auch im Längswiderstand beobachtbar ist. Hierzu finden sich in Abbildung 5.63 unterschiedliche Messungen für  $\gamma = 45^\circ$  und  $\gamma = 90^\circ$ .

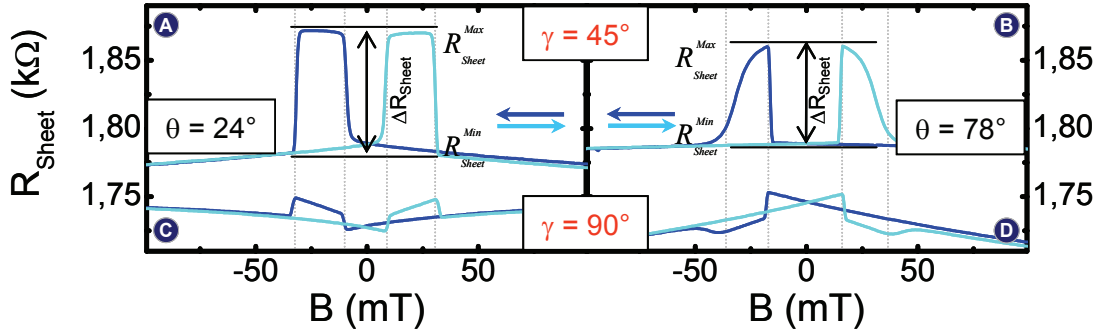


Abbildung 5.63: In plane Längswiderstandsmessung für die Winkel  $\gamma = 45^\circ$  und  $\gamma = 90^\circ$  bei jeweils  $\theta = 24^\circ$  (A) bzw. (C) und  $\theta = 78^\circ$  (B) bzw. (D) bei  $T = 4,2 \text{ K}$  und  $I = 100 \text{ nA}$ .

Im Gegensatz zu den Hallmessungen in Abbildung 5.61 und in Abbildung 5.62 fällt in Abbildung 5.63 sofort auf, dass diesmal die größeren Widerstandssprünge bei einer Winkelwahl von  $\gamma = 45^\circ$  vorliegen (für  $\gamma = 135^\circ$  gilt die gleiche Aussage, nicht gezeigt).

Vergleicht man die Widerstandssprünge  $\Delta R_{\text{Sheet}}$  (bei Verwendung von Hallbars mit dem Winkel  $\gamma = 45^\circ$  bzw.  $\gamma = 135^\circ$ ) mit den Hallwiderstandssprüngen der extrahierten GPHE (bei Wahl von  $\gamma = 0^\circ$  bzw.  $\gamma = 90^\circ$ ), ergeben sich näherungsweise die gleichen Widerstandsdifferenzen. Diese Beobachtung wurde bereits in den Hochfeldmessungen in Abbildung 5.29 (im Abschnitt 5.4.2.1) an Probe #18b festgestellt und liegt ursächlich im Zusammenhang von GPH- und AMR-Effekt [69]. Je nach Lage der Magnetisierung führt im (Ga,Mn)As ein Winkel von  $\varphi' = 90^\circ$  zwischen  $\vec{I}$  und  $\vec{M}$  zu einem Maximum im Längswiderstand, wohingegen sich bei  $\varphi' = 0^\circ$  ein Längswiderstandsminimum einstellt. Für den Hallwiderstand gelten die gleichen Aussagen, allerdings mit einer Winkelverschiebung von  $45^\circ$ .

Mit Hilfe dieser beiden Widerstandsextrema in Abbildung 5.63(A) und (B) und der Tatsache, dass sowohl Hall- als auch Längswiderstand an einem quadratischen Hallbarabschnitt (siehe auch Abbildung 5.1(B)) gemessen wurden, ließen sich die GPHE-Widerstandsverläufe in Abbildung 5.64, ausgehend von  $R_{\text{Sheet}}$ , berechnen:

$$R_{\text{GPHE}}(B, \gamma) = R_{\text{Sheet}}(B, \gamma + 45^\circ) - \left( R_{\text{Sheet}}^{\text{Max}}(B, \gamma + 45^\circ) - \frac{R_{\text{Sheet}}^{\text{Max}}(B, \gamma + 45^\circ) - R_{\text{Sheet}}^{\text{Min}}(B, \gamma + 45^\circ)}{2} \right). \quad (5.22)$$

Der aus dem gemessenen Hallwiderstandsverlauf extrahierte AHE belegt eindeutig, dass dieser keinen signifikanten Einfluss auf den Längswiderstand ausübt. Der unterschiedliche Verlauf der Widerstände in Abbildung 5.64(B) bei  $\theta = 78^\circ$  (hellgrau unterlegt) ist auf den nur endlich genauen Einbau der Probe im Kryostaten zurückzuführen. Es gilt zu bedenken, dass an zwei unterschiedlichen Hallbars ( $\gamma = 0^\circ$  und  $\gamma = 45^\circ$ ) gemessen wurde.

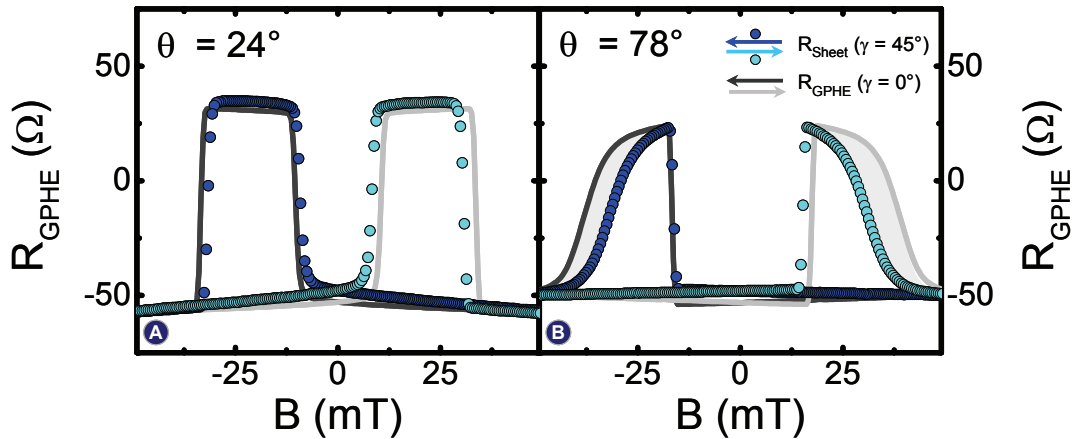


Abbildung 5.64: Extrahierter GPHE (graue Kurve) und der aus dem Längswiderstand berechneter GPHE für die Winkel  $\theta = 24^\circ$  (A) und  $\theta = 78^\circ$  (B) bei  $T = 4,2$  K.

Im Folgenden soll geklärt werden, worin die Ursache für das unterschiedliche, von  $\gamma$  abhängige Verhalten von Hall- und Längswiderstandssprüngen liegt. Hierzu dienen erneut die bereits bekannten Gleichungen (2.12) und (2.14). Zunächst sei  $\gamma = 90^\circ$  angenommen:

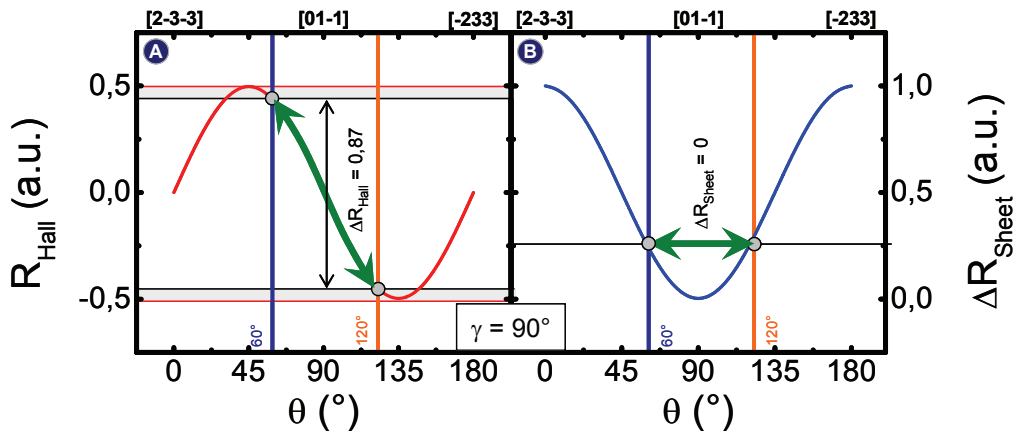


Abbildung 5.65:  $R_{Hall}$  (A) und  $R_{Sheet}$  (B) für den Fall  $\gamma = 90^\circ$  ( $\theta = \varphi' = \varphi - \gamma$ ).

Ferner werden die Ergebnisse für  $\alpha_1 = 60^\circ$  (blaue vertikale Linie) und  $\alpha_2 = 120^\circ$  (orangefarbene vertikale Linie) aus den Anisotropieuntersuchungen mit einbezogen. Sie stellen nahe der Ebene gelegene, magnetisch leichte Achsen dar, durch die die Magnetisierung während des in plane Magnetfeldsweeps springt (grüner Pfeil).

In Abbildung 5.65 ist sehr gut erkennbar, dass für den Fall  $\gamma = 90^\circ$  ( $\gamma = 0^\circ$  entsprechend) im Hallwiderstand ein großer Sprung erwartet wird, während der Längswiderstand auf Grund der Symmetrie um  $\theta = 90^\circ$  zu keiner beobachtbaren Änderung führt ( $\Delta R_{Sheet} = 0$ ). Außerdem wird deutlich, dass auf Grund eines Sprunges der Magnetisierung von  $\Delta\varphi = 60^\circ$  bzw.  $120^\circ$  (von  $\alpha_1$  nach  $\alpha_2$ ) kein maximal möglicher Hallwiderstandssprung von 100 %, sondern nur von etwa 87 % möglich ist. Ein entsprechend hoher Sprung (100 %) kann daher nur beobachtet werden, wenn der Winkel zwischen zwei magne-

tisch leichten Achsen  $90^\circ$  beträgt. In erster Näherung zeigt (001)-(Ga,Mn)As dieses Verhalten, da die magnetisch leichten Achsen  $[100]$  und  $[010]$   $45^\circ$  gedreht zu den Bruchkanten  $[110]$  bzw.  $[1-10]$  liegen (vierzählige in plane Anisotropie).

Dreht man dagegen die Hallbar um  $45^\circ$  auf  $\gamma = 45^\circ$  ( $\gamma = 135^\circ$  entsprechend), drehen sich die eben beschriebenen Verhältnisse genau um:

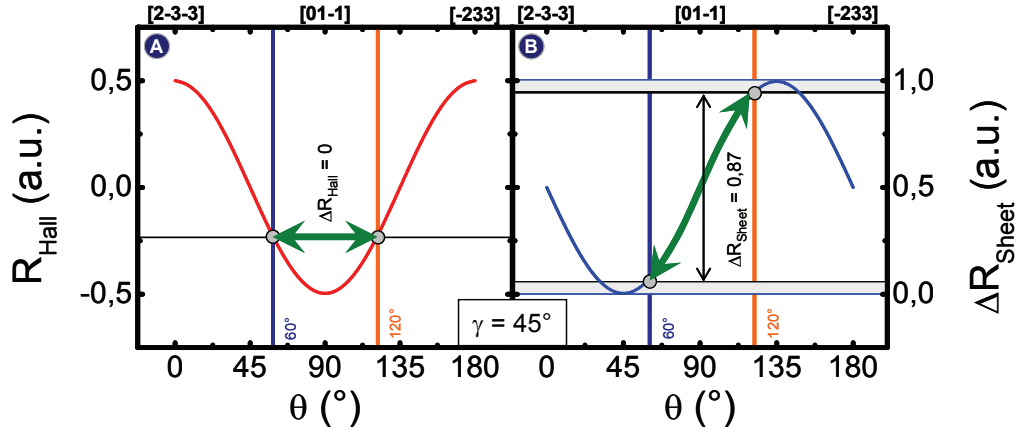


Abbildung 5.66:  $R_{Hall}$  (A) und  $R_{Sheet}$  (B) für den Fall  $\gamma = 45^\circ$  ( $\theta = \varphi' = \varphi - \gamma$ ).

Wie die Abbildung 5.66 verdeutlicht, springt die Magnetisierung für den Fall  $\gamma = 45^\circ$  zwar ebenfalls um  $\Delta\varphi = 60^\circ$  bzw.  $120^\circ$ , diesmal ist aber ein Widerstandssprung im Längswiderstand erkennbar. Die Effektgröße im (311)A-(Ga,Mn)As ist selbstverständlich wie bei  $\gamma = 90^\circ$  um ca. 13 Prozent niedriger, als wenn der Sprung  $\Delta\varphi = 90^\circ$  betragen würde.

Interessant ist allerdings der Umstand, dass trotz  $\gamma = 45^\circ$  (Hallmessung) bzw.  $\gamma = 90^\circ$  (Längswiderstandsmessung) ein kleines Schalten z.B. in Abbildung 5.61(B) und (D), in Abbildung 5.62(B) und (D) und in Abbildung 5.63(C) und (D) zu beobachten war. Berechnungen ergaben, dass bereits Strompfadabweichungen von ca.  $\Delta\gamma = 4^\circ$  ausreichen, um deutliche Sprünge, wie in den Abbildungen gezeigt, im Widerstand messen zu können<sup>61</sup>.

So bleibt abschließend die Frage zu klären, ob der Winkel  $\gamma$  einen Einfluss auf die Schaltfelder und somit auf das Ergebnis der Anisotropieuntersuchungen hat. Hierzu wurden für alle vier Winkel ( $\gamma = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$  und  $135^\circ$ ) die Schaltfelder für die unterschiedlichen Magnetfeldwinkel  $\theta$  bestimmt. Wie Abbildung 5.67 eindrucksvoll zeigt, liefern alle Messungen das gleiche Ergebnis beim Zusammenfallen beider Schaltfelderereignisse  $B_{sw1}$  und  $B_{sw2}$  bei  $\alpha_1 = 60^\circ$  bzw.  $\alpha_2 = 120^\circ$  und bestätigen somit das Ergebnis aus Abbildung 5.35 für die Probe #18b.

Das winkelabhängige Schaltfeldverhalten des AHE von Probe #18a zeigt ebenfalls eine grundlegende Übereinstimmung mit Probe #18b in Abbildung 5.35:

<sup>61</sup> Im Nulldurchgang zeigen die Kurven in Abbildung 5.65 bzw. Abbildung 5.66 einen maximalen Anstieg. Daher wirken sich bereits kleine Winkelabweichungen  $\Delta\gamma$  von wenigen Grad bei der Strukturierung der Hallbar auf die Sprünge im Widerstandsverlauf aus.

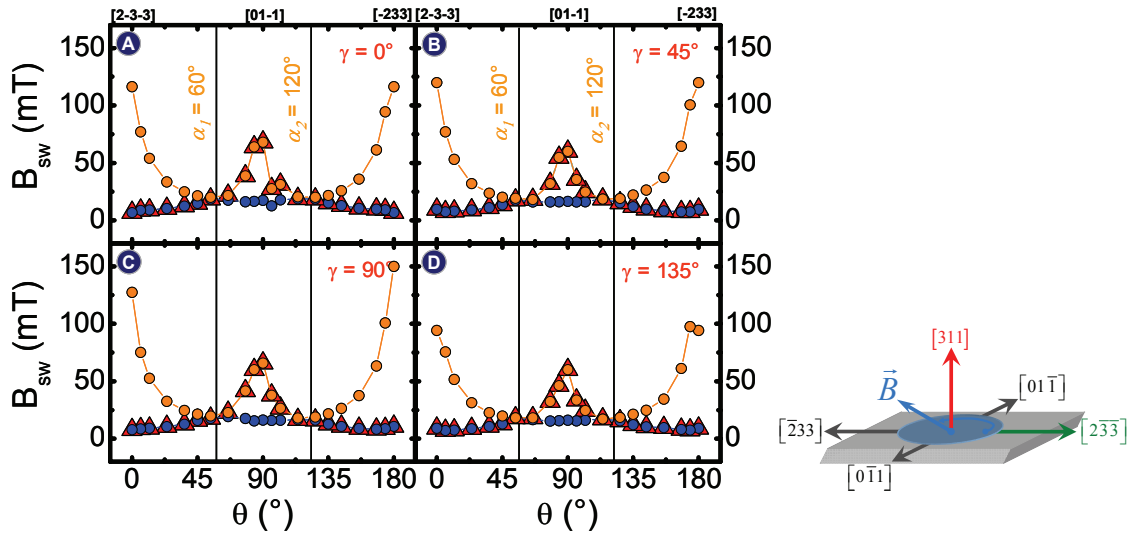


Abbildung 5.67: Auswertung der Schaltfelder für die Winkel  $\gamma = 0^\circ$  (A),  $\gamma = 45^\circ$  (B),  $\gamma = 90^\circ$  (C) und  $\gamma = 135^\circ$  (D) für  $T = 4,2$  K.

Die magnetischen in plane Messungen zeigten den Einfluss des Winkels  $\gamma$  auf den Widerstandsverlauf der Proben. Die Homogenität und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist auch auf die Verwendung einheitlichen Probenmaterials (C040406A) zurückzuführen. Messungen am Material C040330A (Probe #FMR) aus [67] und C060601A (Probe #22) bestätigten die Untersuchungen zum bisher vorgestellten Material C040406A (Messungen im Abschnitt 5.4.7.2). Trotz unterschiedlicher Curie-Temperaturen und MBE-Wachstumszeiträumen kann zunächst von einheitlichen Anisotropieeigenschaften bei gleicher Schichtdicke des Regensburger (311)A-(Ga,Mn)As ausgegangen werden.

Bei sämtlichen in plane Messungen am (311)A-(Ga,Mn)As wurde ein AHE festgestellt. Abbildung 5.36 zeigt die Sprünge im GPHE für unterschiedliche Winkel  $\theta$ . Da der AHE auf eine senkrechte Magnetisierungskomponente in [311]-Richtung weist, muss der beobachtete GPHE-Widerstandssprung aus Abbildung 5.65(A) noch einmal korrigiert werden:

$$R'_{\text{Halljump}} = R_{\text{Halljump}} \cdot \cos \beta. \quad (5.23)$$

Wie aber leicht festzustellen ist, beträgt die Abweichung bei  $\beta = 8,3^\circ$  lediglich ca.  $\Delta R_{\text{Halljump}} = 1\%$  und hat somit nur einen sehr geringen Einfluss auf den GPHE-Widerstandssprung der in plane Messungen.

### 5.4.7 Einfluss der Schichtdicke auf die magnetischen Anisotropien

Im letzten Abschnitt sollen magnetfeldabhängige in plane Messungen an weiteren (311)A-(Ga,Mn)As-Proben vorgestellt werden, die sich im Wesentlichen auf Grund ihrer Schichtdicke von den bisher untersuchten Proben unterscheiden. Das bereits in den vorherigen Abschnitten umfangreich vorgestellte 50-nm-Material *C040406A* (Probe #18a und #18b) wird zur Bestätigung der bisherigen Ergebnisse mit Messungen an zwei weiteren 50-nm-Proben verglichen. Zusätzlich werden Messungen an (Ga,Mn)As-Schichten mit Dicken von 20, 100 und 200 nm vorgestellt.

#### 5.4.7.1 Probenmaterial *C040507B* – 20 nm

Das Probenmaterial *C040507B* stellt das bisher dünnste (311)A-Halbleitermaterial mit günstigen metallischen und gleichzeitig bei tiefen Temperaturen ferromagnetischen Eigenschaften dar. Da das Ausgangsmaterial (Probe #19a) zunächst einen weit höheren Schichtwiderstand als alle anderen (311)A-Proben aufwies, wurde in einem weiteren Prozessierungsschritt das Probenmaterial für 64 Stunden bei ca.  $T_A = 200$  °C getempert (Probe #19b). Die charakteristischen Eigenschaften beider Proben finden sich im Abschnitt 5.1 in Tabelle 2.

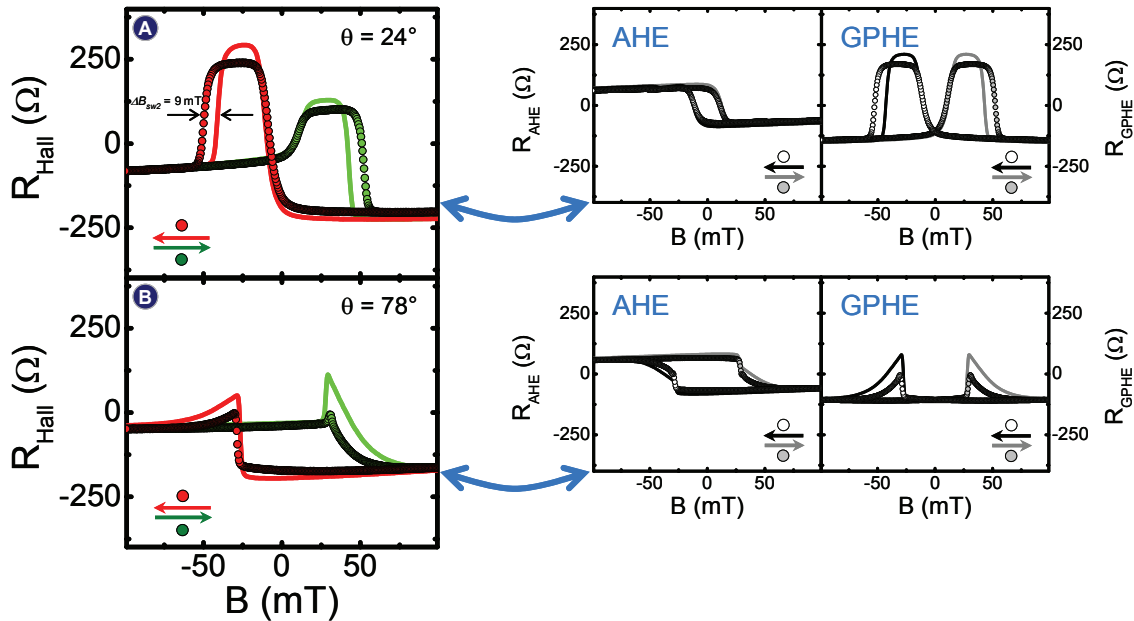


Abbildung 5.68: In plane Hallmessungen mit (A)  $\theta = 24^\circ$  und (B)  $\theta = 78^\circ$ . Die Abbildungen rechts zeigen den extrahierten AHE und GPHE. Vermessen wurde sowohl eine ungetemperte (Probe #19a, Linie) als auch eine 64 h bei 200 °C getemperte (Probe #19b, Kreise) 20-nm-(Ga,Mn)As-Probe (*C040507B*). Die Messungen erfolgten bei  $T = 4,2$  K,  $I = 100$  nA und  $\gamma = 0^\circ$ .

In der Abbildung 5.68 sind zwei Hallmessungen für ein in plane angelegtes Magnetfeld mit  $\theta = 24^\circ$  (A) und  $\theta = 78^\circ$  (B) gezeigt. Auf Grund des sehr hohen Schichtwiderstandes fallen folglich auch die Hallwiderstände (AMR-Effekt bedingt) im Vergleich zum 50-nm-Material entsprechend höher aus. Getempertes und ungetempertes (Ga,Mn)As unterscheiden sich zunächst nur im zweiten Schaltfeld ( $\theta = 24^\circ$ :  $\Delta B_{sw2} = 9$  mT). Bei

einem Winkel  $\theta > 66^\circ$  ist ein zweites Schalten kaum noch identifizierbar. Da beim Tempern der Probe der Schichtwiderstand etwa 8 % abnahm, verringerte sich gleichzeitig auch der planare Widerstandseffekt.

Die Bestimmung sämtlicher Schaltfelder findet sich in der folgenden Abbildung:

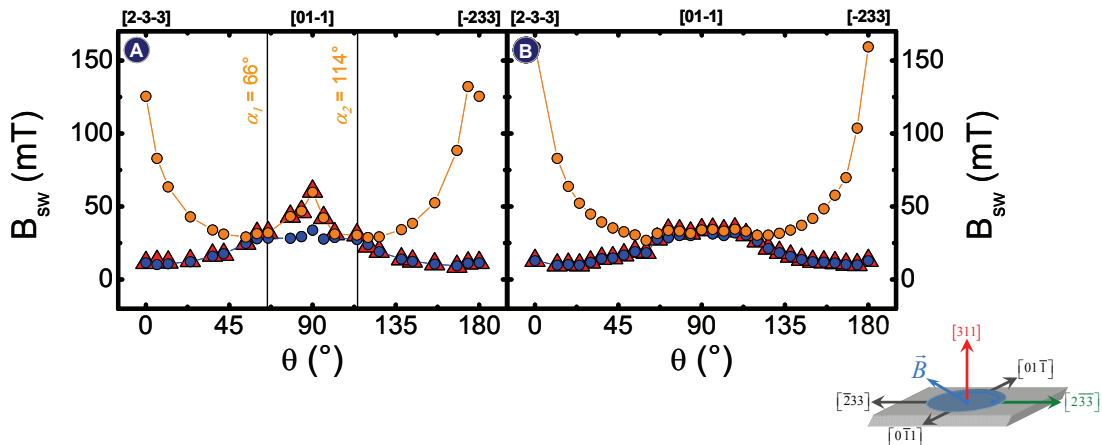


Abbildung 5.69: Winkelabhängige in plane Schaltfelder von (A) Probe #19a und (B) Probe #19b (getempert) bei  $T = 4,2$  K.

Die Abbildung 5.69 zeigt die Absolutwerte der Schaltfelder für die ungetemperte (A) und getemperte (B) 20-nm-Probe. Für Probe #19a kann ein Zusammenfallen zweier Schaltfeldereignisse bei  $\alpha_1 = 66^\circ$  und  $\alpha_2 = 114^\circ$  festgestellt werden. Während die ungetemperte Probe für Winkel  $\theta$ , die zwischen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  liegen, ein ähnliches Verhalten wie die 50-nm-Proben zeigt, konnte bei der getemperten Probe ein Zusammenfallen zweier Schaltereignisse bei keinem Winkel beobachtet werden. Vermutlich nimmt durch das Tempern der Probe die uniaxiale Anisotropie in Richtung [2-3-3] deutlich zu, was zum einen zu höheren Schaltfeldern entlang dieser magnetisch harten Richtung führt und gleichzeitig die beiden Winkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  als Indikatoren der magnetisch leichten Achsen weiter in Richtung [01-1] dreht. Eine Messung an einer ebenfalls getemperten 50-nm-Probe (Probe #18a für 64 Stunden getempert,  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  blieben hier unverändert, Messungen nicht gezeigt) konnte das beobachtete Verhalten an der getemperten 20-nm-Probe nicht reproduzieren. Auf Grund der sehr dünnen (Ga,Mn)As-Schicht kann angenommen werden, dass  $2K_{UA}^{-233} / M$  an Dominanz gewinnt.

#### 5.4.7.2 Vergleichsmessungen an den Probenmaterialien C040330A und C060601A – 50 nm

Zusätzlich zu den Messungen am Probenmaterial C040406A (Probe #18a und #18b) wurden weitere Messungen an den 50-nm-Schichten C040330A (Probe #FMR) und C060601A (Probe #22) durchgeführt. Es sei angemerkt, dass FMR- und Transportmessungen an Probe #FMR bereits in [67] vorgestellt wurden. Der Kurvenverlauf sämtlicher in plane Messungen von Probe #FMR zeigten den gleichen qualitativen Verlauf

wie die Proben #18a und #18b. Die Probe #22<sup>62</sup> zeigte allerdings leichte Abweichungen im Kurvenverlauf bei Winkeln zwischen  $\theta > 60^\circ$  und  $\theta < 120^\circ$ , gezeigt in Abbildung 5.70: Beim Vergleich mit Messungen an den Proben #18a und #18b sowie den Proben #19a und #19b und der Probe #FMR fällt der bereits bekannte runde Hallkurvenverlauf in diesem Winkelbereich nach dem ersten Schalten der Magnetisierung auf, der auf eine Rotation von  $\vec{M}$  hinweist. Der Verlauf des extrahierten GPHE in Abbildung 5.70(B) weicht dagegen von diesen bisherigen Beobachtungen ab.

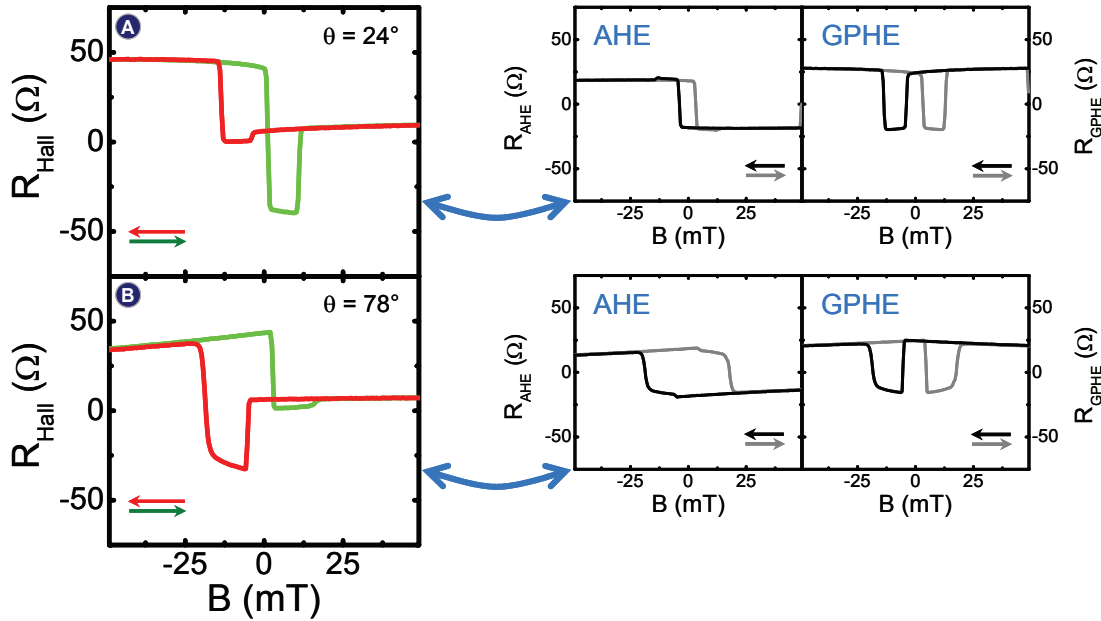


Abbildung 5.70: In plane Hallmessungen mit (A)  $\theta = 24^\circ$  und (B)  $\theta = 78^\circ$ . Die Messungen erfolgten an Probe #22 (50 nm - C060601A) bei  $T = 4,2$  K,  $I = 100$  nA und  $\gamma = 90^\circ$ .

Die folgende Abbildung zeigt die Schaltfelder beider Proben in Abhängigkeit vom angelegten B-Feldwinkel  $\theta$ :

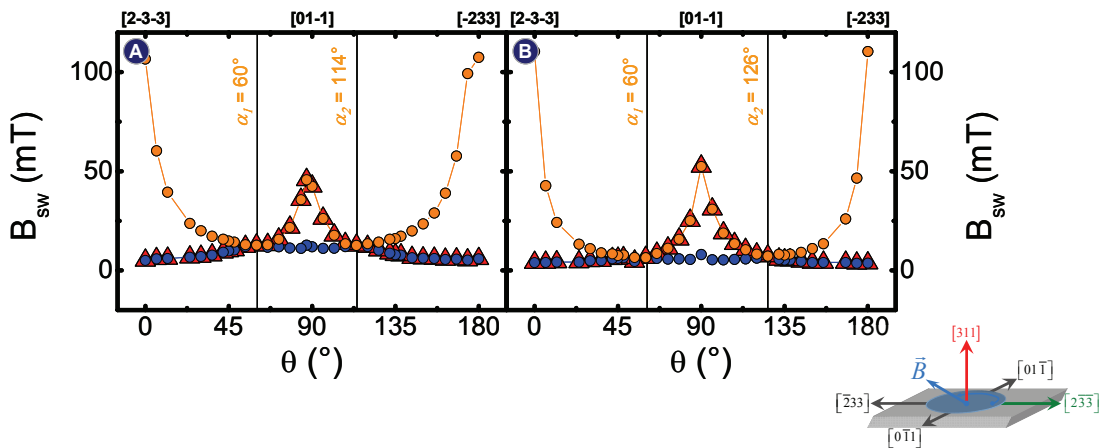


Abbildung 5.71: Winkelabhängige in plane Schaltfelder von (A) Probe #FMR und (B) Probe #22 bei  $T = 4,2$  K.

<sup>62</sup> gewachsen 2006



Die Schaltfelder in Abbildung 5.71 geben bezüglich der vorherrschenden Anisotropien erneut ein einheitliches Bild ab. Die Abweichungen der Winkelpaare von der 90°-Symmetrieachse (Probe #FMR:  $\alpha = 60^\circ/114^\circ$  statt  $\alpha = 63^\circ/117^\circ$  und Probe #22:  $\alpha = 60^\circ/126^\circ$  statt  $\alpha = 57^\circ/123^\circ$ ) sind auf die nur endlich genaue Möglichkeit des Einklebens der Probenstücke in den Chipcarrier zurückzuführen<sup>63</sup>. Beide Proben zeigen, mit Ausnahme eines etwas größeren Abstandes zwischen erstem und zweitem Schalten im Winkelbereich  $\theta > 60^\circ$  und  $\theta < 120^\circ$  bei Probe #22; sehr ähnliches Verhalten, auch im Vergleich mit den Proben #18a und #18b.

### 5.4.7.3 Probenmaterial C060628C und C060628B – 100 und 200 nm

Die abschließenden Untersuchungen wurden an den (311)A-Probenmaterialien mit Schichtdicken von 100 nm (Probe #21) bzw. 200 nm (Probe #20) durchgeführt. In Abbildung 5.72 sind Hallmessungen an Probe #20 gezeigt. Beim Vergleich der durch die Zerlegung entstandenen Widerstandsanteile fällt auf, dass der AHE gegenüber dem GPHE betragsmäßig einen höheren Widerstandssprung aufweist. Die Ursache ist in den geringen Schichtwiderständen der untersuchten Proben zu suchen. Auch die 100-nm-Probe zeigt diese Charakteristik (Messungen nicht gezeigt). Daher weicht auch die Kurvenform der gemessenen B-feldabhängigen Hallwiderstände von den zuvor gezeigten Messungen ab. Erneut ermöglicht erst die Zerlegung in AHE und GPHE eine Interpretation der Messergebnisse.

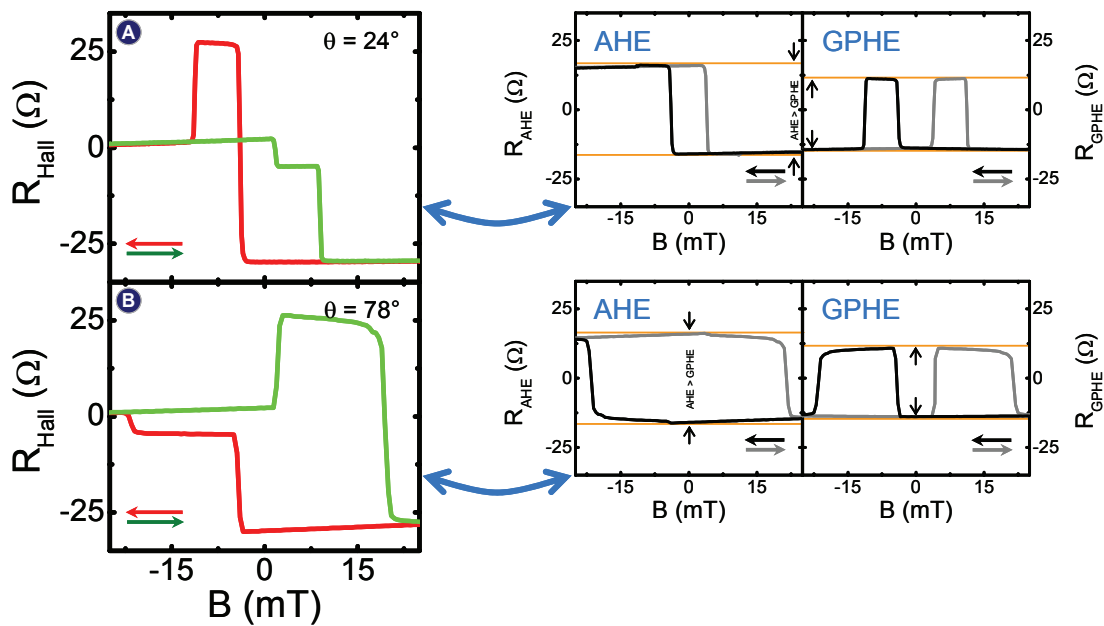


Abbildung 5.72: In plane Hallmessungen mit (A)  $\theta = 24^\circ$  und (B)  $\theta = 78^\circ$ . Die Messungen erfolgten an Probe #20 (C060628B) bei  $T = 4,2$  K,  $I = 100$  nA und  $\gamma = 0^\circ$ .

<sup>63</sup> Das Einkleben der fertig strukturierten Probe erfolgt „nur“ nach Augenmaß. Messungen im Lichtmikroskop ergaben, dass die Abweichungen sämtlicher Proben weniger als  $\pm 3^\circ$  betrugen. Wie der Abschnitt 5.4.6 dagegen zeigen konnte, spielen Abweichungen vom Winkel  $\gamma$  auf die Schaltfelder bei diesen Strukturgrößen keine Rolle. Der mechanische Aufbau des drehbaren Probenhalters führt ebenfalls zu beobachtbaren Winkelabweichungen.

Der abschließende Vergleich der winkelabhängigen Schaltfeldereignisse für beide Proben bestätigt auch hier weitgehend die bisher ermittelten Anisotropieeigenschaften für (311)A-(Ga,Mn)As:

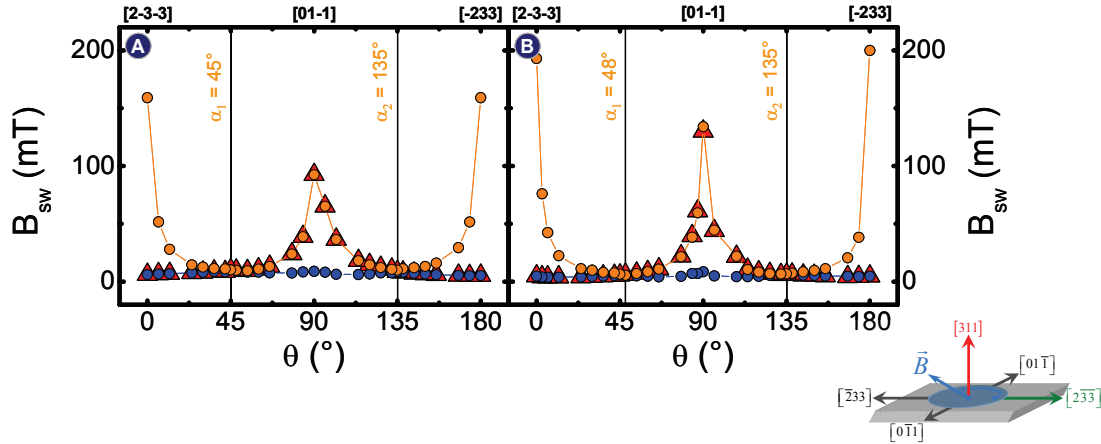


Abbildung 5.73: Winkelabhängige in plane Schaltfelder von (A) Probe #21 und (B) Probe #20 bei  $T = 4,2$  K.

Auch bei höheren Schichtdicken lässt sich feststellen, dass erstes und zweites Schalten bei  $B \parallel [2-3-3]$  bzw.  $B \parallel [-233]$  einen höheren Abstand aufweisen als bei  $\theta = 90^\circ$  (Richtung  $[01-1]$ ). Die qualitative Einschätzung, dass sich mit steigender Schichtdicke die Verhältnisse beider Schaltfeldereignisse zwischen  $\theta = 0^\circ$  bzw.  $\theta = 180^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$  dem Verhältnis Eins nähern, wird durch Abbildung 5.74(B) im nachfolgenden Abschnitt bestätigt. Dies lässt die Vermutung zu, dass mit steigenden Schichtdicken die Anisotropiekonstante  $2K_{UA}^{-233} / M$  an Dominanz verliert (siehe auch Abschnitt 5.4.7.1). Dies hat zur Folge, dass sich die Winkel der magnetisch leichten Achsen in Richtung  $45^\circ$  verschieben. So gilt für Probe #21:  $\alpha_1 = 45^\circ$  und  $\alpha_2 = 135^\circ$ . Für Probe #20 ergeben sich nach einer kleinen Korrektur (Symmetrie in der freien Energieoberfläche bedingt:  $\alpha_2 = 180^\circ - \alpha_1$ ) folgende Werte:  $\alpha_1 = 46,5^\circ$  und  $\alpha_2 = 133,5^\circ$ .

#### 5.4.7.4 Zusammenfassung – Schichtdickenabhängige magnetische Anisotropie von (311)A-(Ga,Mn)As

Die in Tabelle 2 im Abschnitt 5.1 aufgeführten Probenparameter enthalten auch Angaben zu Ladungsträgerkonzentrationen. Diese wurden bei senkrecht angelegtem Magnetfeld in klassischer Hallkonfiguration gemessen. In Abbildung 5.3(B) ist dabei deutlich der AHE erkennbar. Dieser und der in plane ermittelte AHE-Wert ermöglichen für sämtliche Messungen mit Hilfe von Gleichung (5.17) die Bestimmung des Winkels  $\beta'$ . Die Ergebnisse dieser Berechnung und der Winkel  $\alpha$  finden sich in der Abbildung 5.74(A). Zusätzlich wird auch das jeweilige Verhältnis:

$$\nu = \frac{B_{sw1}^{[01\bar{1}]}}{B_{sw2}^{[01\bar{1}]}} \cdot \frac{B_{sw1}^{[2\bar{3}\bar{3}]}}{B_{sw2}^{[2\bar{3}\bar{3}]}} \quad (5.24)$$

von erstem zu zweitem Schalten der Magnetisierung bei  $\theta = 0^\circ$  ( $[2-3-3]$ -Richtung) und

$\theta = 90^\circ$  ([01-1]-Richtung) in Abbildung 5.74(B) gezeigt. Der in Abbildung 5.74(A) aus den Messdaten berechnete Verlauf für den Winkel  $\alpha$  verdeutlicht, dass sich mit zunehmender Schichtdicke  $d$  die magnetisch leichten Achsen in Richtung  $45^\circ$  bezüglich der Bruchkanten des Probenmaterials bewegen. Es ist anzunehmen, dass der Anisotropie-term  $2K_{UA}^{-233} / M$  für sehr dicke Schichten verschwindet. Bestärkt wird diese Annahme auch vom  $\beta'$ -Winkelverlauf. Bei sehr dünnen Schichten liegen die magnetisch leichten Achsen nahe der (100)-Ebene, die sich um  $25,2^\circ$  verkippt zur (311)-Ebene befindet. Daher darf vermutet werden, dass mit steigender Schichtdicke  $d$  die Verspannung, die vom Wirtskristall (311)-GaAs ausgeht, an Einfluss verliert.

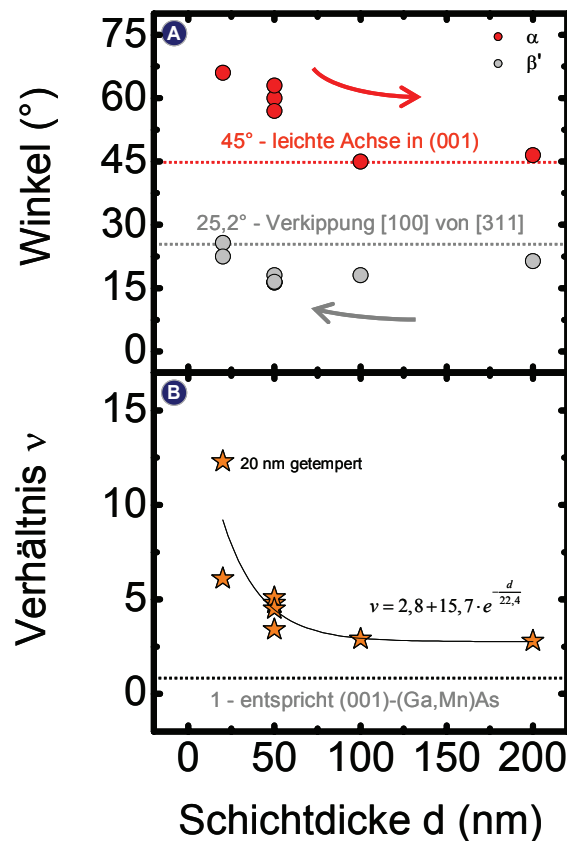


Abbildung 5.74: (A) von der Schichtdicke  $d$  abhängige Winkel  $\alpha$  und  $\beta'$ . (B) zeigt das mit Hilfe von Gleichung (5.24) berechnete schichtdickenabhängige Verhältnis der jeweiligen Schaltfelder. Die Angaben gelten für Temperaturen von  $T = 4,2$  K.

Ein weiteres sehr auffälliges Merkmal beim Vergleich aller in plane Messungen am (311)A-(Ga,Mn)As war das Verhältnis der beiden Schaltfelder für die Winkel  $\theta = 0^\circ$  und  $\theta = 90^\circ$ . Da für dieses Verhältnis in erster Linie der Anisotropieterm  $2K_{UA}^{-233} / M$  verantwortlich ist, bestätigt der Verlauf in Abbildung 5.74(B) die Vermutung, dass mit steigender Schichtdicke dieser Term an Einfluss verliert. Die Abbildung 5.73(A) und (B) deutete diesen Verlauf bereits an.

Eine absolute Aussage über herrschende magnetische Anisotropien in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $d$  kann abschließend nur durch weitere FMR-Messungen getroffen werden. Hinzu kommt, dass mit zunehmender Schichtdicke  $d$  ein Mangankonzentrationsgradient auf Grund des Wachstumsprozesses auftritt [107], [108]. Dieses Problem

wird deutlich beim Vergleich der Ladungsträgerkonzentrationen. Obwohl die 200-nm-Schicht (Probe #20) einen sehr geringen Widerstand  $R_{Sheet}$  aufweist (ähnliches gilt für die 100-nm-Probe #21), liegt die Ladungsträgerkonzentration im Vergleich mit den anderen Proben in Tabelle 2 weit unterhalb des Durchschnitts. Es ist davon auszugehen, dass die effektive Schichtdicke, die zum Transport beiträgt, wesentlich dünner ist, als es das Wachstumsprotokoll vermittelt.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hat sich mit drei umfangreichen Gebieten aktueller Forschungsschwerpunkte beschäftigt. Im Mittelpunkt der Untersuchungen standen Magnetotransportexperimente zur Charakterisierung magnetischer Anisotropien von (Ga,Mn)As bei tiefen Temperaturen ( $T = 4,2$  K). Es wurden sowohl Messungen an (001)- als auch an (311)A-(Ga,Mn)As-Proben vorgenommen. Dabei standen neben makroskopischen Hallbar- auch Nanostrukturen im Fokus der Untersuchungen. Neben der Eigenschaft von Anisotropien weniger hundert Nanometer breiter (Ga,Mn)As-Streifen wurden auch Zick-Zack-Strukturen für die Bestimmung von Domänenwandwiderständen vermessen. Der dritte Teil der Arbeit beschäftigte sich mit Anisotropieuntersuchungen am (311)A-(Ga,Mn)As. Die folgenden drei Abschnitte fassen die Ergebnisse noch einmal zusammen und geben einen Ausblick für weitere Arbeiten. Wenn nicht anders angegeben, gelten die Aussagen für Temperaturen von  $T = 4,2$  K.

### 6.1 Anisotropieuntersuchungen an (001)-(Ga,Mn)As

Bisherige Untersuchungen zu Anisotropien in (001)-(Ga,Mn)As beschränkten sich auf Messungen an größeren Hallbarstrukturen. Hierbei wurde stets von vierzähligen magnetischen in plane Anisotropien ausgegangen. Messungen an einer ungetemperten (001)-Schicht bestätigten diesen Verlauf. Es konnte gezeigt werden, dass der Ummagnetisierungsprozess anhand des GPHE vollständig erklärt werden kann. Für alle untersuchten Probenmaterialien wurden ebenfalls die Ladungsträgerkonzentrationen bestimmt. Hierbei wurde festgestellt, dass im (Ga,Mn)As der Skew-Scattering-Mechanismus als Erklärung für den AHE in Frage kommt. Durch Tempern einer (001)-(Ga,Mn)As-Probe konnten zum einen eine Erhöhung der Curie-Temperatur von  $T_C = 96$  K auf  $T_C = 152$  K und zum anderen eine Verdopplung der Ladungsträgerkonzentration  $p$  erzielt werden. Diese Erhöhung von  $p$  führte zu einer gravierenden Änderung der magnetischen Anisotropien, die sich im Widerstandsverlauf des GPHE wiederfanden. Für allgemeingültige Aussagen bedarf es allerdings weiterer Messungen. Als sehr hilfreich für die Bestimmung von Anisotropien hat sich in diesem Fall die Methode der FMR etabliert.

Durch Verkleinerung der (Ga,Mn)As-Strukturgrößen hinunter in den Bereich weniger hundert Nanometer konnte gezeigt werden, dass sich die Anisotropieeigenschaften des Bulkmaterials gezielt verändern lassen. In Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration wurde festgestellt, dass bei hinreichend großen Aspektverhältnissen von dünnen magnetischen (Ga,Mn)As-Streifen auf Grund einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie das magnetische Schaltverhalten maßgeblich beeinflusst wird. Dieses Ergebnis, das direkt aus Transportmessungen abgeleitet wurde, ist außerordentlich wichtig für weitere Experimente, bei denen z.B. die parallele und antiparallele Ausrichtung von zwei Magnetisierungsschichten in der Ebene im Vordergrund steht. Solche Experimente waren Gegenstand von Untersuchungen z.B. in [70], [72] und [73]. Hierbei wurden unterschiedlich große magnetische Inseln hergestellt, die über eine bzw. zwei Nanoeinschnürungen miteinander verbunden waren. U-I-Kennlinien dieser Devices konnten zeigen, dass die Nanoübergänge als Tunnelbarrieren arbeiteten (TMR-

Experimente, [70], [72] und [73]). Durch antiparallele Ausrichtung der Magnetisierung einzelner Bereiche auf Grund unterschiedlicher Koerzitivfelder konnten Halbleiterbauelemente realisiert werden, die Effekte von 4.000 Prozent und mehr bei tiefen Temperaturen ( $T = 1,4$  K) und sehr kleinen Bias-Spannungen zeigten. Typische AMR-Effekte im (Ga,Mn)As weisen im Vergleich hierzu maximal einen Wert von vier Prozent auf. Die Erkenntnisse zum Einfluss der Strukturgrößen auf die Anisotropie waren auch für die Untersuchungen zu Domänenwandwiderständen außerordentlich hilfreich.

## **6.2 Untersuchungen von Domänenwandwiderständen**

In ferromagnetischen Materialien können sich beim Ummagnetisierungsprozess Domänenwände bilden. Untersuchungen ergaben, dass hierdurch bedingt, Widerstandsänderungen auftreten. Die Literatur liefert Beispiele, die sowohl positive als auch negative Widerstandsänderungen aufweisen. Die Ursachen sind bisher nicht vollständig geklärt. Bei einem positiven Domänenwandwiderstandseffekt, so wie auch in dieser Arbeit beobachtet, spielen höchstwahrscheinlich Streumechanismen innerhalb der Wand eine wesentliche Rolle. Da in ferromagnetischen Materialien wie (Ga,Mn)As weitere, teils stark dominierende magnetische Effekte (AMR, NMR) zu beobachten sind, ist es schwierig, einen geeigneten Weg für eine erfolgreiche Messung zu finden. Ansätze, bestimmte Magnetisierungskonfigurationen mit Hilfe von unterschiedlichen Koerzitivfeldern zu erhalten, stellen eine Möglichkeit dar.

Da in dieser Arbeit gezeigt werden konnte, dass mittels Formgebung sehr schmaler (Ga,Mn)As-Streifen eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie das Umschaltverhalten beeinflusst, lag es nahe, die Domänenwandwiderstände mit Hilfe von Zick-Zack-Strukturen zu messen. Hierbei wechseln die einzelnen Streifenabschnitte jeweils um  $+90^\circ$  bzw.  $-90^\circ$  ihre Richtung. Im Berührungspunkt zweier Streifen kann sich je nach Ummagnetisierungsprozess (in Abhängigkeit vom Winkel des externen B-Feldes) eine Domänenwand ausbilden oder nicht. Da es sich um mehrere nanostrukturierte Streifen (Zick-Zacks, Anzahl  $z$ ) handelt, entspricht der Aufbau der Probe einer Reihenschaltung von mehreren Domänenwänden. Die Messungen wurden sowohl mit unterschiedlichen Domänenwandbreiten als auch an unterschiedlichen (Ga,Mn)As-Wachstumsproben mit jeweils 50 nm Schichtdicke durchgeführt. Sämtliche Messungen lieferten dabei einen positiven Domänenwandwiderstandseffekt von mehreren Ohm je Domänenwand. Die Beantwortung der Frage, ob sich innerhalb der Zick-Zack-Strukturen tatsächlich Domänenwände ausbilden, ist leider nicht möglich. Verantwortlich hierfür ist das Fehlen geeigneter bildgebender Messverfahren für Temperaturbereiche bis  $T = 4,2$  K, die von entsprechend kleinen magnetischen Flächen (ca.  $250 \times 250 \text{ nm}^2$ ) Streufelder von vorhandenen Domänenwänden sichtbar machen können (z.B. LT-MFM, LT-TEM). Daher konnte nur mit Hilfe von magnetfeldabhängigen Widerstandsmessungen ein mögliches Vorhandensein einer oder mehrerer Domänenwände nachgewiesen werden. In der Arbeit wurde versucht, den Einfluss des AMR-Effektes auf das Gesamtwiderstandsergebnis zu diskutieren. Dabei wurde gezeigt, dass der reale Strompfad der Zick-Zack-Struktur innerhalb der magnetischen Streifen und in Abhängigkeit von Streifenlänge und Zackenanzahl zu inhomogenen Stromdichten führt. Daher sollte ein Ziel weiterer Arbeiten das vollständige Eliminieren zusätzlicher magnetischer Widerstandsbeiträge sein. Eine Möglichkeit wäre das gezielte Verdrehen der Streifen, so dass der Fehlwinkel  $\beta$ , der zu einem messbaren AMR-Effekt führte,



vollständig kompensiert werden kann. Ferner sollte auch das „Sichtbarmachen“ der Domänen im Vordergrund weiterer Arbeiten stehen.

### 6.3 Anisotropieuntersuchungen an (311)A-(Ga,Mn)As

Bei Magnetotransportuntersuchungen spielt der AMR-Effekt in ferromagnetischen Materialien die entscheidende Rolle. Die Anisotropie des Widerstandes, also seine Abhängigkeit vom Winkel zwischen der Magnetisierung und dem Strompfad, ermöglicht es, Informationen über herrschende magnetische Anisotropien zu erhalten. Im Gegensatz zum (001)- besitzt das (311)A-(Ga,Mn)As bei tiefen Temperaturen eine Ebene magnetisch leichter Achsen, die sich nicht in der Probenebene befindet. Daher existiert im Bereich kleiner B-Felder eine senkrechte z-Komponente der Magnetisierung. Ähnlich der Messung in klassischer Hallanordnung kann bei magnetischen in plane Messungen ein AHE gemessen werden. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass der AHE dem GPHE, der, wie der AMR-Effekt auch, seine Ursache in der Spin-Bahn-Kopplung hat, überlagert ist. Das Separieren beider Widerstandsanteile ermöglichte eine sehr genaue Beschreibung des Ummagnetisierungsprozesses während eines Magnetfeldsweeps. Weiter wurde festgestellt, dass der Prozess der Ummagnetisierung nicht isotrop ist. Es konnte gezeigt werden, dass unter bestimmten Magnetfeldrichtungen der Prozess der Ummagnetisierung auf Grund herrschender magnetischer Anisotropien nicht über ein abruptes Schalten, sondern über ein Drehen der Magnetisierung erfolgt. Mit Hilfe der FMR-Messungen konnte der beobachtete Widerstandsverlauf, der auf eine Rotation von  $\vec{M}$  schließen lässt, anhand der magnetfeldabhängigen Lage von Energieminima auf der freien Energieoberfläche erklärt werden.

Die Methode der Ableitung der gemessenen B-feldabhängigen Hallwiderstände ermöglichte die genaue Bestimmung sämtlicher Schaltfelder. *Minor loops* bestätigten die Richtigkeit dieser Vorgehensweise. Da der Winkel zwischen Magnetisierung und Strompfad für die zu messende planare Hallspannung verantwortlich ist, wurde zusätzlich der Einfluss des Winkels zwischen Hallbar (Strompfad) und Kristallrichtung untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass zwar ein stromrichtungsabhängiger Hallwiderstandsverlauf vorliegt, die Schaltfelder der Magnetisierung aber nur von der Richtung des externen B-Feldes bezüglich der Kristallrichtung abhängen (wenn die Strukturen groß genug sind). Ferner wurde mit Hilfe von Längswiderstandsmessungen bestätigt, dass der AHE dem GPHE überlagert ist. Die zusätzlich erfolgten SQUID-Messungen halfen einerseits, temperaturabhängige Eigenschaften in den Transportmessungen zu verstehen und bestätigten andererseits die ermittelten Winkel der magnetisch leichten Achsen.

Die im letzten Abschnitt vorgestellten schichtdickenabhängigen in plane Messungen konnten zeigen, dass der Einfluss der Verspannung vom Wirtskristall in dickeren (Ga,Mn)As-Schichten abnimmt. In [22] wurde versucht, mit Hilfe der Magnetotransportdaten, die Anisotropieeigenschaften (Konstanten) zu bestimmen. Es zeigte sich, dass der Weg über die FMR (SQUID wäre ebenfalls möglich) für die Bestimmung von Anisotropieparametern letztendlich am sichersten ist. Die vorliegende Arbeit konnte anhand der qualitativen Widerstandsverläufe zeigen, wie der Ummagnetisierungsprozess innerhalb der (311)A-(Ga,Mn)As-Probe abläuft. Die Ergebnisse wurden mit Hilfe von SQUID-Daten untermauert. Auch die Temperaturabhängigkeit der Anisotropien konnte anhand der SQUID-Daten abgeschätzt werden.



## 6.4 Ausblick

Sämtliche Magnetotransportmessungen wurden mit Hilfe der Lock-In-Technik realisiert. Dies ermöglichte ein sehr rauschfreies Messen bei entsprechend kleinen Strömen. Trotz der Wechselstrommessung war unter Berücksichtigung des Phasenwinkels eine vorzeichenabhängige Hallmessung möglich. Die Hallmessungen mit einem senkrecht zur Probenoberfläche angelegten Magnetfeld bestätigten zweifelsfrei, dass im (Ga,Mn)As Löcher für den Transport zuständig sind.

Als problematisch erwiesen sich die Genauigkeit des mechanisch drehbaren Probenhalters und die (Eigen-)Hysterese des verwendeten Magnetsystems. Da aber in naher Zukunft ein 3D-Magnetsystem mit hinreichend hohem Magnetfeld, laut Spezifikation geringer Magnethysterese und für beliebige Raumrichtungen, am Lehrstuhl zur Verfügung stehen wird, ist ein Messen unter wesentlich geringeren Winkelabweichungen möglich. Die frei wählbare Orientierung des Magnetfeldes bezüglich der Probe erlaubt es, jede Kristallebene zu untersuchen. Der zeitliche Aufwand für die Messungen reduziert sich erheblich, da das mechanische Einstellen der Probenlage bezüglich des B-Feldes entfällt (Steuerung mittels PC).

Die Methode der qualitativen Beschreibung von Anisotropieeigenschaften mit Hilfe von Magnetotransportexperimenten konnte sowohl an (001)- als auch an (311)A-(Ga,Mn)As erfolgreich durchgeführt werden. Die Kombination von AHE (Indikator für die senkrechte Magnetisierungskomponente) und GPHE (Indikator für die in plane Magnetisierungskomponente) ermöglicht mit Hilfe von Hallwiderstandsmessungen eine nahezu eindeutige Charakterisierung der Anisotropien weiterer magnetischer Probenmaterialien (z.B. (511)-(Ga,Mn)As).

Bei ersten Untersuchungen an einem (110)-(Ga,Mn)As-Probenstück konnten die Erfahrungen aus den Experimenten am (311)A-(Ga,Mn)As bereits angewandt werden. Die Ergebnisse finden sich im Anhang dieser Arbeit.

## 7 Anhang

### 7.1 Anisotropieuntersuchungen an (110)-(Ga,Mn)As

Bei ersten Anisotropieuntersuchungen an ferromagnetischen (110)-(Ga,Mn)As-Proben in Abbildung 7.1 (C060526A, siehe auch Tabelle 1; Wachstumseigenschaften werden in [109] vorgestellt) wurden die Erfahrungen zur Analyse der Magnetotransportdaten am (311)-(Ga,Mn)As erneut angewandt. Bei geeigneter Strompfadwahl ( $\gamma = 0^\circ$  in Abbildung 7.1 bezüglich der typischen Bruchkante  $[-110]$ ) war es möglich, den GPHE fast vollständig in den B-feldabhängigen Messungen zu unterdrücken. Lediglich ein sehr hoher AHE ist unter bestimmten Winkeln  $\theta$  noch beobachtbar.

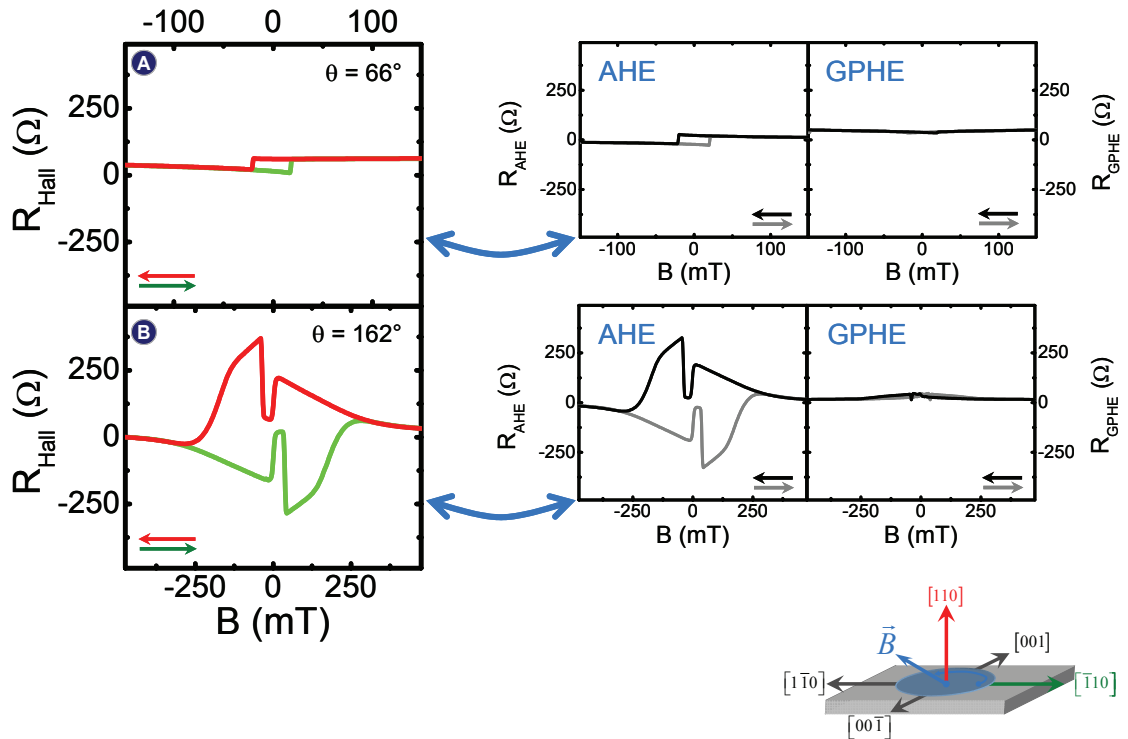


Abbildung 7.1: Hallwiderstandsmessungen am (110)-(Ga,Mn)As (C060526A) bei  $\theta = 66^\circ$  (A) und  $\theta = 162^\circ$  (B). Zusätzlich werden die extrahierten AHE- und GPHE-Widerstandsanteile gezeigt. Der Referenzwinkel  $\theta = 0^\circ$  zeigt entlang der  $[-110]$ -Bruchkante (grüner Pfeil). Die Messungen ( $\gamma = 0^\circ$ ) erfolgten bei  $T = 4,2$  K und  $I = 100$  nA.

Auch hier halfen die Ergebnisse der FMR-Messungen, um zum Verständnis der magnetischen Anisotropien beizutragen. Die freie Energieoberfläche in Abbildung 7.2(A) zeigt, dass eine rein magnetisch kubische Anisotropie mit leichten Achsen in Richtung  $\langle 100 \rangle$  vorherrscht. Für (110)-(Ga,Mn)As bedeutet dies, dass sich zum einen eine der drei magnetisch leichten Achsen in der (110)-Ebene entlang der  $[001]$ -Richtung befindet und zusätzlich zwei weitere Achsen, um  $45^\circ$  gedreht, aus der Probenoberfläche in Richtung  $[100]$  bzw.  $[010]$  zeigen.

In der Abbildung 7.2(B) sind die drei magnetisch leichten Achsen für den (110)-Kristall gezeigt (blau):

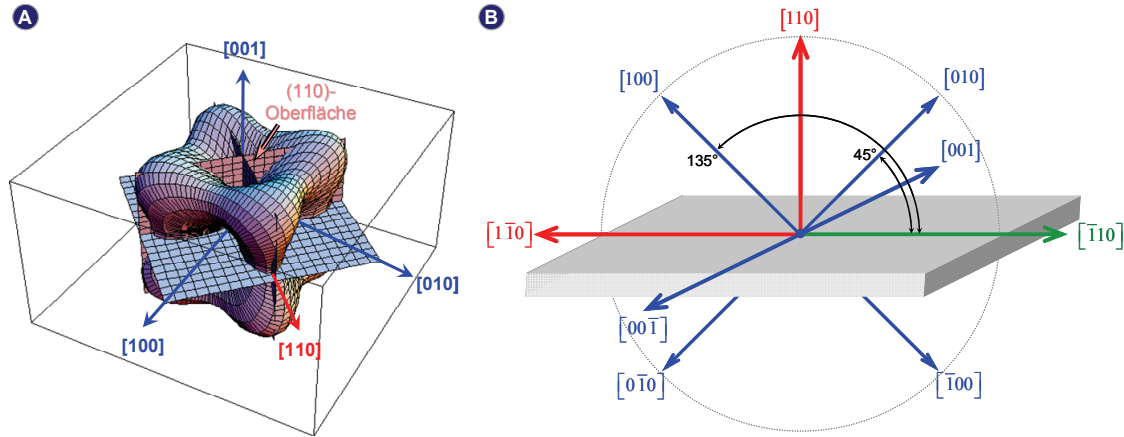


Abbildung 7.2: (A) Ergebnis der FMR-Daten: Freie Energieoberfläche der (110)-(Ga,Mn)As-Probe (C060526A). Die  $\langle 100 \rangle$ -Richtungen stellen die drei magnetisch leichten Achsen dar (energetische Minima). Die Wachstumsrichtung  $[110]$  ist rot dargestellt. FMR-Daten aus [60]. (B) Zeigt die Lage der Kristallrichtungen der (110)-Probe. Die blauen  $\langle 100 \rangle$ -Achsen stellen die magnetisch leichten Richtungen dar. Referenz:  $[-110]$ -Richtung (grün).

Ähnlich der Beschreibung für (311)A-(Ga,Mn)As kann jetzt der Ummagnetisierungsprozess für das (110)-(Ga,Mn)As erklärt werden. Bei der Messung mit  $\theta = 66^\circ$  in Abbildung 7.1(A) wird deutlich, dass die Magnetisierung einmal um insgesamt  $180^\circ$  entlang der leichten  $[001]$ -Achse, die sich innerhalb der Probenebene befindet, springen muss.

Zunächst sei jedoch angenommen, dass die Magnetisierung noch vor  $B = 0$  T in die  $[001]$ -Richtung dreht (Abbildung 7.3-I). Da hierdurch die Winkel  $\varphi = 90^\circ$  und  $\Phi \approx 0^\circ$  betragen, sind sowohl ein AHE als auch ein GPHE nicht feststellbar.

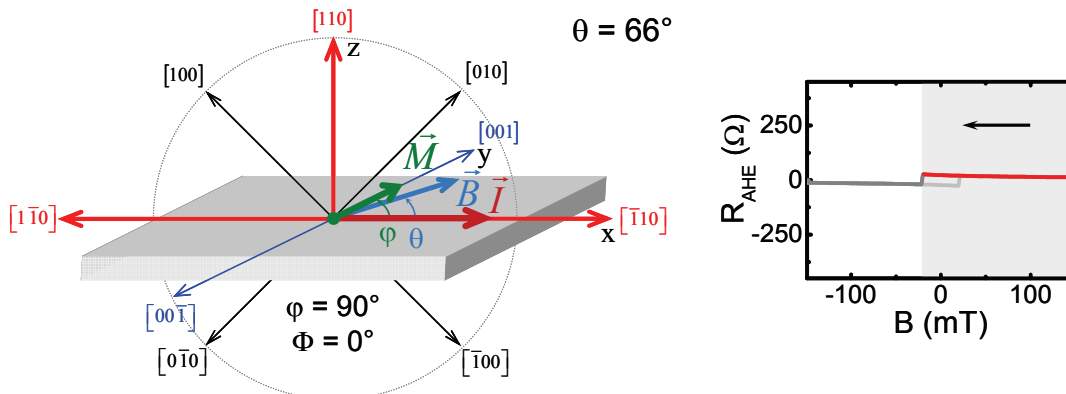


Abbildung 7.3-I: Lage der Magnetisierung vor dem ersten Schalten ( $\theta = 66^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ,  $\Phi = 0^\circ$ ).

Wird das B-Feld negativ, so dreht die Magnetisierung um  $180^\circ$  und es ist ein kleiner Sprung im Hallwiderstand beobachtbar (Abbildung 7.3-II, I.). Zwar lieferten die FMR-Messungen eine rein kubische Anisotropie, es ist aber nicht auszuschließen, dass das

verwendete Probenstück zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie aufweist. Dies würde zu einer Abweichung von der magnetisch leichten Achse  $[001]$  aus der Ebene und damit zu einem beobachtbaren AHE auf Grund einer endlichen Magnetisierungskomponente in z-Richtung führen. Mit Hilfe von Gleichung (5.18) kann ein Winkel von  $\Phi \approx 3^\circ$  abgeschätzt werden. Nach dem Sprung der Magnetisierung ergibt sich folgendes Bild:

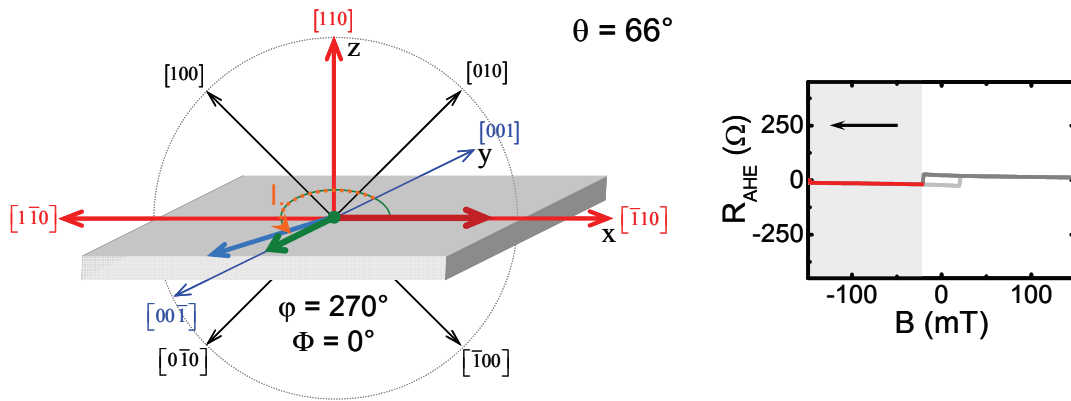


Abbildung 7.3-II: Lage der Magnetisierung nach dem ersten Schalten ( $\varphi = 270^\circ$ ,  $\Phi = 0^\circ$ ).

Die Magnetisierung zeigt jetzt in die  $[00-1]$ -Richtung und es gilt:  $\varphi = 270^\circ$  und  $\Phi \approx 0^\circ$ .

Für einen Winkel  $\theta = 162^\circ$  in Abbildung 7.1(B) sieht der Verlauf der Ummagnetisierung zunächst wesentlich komplizierter aus. Auf Grund der herrschenden Anisotropien dreht die Magnetisierung noch vor  $B = 0$  T aus der Ebene in die  $[100]$ -Richtung (Abbildung 7.4-I) und ein positiver AHE wird erkennbar ( $\Phi = 45^\circ$ ). Da aber dann der Winkel  $\varphi = 180^\circ$  beträgt, ist kein GPHE beobachtbar:

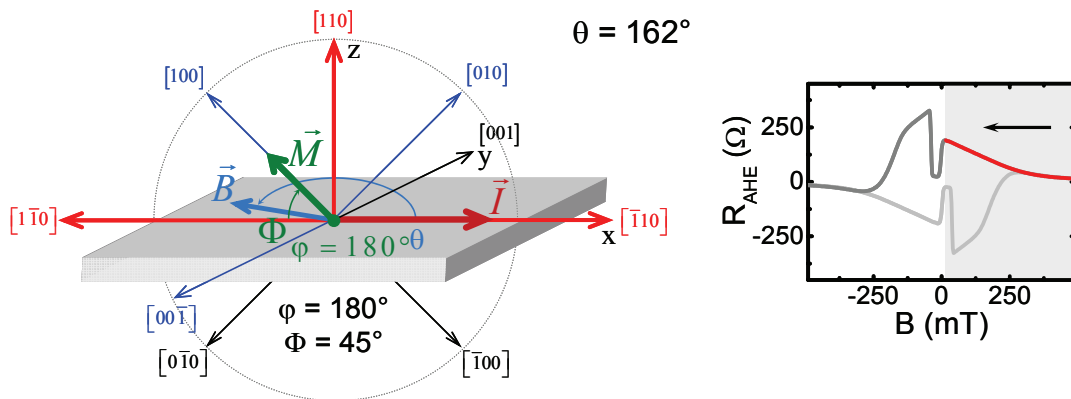


Abbildung 7.4-I: Lage der Magnetisierung vor dem ersten Schalten ( $\theta = 162^\circ$ ,  $\varphi = 180^\circ$ ,  $\Phi = 45^\circ$ ).

Nach Änderung der B-Feldrichtung springt die Magnetisierung nicht direkt in die  $[010]$ -Richtung, sondern zunächst nach  $[00-1]$ , also in die  $(110)$ -Ebene (Abbildung 7.4-II, I.). In diesem Fall verschwindet der AHE-Widerstandsbeitrag nahezu ( $\Phi \approx 0^\circ$ ), ein GPHE ist ebenfalls nicht beobachtbar, da  $\varphi = 270^\circ$  beträgt.



## 7.2 Publikationsliste

(2003)

- T. Leeb, M. Döppe, D. Weiss, W. Wegscheider, D. Schuh, M. Bichler und G. Abstreiter: *ZnMnSe-Spinaligner on GaAs/AlGaAs-Heterostructures*, Poster DPG Frühjahrstagung – Dresden.

(2004)

- M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, K. Wagenhuber, P. Tranitz, W. Wegscheider und D. Weiss: *Growth and Characterization of (Ga,Mn)As on GaAs (001) and (311)A*, DPG Frühjahrstagung – Regensburg.
- T. Leeb, M. Döppe, M. Reinwald, P. Tranitz, D. Weiss, W. Wegscheider, P. Grabs, G. Schmidt und L. Molenkamp: *ZnMnSe-Spinaligner on inverted-GaAs/AlGaAs-2DEGs*, DPG Frühjahrstagung – Regensburg.
- M. Döppe, U. Wurstbauer, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransportuntersuchungen an (331)A-(Ga,Mn)As*, Poster DPG Frühjahrstagung – Regensburg.

(2005)

- M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, W. Kipferl, K. Wagenhuber, H.-P. Tranitz, D. Weiss und W. Wegscheider: *Growth of (Ga,Mn)As on GaAs(001) and (311)A in a high-mobility MBE system*, Journal of Crystal Growth **278**, 690–694 (2005).
- M. Schlapps, M. Döppe, T. Feil, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransport through nanoscale constrictions in ferromagnetic (001)-(Ga,Mn)As*, DPG Frühjahrstagung – Berlin.
- M. Döppe, U. Wurstbauer, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransport experiments in (311)A-(Ga,Mn)As*, DPG Frühjahrstagung – Berlin.
- M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, C. Bihler, H. Huebl, S. T. B. Gönnewein, M. Brandt, D. Weiss und W. Wegscheider: *Anisotropy Analysis of (Ga,Mn)As on GaAs (001) and (311)A by Magnetotransport and Ferromagnetic Resonance*, DPG Frühjahrstagung – Berlin.
- M. Schlapps, M. Döppe, T. Feil, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransport through nanoscale constrictions in ferromagnetic (001)-(Ga,Mn)As*, Poster DPG Frühjahrstagung – Berlin.

- M. Schlapps, M. Döppe, T. Feil, K. Wagner, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Anisotropic Magnetoresistance in (Ga,Mn)As nanoconstrictions*, Poster 50<sup>th</sup>. conference on magnetism and magnetic materials (MMM) – San Jose, CA.
- M. Döppe, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransport experiments in (311)A-(Ga,Mn)As*, Poster 50<sup>th</sup>. conference on magnetism and magnetic materials (MMM) – San Jose, CA.

(2006)

- R. R. Gareev, Yu. V. Bugoslavsky, R. Schreiber, A. Paul, M. Sperl und M. Döppe: *Carrier-induced ferromagnetism in Ge(MnFe) magnetic semiconductor thin-film structures*, Appl. Phys. Lett **88**, 222508.
- J. Sadowski, R. R. Gareev, M. Döppe, M. Sperl, G. Bayreuther, W. Wegscheider, D. Weiss, F. Terki, S. Charar: *Magnetotransport properties of ultrathin GaMnAs layers*, E-MRS Fall Meeting.
- M. Schlapps, M. Döppe, K. Wagner, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss: *Transport through (Ga,Mn)As nanoconstrictions*, phys. stat. sol. (a) **203**, No. 14.
- C. Bihler, H. Huebl, M. S. Brandt, S. T. B. Gönnerwein, M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, D. Weiss und W. Wegscheider: *Magnetic anisotropy of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As thin films on GaAs (311)A probed by ferromagnetic resonance*, Appl. Phys. Lett **89**, 012507.
- U. Wurstbauer, M. Reinwald, M. Döppe, D. Schuh, D. Weiss und W. Wegscheider: *Magnetotransport of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As on (001) and (311)A GaAs*, Poster DPG Frühjahrstagung – Dresden.
- C. Bihler, H. Huebl, D. Schlosser, M. Brandt, S. T. B. Gönnerwein, M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, D. Weiss und W. Wegscheider: *Magnetic Anisotropy of Ga<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>As on GaAs (311)A*, DPG Frühjahrstagung – Dresden.

(2007)

- R. R. Gareev, M. Döppe, J. Sadowski, W. Wegscheider und D. Weiss: *Giant anisotropic magnetoresistance in ultrathin GaMnAs films*, 10<sup>th</sup> Joint MMM/Intermag – Baltimore, MD.
- M. Schlapps, M. Döppe, S. Geißler, T. Imlohn, J. Sadowski, W. Wegscheider und D. Weiss: *Magnetotransport through nanoscale constrictions in ferromagnetic (001)-(Ga,Mn)As*, DPG Frühjahrstagung – Regensburg.
- R. R. Gareev, M. Döppe, M. Schlapps, J. Sadowski, M. Sperl, G. Bayreuther, W. Wegscheider und D. Weiss: *Giant anisotropic magnetoresistance in ultrathin (Ga,Mn)As films*, DPG Frühjahrstagung – Regensburg.



### 7.3 Literaturverzeichnis

- [1] Gordon E. Moore: *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **38**, Number 8, April 19, (1965).
- [2] S. Datta and B. Das: *Electronic analog of the electro-optic modulator*, App. Phys. Lett. **56**, 665 (1990).
- [3] H. Ohno; A. Shenand and F. Matsukura; A.Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto and Y. Iye: *(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*, Appl. Phys. Lett. **69**, 363 (1996).
- [4] H. Ohno: *Making Nonmagnetic Semiconductor Ferromagnetic*, Science **281** (1998).
- [5] K. Y. Wang: *Magnetism in (Ga,Mn)As thin films with  $T_C$  up to 173K*, AIP Conference Proceedings **772**, 333 (2005).
- [6] C. Rüster, T. Borzenko, C. Gould, G. Schmidt and L. W. Molenkamp; X. Liu, T. J. Wojtowicz and J. K. Furdyna; Z. G. Yu and M. E. Flatte: *Very Large Magnetoresistance in Lateral Ferromagnetic (Ga,Mn)As Wires with Nanoconstrictions*, Phys. Rev. Lett. **91**, 216602 (Nov. 2003).
- [7] W. Nolting: *Quantentheorie des Magnetismus Teil 1*, Teubner Verlag Stuttgart (1986).
- [8] M. Opel: *Magnetismus*, Vorlesungsskript TU München (2004).
- [9] J. B. Goodenough: *Magnetism and Chemical Bond*, John Wiley and Sons, New York (1963).
- [10] K. I. Kugel and D. I. Khomskii: *The Jahn-Teller effect and magnetism: transition metal compounds*, Sov. Phy. Usp. **25** (4), 231-256 (1982).
- [11] C. Zener: *Interaction between the d-Shells in the Transition Metals. II. Ferromagnetic Compounds of Manganese with Perovskite Structure*, Phys. Rev. **82**, 403–405 (1951).
- [12] P. W. Anderson, Murray Hill and H. Hasegawa: *Considerations on Double Exchange*, Phys. Rev. **100**, 675–681 (1955).
- [13] P. G. de Gennes: *Effects of Double Exchange in Magnetic Crystals*, Phys. Rev. **118**, 141–154 (1960).
- [14] H. Ohno, F. Matsukura, T. Omiya and N. Akiba: *Spin-dependent tunneling and properties of ferromagnetic Ga,MnAs invited*, Journal of Applied Physics **85**, 8-4277 (1999).

- [15] Ch. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*, 12. Auflage, R. Oldenbourg Verlag München (1999).
- [16] N. F. Mott: *Electrons in transition metals*, Advances in Physics **13** (51), 325-422 (1964).
- [17] I. A. Campbell, A. Fert: *Ferromagnetic Materials*, edited by E. P. Wohlfarth (North-Holland, Amsterdam, 1982), Vol 3 747 (1982).
- [18] Ch. E. Mortimer: *Chemie* 5. Aufl., Georg Thieme Verlag Stuttgart, S. 484 (1987).
- [19] I. A. Campbell, A. Fert and O. Jaoul: *The spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys*, J. Phys. C: Solid State Phys. **3**, 95 (1969).
- [20] H. Ebert and A. Vernes; John Banhart: *Anisotropic electrical resistivity of ferromagnetic Co-Pd and Co-Pt alloys*, Phys. Rev. B **54**, 8479 (1996).
- [21] J. P. Pan, *Solid State Physics*, edited by F. Seitz and D. Turnbull, Academic – New York, Vol.5 1–96 (1957).
- [22] W. Limmer, M. Glunk, J. Daeubler, T. Hummel, W. Schoch and R. Sauer; C. Bihler, H. Huebl and M. S. Brandt; S. T. B. Goennenwein: *Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (113)A-oriented (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **74**, 205205 (2006).
- [23] J. Smit: *The spontaneous Hall effect in ferromagnetics I*, Physica **21**, 877 (1955).
- [24] P. Wagner, I. Gordon, L. Trappeniers, J. Vanacken, F. Herlach, V. V. Moshchalkov and Y. Bruynseraede: *Spin Dependent Hopping and Colossal Negative Magnetoresistance in Epitaxial of  $Nd_{0.52}Sr_{0.48}MnO_3$  Films in Fields up to 50 T*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3980 (1998).
- [25] P. Wagner, I. Gordon, A. Vantomme, D. Dierickx, M. J. van Bael; V. V. Moshchalkov and Y. Bruynseraede: *Carrier density variation in films of  $Nd_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$* , Europhys. Lett. **41**, 49 (1998).
- [26] R. Karplus and J. M. Luttinger: *Hall Effect in Ferromagnetics*, Phys. Rev. **95**, 1154 (1954).
- [27] R. Gross und A. Marx: *Grundlagen der Magnetoelektronik*, Vorlesungsskript (WS 2000/2001) TU München, Garching, (2004).
- [28] P. Nozières and C. Lewiner et al.: *A simple theory of the anomalous Hall effect in semiconductors*, Journal de Physique **34**, 901 (1973).
- [29] L. Berger: *Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets*, Phys. Rev. B **2**, 4559 (1970).

- [30] Bergmann · Schaefer: *Lehrbuch der Experimentalphysik*, Band 6; Berlin – New York, de Gryter (1992).
- [31] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, A. Segmüller, L. L. Chang and L. Esaki: *Diluted magnetic III-V semiconductors*, Phys. Rev. Lett **63**, 1849 (1989).
- [32] A. Van Esch; L. Van Bockstal; J. De Boeck; G. Verbanck; A. S. van Steenbergen; P. J. Wellmann; B. Grietens; R. Bogaerts and F. Herlach; G. Borghs: *Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Phys. Rev. B **56**, 20 (1997).
- [33] K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion, A. C. Neumann, C. T. Foxon, B. L. Gallagher and P. C. Main: *Hall effect and hole densities in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Appl. Phys. Lett. **81**, 163010 (2002).
- [34] F. Matsukura, H. Ohno, A. Shen and Y. Sugawara: *Transport properties and origin of ferromagnetism in  $(Ga,Mn)As$* , Phys. Rev. B **57**, Vol. 4 2037 (1998).
- [35] T. Foxon: *International Workshop on Spin Phenomena in Reduced Dimensions*, Regensburg (2005).
- [36] T. Dietl; H. Ohno and F. Matsukura: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*, Phys. Rev. B **63**, 195205-1 (2001).
- [37] Y. Satho, D. Okazawa, A. Nagashima, J. Yoshino: *Carrier concentration dependence of electronic and magnetic properties of Sn-doped  $GaMnAs$* , Physica E **10**, 196 (2001).
- [38] J. Okabayashi; A. Kimura; O. Rader, T. Mizokawa and A. Fujimori; T. Hayashi and M. Tanaka: *Core-level photoemission study of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Phys. Rev. B **58**, R4211 (1998).
- [39] H. Ohldag, V. Solinus and F. U. Hillebrecht; J. B. Goedkoop and M. Finazzi; F. Matsukura and H. Ohno: *Magnetic moment of Mn in the ferromagnetic semiconductor  $(Ga_{0.98}, Mn_{0.02})As$* , Appl. Phys. Lett. **76**, 2928 (2000).
- [40] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, N. R. S. Farley, and C. T. Foxon; M. Sawicki, P. Boguslawski and T. Dietl: *Influence of the Mn interstitial on the magnetic and transport properties of  $(Ga,Mn)As$* , Appl. Phys. **95**, 6512 (2004).
- [41] K. M. Yu and W. Walukiewicz; T. Wojtowicz; W. L. Lim, X. Liu, U. Bindley, M. Dobrowolska and J. K. Furdyna: *Curie temperature limit in ferromagnetic  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Phys. Rev. B, 041308 (2003).
- [42] T. Dietl; H. Ohno and F. Matsukura: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*, Phys. Rev. B **63**, 195205 (2001).

- [43] F. Matsukura, M. Sawicki, T. Dietl, D. Chiba, H. Ohno: *Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain*, Physica E **21**, 1032 (2004).
- [44] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno and K. Ohatni: *Electric-field control of ferromagnetism*, Nature **408**, 944 (2000)
- [45] D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura, H. Ohno: *Electrical Manipulation of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic Semiconductor*, Science **301**, 943 (2003).
- [46] Vorlesung G. Schmidt (Universität Würzburg): *Spininjektion und spinpolarisierter Transport in Halbleitern* (2003).
- [47] U. Welp and V. K. Vlasko-Vlasov; X.Liu and J. K. Furdyna; T. Wojtowicz: *Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$* , Phys. Rev. Lett. **90**, 167206 (2003).
- [48] K. Sato, M. Shikida and Y. Matsushima: *Characterization of anisotropic etching properties of single-crystal silicon: Effects of KOH concentration on etching profiles*, proceedings of IEEE Micro Electro Mechanical Systems Workshop, Nagoya - Japan, pp. 406-411 (1997).
- [49] L. J. van der Pauw: *A method of measuring specific resistivity and Hall effects of discs of arbitrary shape*, Philips Res. Repts. **13**, 1-9 (1958).
- [50] W. K. Chan: *On the calculation of the geometric factor in a van der Pauw sheet resistance measurement*, Rev. of Scientific Instr. **71**, 10 (2000).
- [51] J. H. Scofield: *A Frequency-Domain Description of a Lock-in Amplifier*, American Journal of Physics **62** (2), 129-133 (1994).
- [52] W. Kipferl: *Spinwellenanregungen in ferromagnetischen ultradünnen epitaktischen Fe-Schichten und Nanostrukturen*, Dissertation – Universität Regensburg (2004).
- [53] J. Clarke and A. I. Braginski: *The SQUID Handbook: Applications of SQUIDS and SQUID Systems, Volume II*, Wiley-VCH, Weinheim, Germany (2006).
- [54] V. K. Arkad'yev, Annalen der Physik **58**, 105 (1919).
- [55] S. Chikazumi: *Physics of Magnetism*, John Wiley & Sons, New York (1964).
- [56] J. Smit and H. P. J. Wijn, Adv. Electron. Electron Phys. **6**, 70 (1954).
- [57] J. Smit and H. G. Beljers, Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).
- [58] S. T. B. Gönnerwein: *Two-Dimensional Electron Gases and Ferromagnetic Semiconductors: Materials for Spintronics*, Dissertation – TU München (2003).

- [59] C. Bihler, M. Kraus, H. Huebl and M. S. Brandt; S. T. B. Goennenwein and M. Opel; M. A. Scarpulla, P. R. Stone, R. Farshchi and O. D. Dubon: *Magnetocrystalline anisotropy and magnetization reversal in  $Ga_{1-x}Mn_xP$  synthesized by ion implantation and pulsed-laser melting*, Phys. Rev. B **75**, 214419 (2007).
- [60] FMR-Daten und Simulationen von C. Bihler, WSI München (2007)
- [61] H. T. He, C. L. Yang, W. K. Ge and J. N. Wang; X. Dai; Y. Q. Wang: *Resistivity minima and Kondo effect in ferromagnetic GaMnAs films*, Appl. Phys. Lett. **87**, 162506 (2005).
- [62] D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler, U. Wurstbauer, J. Sadowski, W. Wegscheider and D. Weiss: *Weak localization in ferromagnetic (Ga,Mn)As nanostructures*, cond-mat/0703053 (2007).
- [63] T. Omiya, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Sakon, M. Motokawa and H. Ohno: *Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As investigated at low temperature and high magnetic field*, Physica E **7**, 976-980 (2000).
- [64] D. Neumaier: *Quanteninterferenzeffekte in ferromagnetischen Halbleitern*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2006).
- [65] K. Wagner, D. Neumaier, M. Reinwald, W. Wegscheider and D. Weiss: *Dephasing in (Ga,Mn)As Nanowires and Rings*, Phys. Rev. Lett **97**, 056803 (2006).
- [66] M. Reinwald: *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem (Ga,-n)As auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche*, Dissertation – Universität Regensburg (2005).
- [67] C. Bihler, H. Huebl and M. S. Brandt; S. T. B. Goennenwein; M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, D. Weiss and W. Wegscheider: *Magnetic anisotropy of  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  thin films on GaAs (311)A probed by ferromagnetic resonance*, Appl. Phys. Lett. **89**, 012507 (2006).
- [68] H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom and M. L. Roukes: *Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices*, Phys. Rev. Lett. **90**, 107201 (2003).
- [69] S. T. B. Goennenwein, S. Russo, A. F. Morpurgo and T. M. Klapwijk; W. Van Roy and J. De Boeck: *Quantitative study of magnetotransport through a (Ga,Mn)As single ferromagnetic domain*, Phys. Rev. B. **71**, 193306 (2005).
- [70] M. Schlapps: *Transportexperimente an nanostrukturierten (Ga,Mn)As-Schichten*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2005).
- [71] B. Mittermaier: *Magnetotransport in (Ga,Mn)As-Mikrostrukturen*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2006).

- [72] T. Imlohn: *Untersuchungen zum Magnetowiderstand in (Ga,Mn)As-Nanostrukturen*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2006).
- [73] S. Geißler: *Millikelvin-Transportexperimente an GaMnAs-Strukturen*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2006).
- [74] R. P. Cowburn, S. J. Gray and J. A. C. Bland: *Multijump Magnetic Switching in In-Plane Magnetized Ultrathin Epitaxial Ag/Fe/Ag(001) Films*, Phys. Rev. Lett. **79**, 20-4018 (1997).
- [75] D. Y. Shin, S. J. Chung and Sanghoon Lee; X. Liu and J. K. Furdyna: *Stable Multidomain Structures Formed in the Process of Magnetization Reversal in GaMnAs Ferromagnetic Semiconductor Thin Films*, Phys. Rev. Lett. **98**, 04-7201 (2007).
- [76] K. Hamaya, R. Moriya, A. Oiwa, T. Taniyama, Y. Kitamoto, Y. Yamazaki and H. Munekata: *Contribution of Shape Anisotropy to the Magnetic Configuration of (Ga, Mn)As*, Japanese J. of Appl. Phys. **43**, No. 2B L 307 (2004).
- [77] J. Wensch et al.: *Control of magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As by lithography-induced strain relaxation*, cond-mat/0701479v1 (2007).
- [78] M. Sawicki: *persönliche Mitteilung*, Warschau (2007).
- [79] K. Pappert: *persönliche Mitteilung*, Universität Würzburg (2007).
- [80] H. X. Tang, S. Masmanidis, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom and M. L. Roukes: *Negative intrinsic resistivity of an individual domainwall in epitaxial (Ga,Mn)As microdevices*, letters to nature Vol. **431**, (2004).
- [81] H. X. Tang and M. L. Roukes: *Electrical transport across an individual magnetic domain wall in (Ga,Mn)As microdevices*, Phys. Rev. B **70**, 205213 (2004).
- [82] J. Honolka, S. Masmanidis, H. X. Tang and M. L. Roukes; D. D. Awschalom: *Domain-wall dynamics at micropatterned constrictions in ferromagnetic Ga,MnAs epilayers*, Journal of Appl. Physics **97**, 063903 (2005).
- [83] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura and H. Ohno: *Current-induced domain-wall switching in a ferromagnetic semiconductor structure*, letters to nature Vol. **428** (2004).
- [84] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, T. Dietl and H. Ohno: *Velocity of Domain-Wall Motion Induced by Electrical Current in the Ferromagnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. **96**, 096601 (2006).
- [85] D. Chiba, M. Yamanouchi, F. Matsukura, T. Dietl and H. Ohno: *Domain-Wall Resistance in Ferromagnetic (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. **96**, 096602 (2006).



- [86] T. Taniyama, I. Nakatani, T. Namikawa and Y. Yamazaki: *Resistivity due to Domain Walls in Co-Zigzag Wires*, Phys. Rev. Lett. **82**, 13-2780 (1999).
- [87] U. Rüdiger, J. Yu and A. D. Kent; S.S.P.Parkin: *Magnetoresistance due to domain walls in an epitaxial microfabricated Fe wire*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1298 (1998).
- [88] U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang and A. D. Kent; S. S. P. Parkin: *Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires*, Phys. Rev. Lett. **80**, 25-5639 (1998).
- [89] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger and S. S. P. Parkin: *Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures*, J. Phys. Condens. Matter **13** R461–R488 (2001).
- [90] L. Berger: *Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets*, Journal of Appl. Physics. **49**, 2156-2161 (1978).
- [91] M. Viret, D. Vignoles, D. Cole and J. M. D. Coey; W. Allen, D. S. Daniel and J. F. Gregg: *Spin scattering in ferromagnetic thin films*, Phys. Rev. B **53**, 8464-8468 (1996).
- [92] P. M. Levy and S. Zhang: *Resistivity due to Domain Wall Scattering*, Phys. Rev. Lett. **79**, 5110-5113 (1997).
- [93] K. Wagner: *Transportexperimente an ferromagnetischen Nanostrukturen*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2000).
- [94] T. Haug: *Simultaneous Transport Measurements and Highly Resolved Domain Observation of Ferromagnetic Nanostructures*, Dissertation – Universität Regensburg (2006).
- [95] M. Reinwald, U. Wurstbauer, M. Döppe, W. Kipferl, K. Wagenhuber, H.-P. Tranitz, D. Weiss and W. Wegscheider: *Growth of (Ga,Mn)As on GaAs(001) and (311)A in a high-mobility MBE system*, Journal of Crystal Growth **278**, 690–694 (2005).
- [96] T.Omiya, F. Matsukura, A. Shen, Y. Ohno and H. Ohno: *Magnetotransport-properties of (Ga,Mn)As grown on GaAs (411)A substrates*, Physica E **10**, 206 (2001).
- [97] J. Daeubler, M. Glunk, W. Schoch, W. Limmer and R. Sauer: *Lattice parameter and hole density of (Ga,Mn)As on GaAs(311)A*, Appl. Phys. Lett. **88**, 05-1904 (2006).
- [98] U. Wurstbauer: *Untersuchungen am verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As*, Diplomarbeit an der Universität Regensburg (2004).
- [99] G. Schmidt and L. W. Molenkamp: *Spininjection into semiconductors, physics and experiments*, Semicond. Sci. Technol. **17**, 310–321 (2002).



- [100] E. Johnston-Halperin, D. Lofgreen, R. K. Kawakami, D. K. Young, L. Coldren, A. C. Gossard and D. D. Awschalom: *Spin-polarized Zener tunneling in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **65**, 041306 (2002).
- [101] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, L. X. Zhao, M. Sawicki, R. P. Campion, B. L. Gallagher and C. T. Foxon: *(Ga,Mn)As grown on (311) GaAs substrates: Modified Mn incorporation and magnetic anisotropies*, Phys. Rev. B **72**, 115207 (2005).
- [102] M. Sawicki: *persönliche Mitteilung*, Warschau (2007).
- [103] M. Sawicki, F. Matsukura, A. Idziaszek, T. Dietl, G. M. Schott, C. Ruester, C. Gould, G. Karczewski, G. Schmidt and L. W. Molenkamp: *Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As Layers*, Phys. Rev. B **70**, 245325 (2004).
- [104] SQUID Messungen von M. Sawicki, Warschau (2007).
- [105] X. Liu, W. L. Lim, L. V. Titova, M. Dobrowolska and J. K. Furdyna; M. Kutrowski and T. Wojtowicz: *Perpendicular magnetization reversal, magnetic anisotropy, multistep spin switching, and domain nucleation and expansion in  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  films*, Journal of Appl. Physics. **98**, 063904 (2005).
- [106] C. Bihler: *persönliche Mitteilung*, WSI München (2007).
- [107] W. Limmer, A. Koeder, S. Frank, V. Avrutin, W. Schoch and R. Sauer; K. Zuern, J. Eisenmenger and P. Ziemann; E. Peiner and A. Waag: *Effect of annealing on the depth profile of hole concentration in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. B **71**, 205213 (2005).
- [108] A. Koeder, S. Frank, W. Schoch, V. Avrutin, W. Limmer, K. Thonke and R. Sauer; M. Krieger, K. Zuern and P. Ziemann; S. Brotzmann and H. Bracht: *Curie temperature and carrier concentration gradients in epitaxy-grown  $Ga_{1-x}Mn_xAs$  layers*, Appl. Phys. Lett. **82**, 19-3278 (2003).
- [109] U. Wurstbauer, M. Sperl, D. Schuh, G. Bayreuther, J. Sadowski, W. Wegscheider: *GaMnAs grown on (001), (311) A and (110) GaAs substrates - Comparison of growth conditions and post-growth annealing behaviour*, Journal of Crystal Growth **301–302**, 260–263 (2007).

# Danksagung

An dieser Stelle folgt ein großes Dankeschön an all diejenigen, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Mein spezieller Dank gilt:

- Prof. Dr. Dieter Weiss für die Möglichkeit der Promotion an seinem Lehrstuhl. Die zurückliegenden sechs Jahre erlaubten mir, auch Dank der gewährten Freiheiten, meinen wissenschaftlichen Interessen nachgehen zu können.
- Dem Lehrstuhl von Prof. Dr. Werner Wegscheider für die Bereitstellung der (Ga,Mn)As-Proben, insbesondere Ursula Wurstbauer, Dr. Janusz Sadowski und Dr. Matthias Reinwald.
- Der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Martin S. Brandt vom Walter Schottky Institut in Garching für die umfangreichen FMR-Messungen und Simulationen. Die vielen Gespräche mit Christoph Bihler zu Fragen der ferromagnetischen Resonanz und der Anisotropien in (Ga,Mn)As waren außerordentlich hilfreich. Vielen, vielen Dank!
- Dr. Mike Sawicki aus der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Tomasz Dietl vom Physikalischen Institut der Polnischen Akademie der Wissenschaften in Warschau für die umfangreichen SQUID-Messungen und die vielen Gespräche zur Interpretation von Ummagnetisierungsprozessen in (Ga,Mn)As.
- Meinen ehemaligen Diplomanden Markus Schlapps, Barbara Mittermaier, Stefan Geißler und Thomas Imlohn für die Zusammenarbeit am Lehrstuhl.
- Dr. Rashid Gareev für die Zusammenarbeit und die vielen Gespräche über Transportmechanismen in Halbleitern.
- Dr. Wolfgang Kipferl und Matthias Sperl für die SQUID-Messungen und Diskussionen zu Anisotropien in (Ga,Mn)As.
- Dr. Jörg Raabe für die Einführung in die Probenstrukturierung im Reinraum und die vielen Gespräche zu Fragen der Elektronik und Messtechnik.
- Tobias Leeb für die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der II-IV-Halbleiter.
- Konrad Wagner und Daniel Neumaier für die Ladungsträgerbestimmungen in (Ga,Mn)As mit Hilfe des Mischkryostaten.
- Dem technischen Personal am Lehrstuhl. Ein großer Dank geht an Cornelia Deinhart für einen Teil der hergestellten Hallbar-Proben.
- Den fleißigen Korrekturlesern Markus Schlapps, Christoph Bihler, Ursula Wurstbauer, Daniel Neumaier, Matthias Sperl, Stefan Geißler und Jens Bernheiden.

- Meinem EDV-Kollegen Joachim Stahl für die gute Zusammenarbeit und die vielen Diskussionen zu den Themen Rechner und Elektronik.
- Dem gesamten Lehrstuhl, vor allem aber meinen Bürokollegen Michael Huber und Tobias Feil für die vielen fachlichen und außerfachlichen Diskussionen während der letzten Jahre.