

ulm university universität

uulm

Magnetische Anisotropie in GaMnAs

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
Dr. rer. nat.
der Fakultät für Naturwissenschaften
der Universität Ulm

vorgelegt von
Dipl. Phys. Joachim Däubler
aus Blaubeuren
Februar 2009

Amtierender Dekan: Prof. Dr. Peter Bäuerle

1. Gutachter: Prof. Dr. R. Sauer

2. Gutachter: Prof. Dr. J. Ankerhold

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 2009

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Der ferromagnetische Halbleiter GaMnAs **5**
2.1 Von GaAs zu GaMnAs 5
2.2 Molekularstrahlepitaxie 6
2.3 Kompensierende Defekte in GaMnAs 10
2.4 Magnetismus 11
2.4.1 Kollektiver Magnetismus 12
2.4.2 Ferromagnetismus in GaMnAs 13
2.5 Magnetische Anisotropie 19
2.5.1 Phänomenologische Beschreibung 19
2.5.2 Berechnung der magnetischen Anisotropie im Rahmen des Dietl-Modells 23

3 Magnetotransport **29**
3.1 Positiver und negativer Magnetowiderstand 30
3.2 Anisotroper Magnetowiderstand 32
3.3 Hall-Effekt 36
3.3.1 Klassischer Hall-Effekt 36
3.3.2 Anomaler Hall-Effekt 37
3.3.3 Bestimmung der Ladungsträgerdichte 40
3.4 Winkelabhängiger Magnetotransport 44
3.4.1 Widerstandstensor 44
3.4.2 Widerstände für verschiedene Stromrichtungen 47
3.4.3 Bestimmung der magnetischen Anisotropie aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen 50

4 Strukturelle Charakterisierung mittels hochauflösender Röntgenbeugung **55**
4.1 Geometrische Röntgenbeugung - Deutung nach Laue und Bragg . 56
4.2 Aufbau eines Röntgendiffraktometers 58
4.3 Messmethoden 59
4.4 Klassische Elastizitätstheorie 62

5 GaMnAs auf InGaAs-Templates 65
5.1 Probenherstellung und Probenaufbau 65
5.2 Untersuchung der strukturellen Eigenschaften 67
5.3 Löcherdichte und Curie-Temperatur 71
5.4 Untersuchung der magnetischen Anisotropie mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen 75
5.4.1 Winkelabhängiger Magnetotransport 75
5.4.2 Widerstandsparameter 78
5.4.3 Anisotropieparameter 83
5.4.4 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen 86
5.5 Einfluss der Temperatur auf die magnetische Anisotropie in GaMnAs 89

6 GaMnAs auf hochindizierten Substraten 97
6.1 Strukturelle und elektronische Eigenschaften von GaMnAs auf großflächigen (113)A-orientierten Substraten 99
6.2 GaMnAs auf strukturierten Substraten 104
6.2.1 Temperaturabhängige Messungen 106
6.2.2 Magnetfeldabhängige Messungen 107
6.3 Magnetische Anisotropie in GaMnAs auf (001)- und (113)A-orientierten Substraten 110

7 Magnetische Anisotropie in Nano- und Mikrostreifen 115
7.1 Herstellung der Strukturen 116
7.2 Theoretische Beschreibung der freien Energie in schmalen Streifen 119
7.3 Charakterisierung der Strukturen mittels Magnetotransport . . . 122
7.3.1 Drehung des Magnetfelds in der Schichtebene 122
7.3.2 Drehungen des Magnetfelds senkrecht zur Stromrichtung . 125
7.3.3 Magnetfeldabhängige Messungen 130

8 Zusammenfassung und Ausblick 135

A Probenübersicht 139

Abbildungsverzeichnis 141

Literaturverzeichnis 149

Danksagung 161

Kapitel 1

Einleitung

Der ständig währende Fortschritt im Bereich der Mikroelektronik hat zu immer kleiner werdenden Strukturgrößen bei integrierten Schaltungen geführt. Moore machte diesbezüglich bereits 1965 [Moo65] eine heute als Mooresches Gesetz bekannte Beobachtung, nach der sich die Anzahl der Transistoren auf einem handelsüblichen Prozessor alle achtzehn Monate verdoppelt. Auch wenn dieses Gesetz seine Gültigkeit in absehbarer Zeit noch nicht verlieren wird, so sind der fortschreitenden Miniaturisierung doch physikalische Grenzen gesetzt. So beträgt die Größe eines einzelnen Transistors bei aktuellen Computerprozessoren nur noch 45 nm, die Gate-Länge liegt bei etwa 25 nm. Dies entspricht knapp dem 50-fachen der Gitterkonstante von Silizium, und die nächste Generation mit 32 nm Strukturgröße steht bereits vor der Einführung. Aus diesem Grund wird versucht, auch abseits der konventionellen Elektronik neue Technologien zu entwickeln. Ein Ansatz, der dabei verfolgt wird, beruht auf der Nutzung des Spin-Freiheitsgrads der Elektronen und dem damit verknüpften magnetischen Moment zur Datenspeicherung und Verarbeitung. Man bezeichnet diese Technologie als Spintronik, ein aus „Spin“ und „Elektronik“ zusammengesetztes Kunstwort. Von der zusätzlichen Nutzung des Spin-Freiheitsgrads verspricht man sich zahlreiche Vorteile gegenüber klassischer Elektronik, beispielsweise Nichtflüchtigkeit bei Speicherbausteinen, höhere Geschwindigkeit bei der Datenverarbeitung und verringerter Energieverbrauch [Wol01].
Die Entdeckung des GMR[1] 1988 durch Peter Grünberg [ś90] und Albert Fert [Bai88], 2007 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet, wird als die Geburtsstunde der Spintronik betrachtet. Der GMR tritt auf in Systemen, die zusammengesetzt sind aus dünnen ferromagnetischen und nichtmagnetischen Schichten. Solche Schichtsysteme besitzen einen niedrigen Widerstand bei paralleler Ausrichtung der Magnetisierung in den Schichten und einen hohen Widerstand bei antiparalleler Ausrichtung. Auf diesem Effekt basierende Leseköpfe werden seit 1997 in Computerfestplatten eingesetzt, was zu einer drastischen Zunahme der Speicherkapazitäten geführt hat. Dies stellt jedoch nicht die erste auf Spintronik basierende

[1] engl.: Giant Magneto Resistance

Anwendung dar. So wurden bereits in den frühen 90er Jahren Magnetsensoren in Leseköpfen von Festplatten verwendet, die den anisotropen Magnetowiderstand ausnutzten, somit wohl eine der ersten Implementierungen eines spintronischen Effekts in der kommerziellen Mikroelektronik.

Bei den oben diskutierten Anwendungen kamen metallische Systeme zum Einsatz. Um den Spin der Elektronen auch in Halbleiterbauelementen kontrollieren und nutzen zu können, gibt es seit den 70er Jahren Anstrengungen, nichtmagnetische Halbleiter durch den Einbau geeigneter Fremdatome ferromagnetisch zu machen. Man bezeichnet diese Materialgruppe als verdünnte magnetische Halbleiter (DMS[2]); verdünnt, weil der Ferromagnetismus in diesen Systemen auf die magnetischen Momente der Dotieratome zurückzuführen ist[3]. Erstmals gelang dies 1989 mit Mn-dotiertem InAs [Mun89]. Eine zentrale Rolle auf diesem Forschungsgebiet nimmt zur Zeit das im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit stehende Materialsystem GaMnAs ein. GaMnAs wird erstmals 1996 in der Literatur erwähnt [Boe96, Ohn96] und ist heute wohl der am besten erforschte verdünnte magnetische Halbleiter. Wegen der Kompatibilität zur etablierten GaAs-Technologie und der bisher erreichten relativ hohen Curie-Temperaturen von bis zu 180 K [Ole08] stellt GaMnAs ein ideales Testsystem für die Erforschung und Entwicklung neuartiger Spintronik-Anwendungen dar. Zahlreiche Konzepte zielen dabei auf die Nutzung der magnetischen Anisotropie und des anisotropen Magnetowiderstands in GaMnAs ab [Gou07, Pap07, Lee07, Fig07]. Dabei spielt die gezielte Manipulationen der Magnetisierung eine wichtige Rolle. Erfolgen kann dies beispielsweise durch Einstrahlung von Licht [Ast05], durch elektrischen Strom [Gou06] oder durch eine Variation der Verzerrung der Schicht [Bih08]. Diese Effekte setzen eine genaue Kenntnis der magnetischen Eigenschaften von GaMnAs voraus. An dieser Stelle setzt die vorliegende Arbeit an. Ihr Ziel war es, die magnetische Anisotropie in GaMnAs detailliert zu untersuchen und durch die Variation verschiedener Parameter zu beeinflussen und zu kontrollieren. Dazu wird zunächst eine Methode vorgestellt, die es erlaubt, aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen die magnetische Anisotropie in GaMnAs zu bestimmen. Anschließend wird gezielt und systematisch untersucht, wie sich die magnetischen Eigenschaften von GaMnAs, insbesondere die magnetische Anisotropie, durch Parameter wie Temperatur, Substratorientierung, Probengeometrie, Löcherdichte und Verzerrung steuern lassen. Wie sich zeigen wird, kommt letzterem Parameter dabei eine besondere Bedeutung zu. Die Verzerrung hat sowohl in großflächigen als auch in lateral strukturierten Proben sowie in Proben, die auf hochinduzierten Substraten gewachsen wurden, einen sehr starken Einfluss auf die magnetische Anisotropie.

[2] engl.: Dilute Magnetic Semiconductors

[3] Im Gegensatz zu ferromagnetischen Halbleitern wie beispielsweise EuO oder $CdCr_2S_4$, die wegen äußerst schwieriger Herstellung nie größere Verbreitung fanden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zunächst wird das Materialsystem GaMnAs vorgestellt und es werden einige für diese Arbeit relevante Aspekte angesprochen. Insbesondere werden die Herstellung, allgemeine Eigenschaften und das Zustandekommen von Ferromagetismus und magnetischer Anisotropie in GaMnAs beschrieben. Daran anschließend werden die unterschiedlichen magnetoresistiven Effekte in GaMnAs diskutiert. Es wird erläutert, wie Ladungsträgerdichte und Curie-Temperatur aus magnetfeld- und temperaturabhängigen Messungen von longitudinalem und transversalem Widerstand ermittelt werden können. Außerdem wird gezeigt, wie mit Hilfe winkelabhängiger Magnetotransportmessungen die magnetische Anisotropie untersucht werden kann. In Kapitel 4 wird erläutert, wie man mit hochauflösender Röntgendiffraktometrie Heterostrukturen charakterisieren kann und sich so Parameter wie Verzerrung, Relaxationsgrad und Gitterkonstante ermitteln lassen. Dies findet im anschließenden Kapitel Verwendung, wo beschrieben wird, wie sich durch Wachstum auf relaxierten InGaAs-Templates die Verzerrung der GaMnAs-Schichten variieren lässt. Es wird untersucht, wie sich die Verzerrung auf den anisotropen Magnetowiderstand und die magnetische Anisotropie in GaMnAs auswirkt. Die Resultate werden dabei mit theoretischen Berechnungen verglichen. Außerdem wird die Temperaturabhängigkeit von anisotropem Magnetowiderstand und magnetischer Anisotropie bestimmt. Welchen Einfluss das Wachstum auf hochinduzierten Substraten, hier konkret auf (113)A-Kristallflächen, auf die strukturellen, elektronischen und magnetischen Eigenschaften von GaMnAs hat, wird in Kapitel 6 beschrieben. Die Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften von (001)- und (113)A-orientierten GaMnAs-Schichten ermöglichen die Herstellung quasiplanarer Strukturen mit lateral angrenzenden Bereichen beider Orientierungen, die bei Magnetotransportmessungen charakteristische Eigenschaften sowohl von (001)- als auch von (113)A-orientiertem GaMnAs aufweisen. Daran anschließend wird in Kapitel 7 untersucht, wie sich durch laterale Strukturierung von GaMnAs-Schichten die magnetische Anisotropie steuern lässt. Durch die Verwendung unterschiedlich verspannter GaMnAs-Schichten als Ausgangsmaterial für die Strukturen ergibt sich ein zusätzlicher Freiheitsgrad bei der Beeinflussung der magnetischen Anisotropie in mikro- und nanostrukturierten GaMnAs-Proben. Die Methode der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen stellt sich dabei als ideales Werkzeug zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie in kleinen Strukturen heraus. Abschließend werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf daraus resultierende weiterführende Konzepte gegeben.

Kapitel 2

Der ferromagnetische Halbleiter GaMnAs

Zunächst wird hier das im Mittelpunkt dieser Arbeit stehende Materialsystem, der ferromagnetische Halbleiter GaMnAs, vorgestellt und auf seine strukturellen, elektronischen sowie magnetischen Eigenschaften eingegangen.

2.1 Von GaAs zu GaMnAs

Als Basis für GaMnAs dient der bekannte III-V-Halbleiter Galliumarsenid (GaAs), bei dem eine gewisse Anzahl an Gallium-Atomen durch Mangan-Atome ersetzt wird. GaAs kristallisiert in Zinkblendestruktur, die man sich als zwei um ein Viertel der Raumdiagonale verschobene fcc-Gitter vorstellen kann, wobei auf dem einen Gallium, auf dem anderen Arsen-Atome sitzen. Bei Raumtemperatur hat GaAs eine Bandlücke $E_g = 1.43eV$, die Gitterkonstante beträgt 5,6533Å.

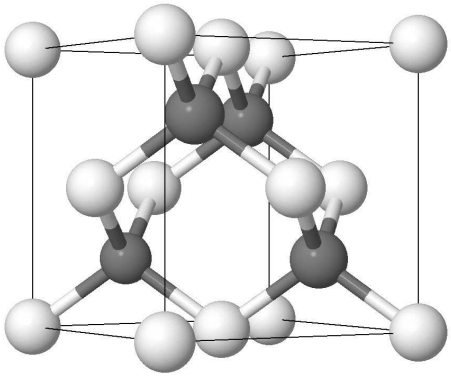

Abbildung 2.1: Nichtprimitive Elementarzelle von GaAs: schwarze Kugeln stellen Ga dar, weiße Kugeln As.

Der Einbau von Mangan auf Galliumplätzen hat zwei Konsequenzen: Mangan

hat als Element der 3d-Übergangsmetalle die Elektronenkonfiguration $[Ar]3d^5 4s^2$. Beim Einbau in das Gallium-Subgitter steuert es nun die beiden 4s-Elektronen zur Valenzbindung bei, geht also in die Elektronenkonfiguration $[Ar]3d^5$ über. Durch den divalenten Einbau auf Ga-Platz wirkt Mangan folglich als einfacher Akzeptor. Darüber hinaus besitzen die Mn^{2+}-Ionen aufgrund der Hundschen Regeln einen Spin von $5/2\hbar$. Über die beweglichen Löcher wird nun eine ferromagnetische Kopplung zwischen diesen lokalisierten magnetischen Momenten der offenen d-Schalen in den Mn-Atomen übertragen, in Abschnitt 2.4 wird dies noch genauer diskutiert. Das Zustandekommen der ferromagnetischen Ordnung setzt eine große Ladungsträgerdichte und somit eine hohe Mn-Konzentration von $\approx 1\%$ oder mehr voraus [Jun06]. Folglich ist GaMnAs weniger als dotierter Halbleiter im klassischen Sinne sondern viel mehr als ternärer Verbindungshalbleiter zu betrachten.

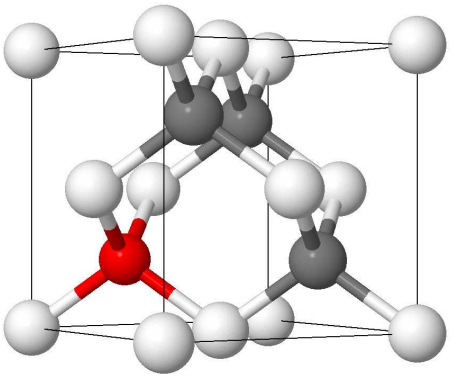

Abbildung 2.2: Elementarzelle von GaMnAs: Ein Ga-Atom wurde durch ein Mn-Atom ersetzt, das hier rot gekennzeichnet ist.

2.2 Molekularstrahlepitaxie

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE[1]) ist ein Verfahren, um dünne epitaktische Schichten höchster Qualität herzustellen. Epitaxie leitet sich vom griechischen „epi“(„auf“, „über“) und „taxis“ („ordnen“, „ausrichten“) ab. Bestehen Substrat und gewachsene Schicht aus dem gleichen Material, spricht man von Homoepitaxie, den Fall sich unterscheidender Materialien, wie ihn beispielsweise das System GaAs/GaMnAs darstellt, bezeichnet man als Heteroepitaxie. Dabei sollten sich für zweidimensionales Schichtwachstum die Gitterkonstanten nicht zu stark unterscheiden.
Das Abscheiden der Materialien auf dem Substrat geschieht durch Molekularstrahlen, die in Effusionszellen erzeugt werden. Für Feststoffe werden in der Re-

[1] engl.: Molecular Beam Epitaxy

gel Effusionszellen vom Knudsen-Typ benutzt, bei denen sich das Quellmaterial in einem PBN[2]-Tiegel befindet, in dem es resistiv erhitzt und dadurch freigesetzt wird. Der Fluss kann über die Zellentemperatur geregelt werden. Da die Atome oder Moleküle als gerichteter Strahl auf dem Substrat auftreffen sollen, muss die mittlere freie Weglänge größer sein als der Abstand von Effusionszelle zu Substrat, der etwa 10-20 cm beträgt. Um dies zu gewährleisten, findet das MBE-Wachstum im UHV[3] statt. Typische Werte in der Wachstumskammer sind ein Basisdruck von $1 - 2 \times 10^{-11}$torr; während des Wachstums liegt der Arbeitsdruck zwischen 5×10^{-9}torr und 1×10^{-7}torr. Im Gegensatz zu beispielsweise MOVPE[4]-Wachstum, bei dem Reaktionen in der Gasphase über dem Substrat stattfinden, laufen alle Prozesse beim MBE-Wachstum direkt auf der Oberfläche des Substrats ab [MAH89]. Die einzelnen Atome oder Moleküle treffen auf der Substratoberfläche auf, wo dann eine Reihe von Prozessen in Konkurrenz stehen. Die wichtigsten während des Wachstums an der Oberfläche ablaufenden Prozesse sind Adsorption der auftreffenden Teilchen, Diffusion und Migration der adsorbierten Teilchen, Einbau der Konstituenten sowie die thermische Desorption der nicht eingebauten Teilchen. Bei hohen Substrattemperaturen laufen diese Prozesse im thermischen Gleichgewicht ab. Typische Wachstumstemperaturen für GaAs liegen bei etwa 600 °C, man bezeichnet dies auch als HT[5]-Wachstum.

Der schematische Aufbau einer MBE-Anlage ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Die zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Proben verwendete Anlage, zu sehen in Abbildung 2.4, ist vom Typ Riber 32P. Das Substrat befindet sich dort auf einem rotierenden Probenhalter im Zentrum der Kammer. Dieser besteht aus Molybdän, die Probe wurde darauf zur thermischen Kontaktierung mit Indium geklebt. Diese Art der Probenmontage wird wegen der guten Temperaturstabilität im LT-Bereich verwendet, um so über den heizbaren Probenhalter die Substrattemperatur während des Wachstums einstellen zu können. Rings um die Kammer sieht man in Abbildung 2.3 die Effusionszellen sowie die einzelnen Geräte zur Analytik, in unserem Fall RHEED[6], Massenspektrometer und Pyrometer. Für die Quellmaterialien Gallium und Indium wurden konventionelle Knudsen-Zellen verwendet, bei Mangan kam eine „hot-lip“-Zelle zum Einsatz, im Wesentlichen eine Knudsen-Zelle mit zusätzlich beheizbarem Ausgang, um ein Zudampfen der Zellenöffnung mit Mn zu verhindern. Für Arsen wurde eine mit einem Ventil ausgestattete Crackerzelle verwendet, mit der das in der Feststoffquelle freigesetzte As_4 in As_2 aufgespalten werden kann, eine zusätzliche Möglichkeit, die bei uns allerdings nicht verwendet wurde. Der As-Druck in der Kammer wird mit Hilfe des Nadenventils gesteuert.

Die Herstellung ferromagnetischer GaMnAs-Schichten mit Mn-Konzentrationen

[2]Pyrolytisches Bornitrid
[3]Ultrahochvakuum
[4]engl.: Metal Organic Vapor Phase Epitaxy
[5]engl.: High Temperature
[6]engl.: Reflection High-Energie Electron Diffraction

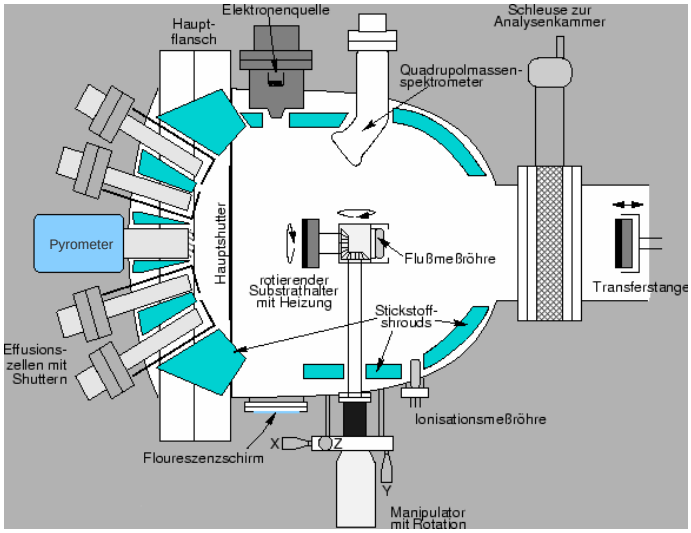

Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage [Kli01]

von 1% und mehr stellt nun besondere Anforderungen an das MBE-Wachstum. Bei für GaAs optimalen Wachstumsbedingungen (Substrattemperaturen von etwa 600 °C) ist der Einbau von Mangan auf etwa 10^{18} Atome/cm^3 beschränkt [Ile75], eine zu geringe Konzentration um merkliche Änderungen der magnetischen Eigenschaften zu bewirken. Beim Versuch, unter solchen Wachstumsbedingungen mehr Mangan einzubauen, bildet sich eine energetisch günstigere zweite Phase aus: MnAs. Dies hat zur Folge, dass MnAs-Cluster in der GaAs-Matrix entstehen und man keine homogene ternäre Schicht mehr erhält. DeSimone et al. konnten 1982 zeigen, dass sich durch Absenken der Substrattemperatur epitaktische InMnAs-Schichten mit Mangankonzentrationen oberhalb der Löslichkeitsgrenze für Mangan in diesem System herstellen lassen [DeS82]. Diesen Ansatz übertrugen De Boeck et al. 1996 erstmals auf das Wachstum von GaMnAs [Boe96]. In dieser Arbeit waren die homogenen GaMnAs-Schichten mit Mn-Konzentrationen von bis zu 6% jedoch lediglich ein Zwischenschritt bei der Herstellung magnetischer MnAs-Nanopartikel, die aus diesen Schichten durch Wärmebehandlung bei hohen Temperaturen (bis zu 700°C) gewonnen wurden. Da den GaMnAs-Schichten selbst keine besondere Aufmerksamkeit zu Teil wurde, wird die erstmalige Epitaxie von GaMnAs meist Ohno et al. [Ohn96] zugeschrieben. In dieser nur wenige Monate später erschienenen Arbeit wird GaMnAs als neuer, verdünnter magnetischer Halbleiter auf der Basis von GaAs vorgestellt. Wegen der niedrigen während des Wachstums vorherrschenden Substrattemperaturen von etwa 250 °C bezeich-

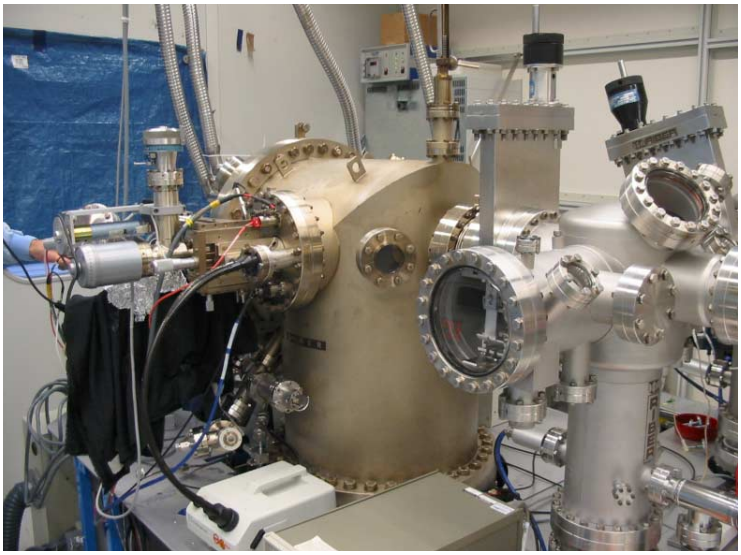

Abbildung 2.4: MBE-Anlage vom Typ Riber 32 im Reinraum der Universität Ulm-West.

net man diese Art der Epitaxie als LT[7]-MBE. Bei diesen Temperaturen befindet man sich fernab vom thermischen Gleichgewicht. Aufgrund der niedrigen thermischen Energie und der daraus resultierenden geringen Beweglichkeit der Atome auf der Substratoberfläche werden die Atome in nächster Umgebung zum Auftreffpunkt auf dem Substrat eingebaut, die Bildung einer MnAs-Phase wird so verhindert. Unter solchen Bedingungen ist monokristallines Wachstum bei Mangankonzentrationen von bis zu 10% und mehr möglich. Auch über der eigentlichen Löslichkeitsgrenze wird noch substitutionell Mn eingebaut.
Für steigende Mn-Konzentrationen muss nun die Substrattemperatur weiter gesenkt werden, da mit steigender Mn-Konzentration die Bildung von MnAs wahrscheinlicher wird. Dem Absenken der Substrattemperatur nach unten sind jedoch Grenzen gesetzt: Für zu niedrige Temperaturen ist kein monokristallines Wachstum mehr möglich, da sich wegen der geringen Beweglichkeit Cluster bilden können, die dann Keime für polykristallines Wachstum bilden [Ohn99]. Außerdem kann es für hohe Mangankonzentrationen auch zu massiver Selbstkompensation von Mn durch Einbau von Mn auf Zwischengitterplätzen kommen. Darüber hinaus haben außer dem Mn-Gehalt und der Wachstumstemperatur auch noch andere Faktoren wie zum Beispiel die Substratorientierung oder das III/V-Flussverhältnis einen starken Einfluss auf das Wachstum von GaMnAs. Somit ergibt sich bei der Wahl der Wachstumsparameter ein relativ schmaler Bereich, in dem metallische Schichten wachsen.

[7]engl.: Low Temperature

2.3 Kompensierende Defekte in GaMnAs

Eine Konsequenz der niedrigen Wachstumstemperatur und des hohen V/III-Flussverhältnisses bei der Herstellung von GaMnAs-Schichten ist eine relativ hohe Dichte an kompensierenden Punktdefekten. Die wichtigsten bekannten Defekte sind Manganatome, die nicht wie eigentlich gewünscht auf Galliumplatz (Mn_{Ga}) eingebaut werden, sondern auf Zwischengitterplätzen (Mn_I). Auch können As-Atome als As-Antisites (As_{Ga}) bis zu 2% der Ga-Plätze besetzen. Außerdem besteht noch die Möglichkeit, dass Mn auf anderen, oft als „random sites“ bezeichneten Plätzen, die mit der Zinkblendestruktur nicht vereinbar sind, eingebaut wird, beispielsweise in Form von Mn-Mn oder Mn-As Einschlüssen [Yu02, KK04, Dae06].
In der Zinkblendestruktur von GaMnAs gibt es drei mögliche Zwischengitterplätze für Mn, zwei tetraedrische und einen hexagonalen. Abbildung 2.5 zeigt die kubische Einheitszelle von GaMnAs mit Mn auf tetraedrischem (links) und hexagonalem (rechts) Zwischengitterplatz.

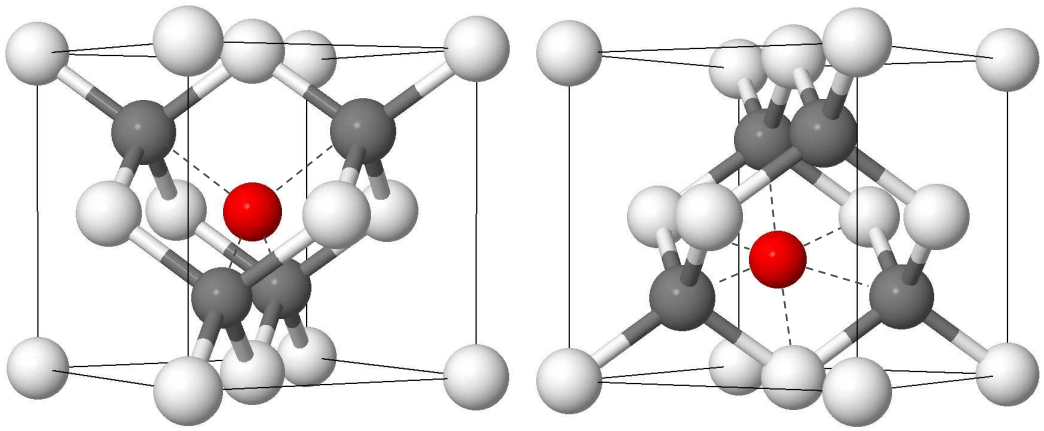

Abbildung 2.5: Einbau von Mangan auf einem Zwischengitterplatz. Links: Mn auf tetraedrischem Zwischengitterplatz in Ga-Umgebung (ein äquivalenter Zwischengitterplatz existiert auch in As-Umgebung) rechts: Mn auf hexagonalem Zwischengitterplatz

Mn_I wirkt als doppelter Donator und kompensiert somit effizient die vom Akzeptor Mn_{Ga} eingeführten Löcher. Darüber hinaus kann es zur Bildung antiferromagnetisch gekoppelter Mn_{Ga}-Mn_I-Komplexe kommen [Yu02]. Außer der Kompensation von Ladungsträgern ergibt sich folglich auch noch eine mögliche Kompensation von magnetischen Momenten. Mn_I sind thermisch relativ unstabile Defekte. Durch Wärmebehandlung der Proben nahe der Wachstumstemperatur lässt sich deshalb die Anzahl an Mn_I reduzieren, was auf eine Ausdiffusion oder Umgruppierung dieser leicht beweglichen Defekte zurückzuführen

ist [Pot01, Zha05, Edm04, Lim05].
As-Antisites sind bereits von unter As-Überschuss gewachsenem LT-GaAs her bekannt [Kam89]. Sie bilden ebenfalls Doppeldonatoren, sind allerdings nicht magnetisch aktiv und wirken somit lediglich als Ladungsträgerkompensatoren. Während die Mn_I relativ leicht beweglich sind, stellen die As_{Ga} thermisch äußerst stabile Defekte dar.
Wie der Einbau von Mn auf Ga-Platz, führen auch diese beiden Defekte zu einer größeren Gitterkonstante von GaMnAs im Vergleich zu GaAs [Mas03, Zha05]. Als Konsequenz daraus ist GaMnAs, das pseudomorph auf GaAs-Substraten wächst, nicht mehr kubisch, sondern tetragonal verzerrt. In Abbildung 2.6 ist die tetragonal verzerrte Einheitszelle von GaMnAs mit den einzelnen vorkommenden Störstellen dargestellt.

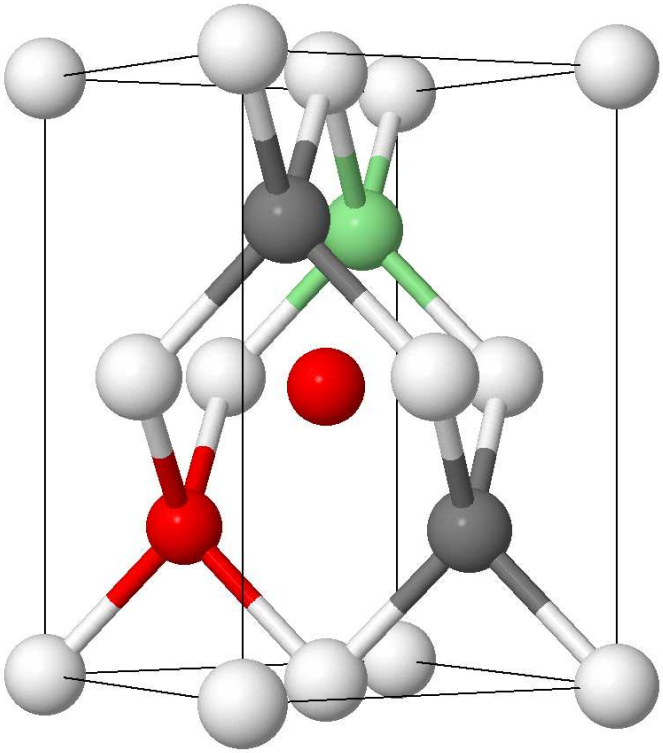

Abbildung 2.6: Tetragonal verzerrte Einheitszelle von GaMnAs. Mn_{Ga} und Mn_I sind rot eingezeichnet, As_{Ga} grün.

2.4 Magnetismus

Die Abhängigkeit der magnetischen Eigenschaften von GaMnAs von verschiedenen Einflussgrößen wie zum Beispiel Verzerrung, Ladungsträgerdichte und Temperatur stellt das zentrale Thema dieser Arbeit dar. Daher wird in diesem Ab-

schnitt zunächst ein kurzer Überblick über den Magnetismus im Allgemeinen und dann ganz speziell über den Magnetismus von GaMnAs gegeben.

2.4.1 Kollektiver Magnetismus

Bei **diamagnetischen** Materialien werden durch ein externes Magnetfeld in der Probe magnetische Momente über Kreisströme induziert, die nach der Lentzschen Regel dem äußeren Feld entgegengerichtet sind. Von **Paramagnetismus** spricht man, wenn in der Probe bereits vorhandene magnetische Momente $\boldsymbol{\mu}$ im äußeren Feld ausgerichtet werden. Thermische Bewegung wirkt dieser Ausrichtung entgegen, ohne äußeres Feld bleibt keine Nettomagnetisierung

$$\boldsymbol{M} = \frac{1}{V} \sum \boldsymbol{\mu}\left(\boldsymbol{r}\right) \tag{2.1}$$

übrig. Bei kollektivem Magnetismus kommt nun eine Austauschwechselwirkung zwischen den einzelnen magnetischen Momenten hinzu. Unterhalb einer kritischen Temperatur T^* kommt es deshalb auch ohne äußeres Feld zum Auftreten einer spontanen magnetischen Ordnung. Je nach relativer Orientierung und Betrag der magnetischen Momente bezeichnet man diesen Zustand als Ferro-, Ferri- oder Antiferromagnetismus.
Beim **Ferromagnetismus** bezeichnet man diese Temperatur als Curie-Temperatur T_C. Für Temperaturen unterhalb von T_C wird eine parallele Anordnung der magnetischen Momente bevorzugt, es bilden sich sogenannte Weißsche Bezirke, in denen die Magnetisierung nicht verschwindet. Legt man ein äußeres Feld an, richten sich die Weißschen Bezirke aus und man erhält, wie in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt, bei Variation eine Hysteresekurve. In der Abbildung ist die Magnetisierung M über der magnetischen Feldstärke H aufgetragen. Die bei Verschwinden des äußeren Felds verbleibende Magnetisierung bezeichnet man als Remanenzmagnetisierung (M_R), unter der Koerzitivfeldstärke H_K versteht man das Gegenfeld, das angelegt werden muss, um die Magnetisierung wieder auf Null zu bringen. Beim erstmaligen Magnetisieren durchläuft die Probe die Neukurve, die in der Abbildung gestrichelt eingezeichnet ist. Überschreitet man die Curie-Temperatur, so stellt sich paramagnetisches Verhalten ein, da die thermische Energie der einzelnen magnetischen Momente größer wird als die Austauschwechselwirkung zwischen den Momenten.
Ferrimagnetismus liegt vor, wenn das Kristallgitter aus zwei ferromagnetischen Untergittern besteht, die entgegengesetzt, jedoch unterschiedlich stark magnetisiert sind. Die beiden Magnetisierungen schwächen sich, ohne sich jedoch ganz aufzuheben. **Antiferromagnetismus** stellt nun noch einen Spezialfall des Ferrimagnetismus dar. Auch hier liegen zwei ferromagnetische Untergitter mit entgegengesetzter Magnetisierung vor. Allerdings sind nun die Magnetisierungen der Untergitter gleich stark, so dass sie sich gegenseitig aufheben, die Gesamtmagnetisierung ist folglich Null. Die kritische Temperatur bezeichnet man in diesem Fall

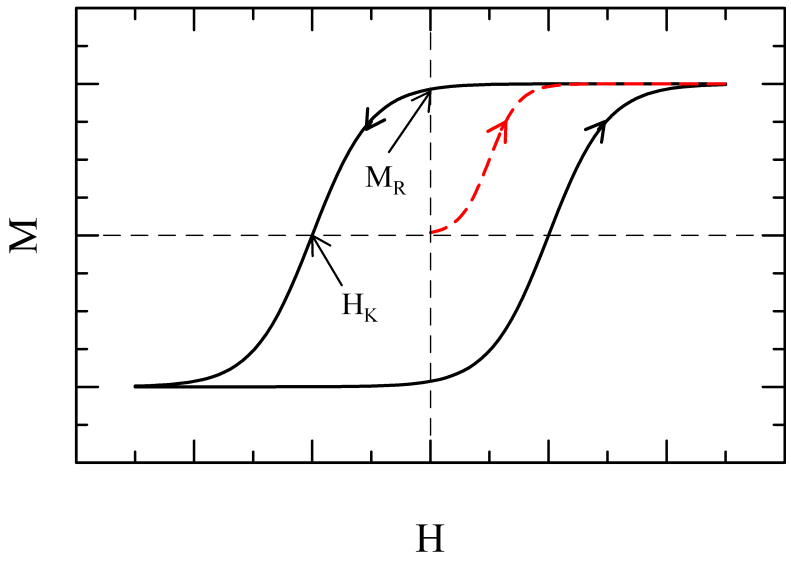

Abbildung 2.7: Magnetisierung M als Funktion der magnetischen Feldstärke H, die Kurve wird entlang der Pfeilrichtung durchlaufen. Gestrichelt eingezeichnet ist die Neukurve, die bei erstmaliger Magnetisierung der Probe durchlaufen wird.

als Néel-Temperatur T_N.

2.4.2 Ferromagnetismus in GaMnAs

Ganz allgemein führt also bei kollektivem Magnetismus eine Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten magnetischen Momenten zu deren gegenseitiger Ausrichtung. Im Rahmen der klassischen Dipolwechselwirkung kann dies nicht verstanden werden, da dort die Wechselwirkungsenergien im Bereich von 10^{-4} eV liegen [Däu05]. Dies ist viel zu klein ist, um eine magnetische Ordnung bei endlichen Temperaturen zu erhalten. Die Ursache liegt vielmehr in einer quantenmechanischen Austauschwechselwirkung begründet, die auf einem Zusammenspiel von elektronischem Spin-Freiheitsgrad, der abstoßenden Coulomb-Wechselwirkung und der Fermistatistik der Elektronen beruht.
Im Folgenden wird deshalb zunächst das zugrunde liegende physikalische Prinzip, die Austauschwechselwirkung selbst, erläutert. Anschließend wird auf die verschiedenen Austauschmechanismen eingegangen, die im Zusammenhang mit GaMnAs diskutiert werden, insbesondere auf den kinetischen Austausch, der in hoch dotierten, gut magnetischen Proben den dominanten Mechanismus darstellt. Zum Schluss wird noch das äußerst erfolgreiches Modell von Dietl et al. [TD01] vorgestellt, mit dem sich im Rahmen von $\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{p}$-Störungsrechnung und einer Molekularfeldnäherung magnetische Eigenschaften wie die Curie-Temperatur oder auch die magnetische Anisotropie (MA) beschreiben lassen.

Prinzip der Austauschwechselwirkung

Ausgangspunkt für die Diskussion der Ausgangswechselwirkung stellt beispielhaft ein System aus zwei Spin-1/2-Teilchen dar. Die Gesamtwellenfunktion für Fermionen muss antisymmetrisch sein bezüglich Teilchenvertauschungen. Falls man in Orts- und Spinteil separieren kann, lautet die Wellenfunktion des Systems

$$\Psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{s}_1; \boldsymbol{r}_2, \boldsymbol{s}_2) = \psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)\varphi(\boldsymbol{s}_1, \boldsymbol{s}_2). \tag{2.2}$$

Bei paralleler Spineinstellung wird nun der Spinteil $\varphi(\boldsymbol{s}_1, \boldsymbol{s}_2)$ symmetrisch (Triplet). Das Pauli-Prinzip bedingt, dass der Ortsteil $\psi(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ antisymmetrisch sein muss. Entsprechend muss bei antisymmetrischem Spinteil (Singlet) der Ortsteil symmetrisch sein. Bei einer antisymmetrischen Ortswellenfunktion ist die Coulombabstoßung anders als bei einer symmetrischen, da sie Knotenpunkte besitzt und somit die Wahrscheinlichkeit, zwei Elektronen nahe beieinander zu finden, reduziert ist. Dies führt zu einem Energieunterschied zwischen dem Singlet- und den drei Triplet-Zuständen.
Bei der Konstruktion eines Spin-Hamiltonoperators für ein System aus zwei Elektronen geht man nun folgendermaßen vor [NWA76]: Da die Spinoperatoren der einzelnen Elektronen die Gleichung

$$\tilde{\boldsymbol{S}}_i{}^2|\Psi\rangle = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}+1\right)\hbar^2|\Psi\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2|\Psi\rangle \tag{2.3}$$

erfüllen, gilt für den Gesamtspin $\tilde{\boldsymbol{S}}$

$$\tilde{\boldsymbol{S}}^2|\Psi\rangle = (\tilde{\boldsymbol{S}}_1 + \tilde{\boldsymbol{S}}_2)^2|\Psi\rangle = \frac{3}{2}\hbar^2|\Psi\rangle + 2\tilde{\boldsymbol{S}}_1 \cdot \tilde{\boldsymbol{S}}_2|\Psi\rangle. \tag{2.4}$$

$|\Psi\rangle$ repräsentiert dabei einen Eigenzustand des Operators. Da $\tilde{\boldsymbol{S}}^2$ den Eigenwert $S(S+1)\hbar^2$ im Zustand S annimmt, folgt aus Gleichung 2.4, dass der Operator $\tilde{\boldsymbol{S}}_1 \cdot \tilde{\boldsymbol{S}}_2$ die Eigenwerte $-3\hbar^2/4$ im $S = 0$ Singlet-Zustand und $+1\hbar^2/4$ für die $S = 1$ Triplet-Zustände annimmt. Im Folgenden werden dimensionslose Spinoperatoren $\boldsymbol{S} = \tilde{\boldsymbol{S}}/\hbar$ verwendet. Der Operator

$$H^{Spin} = \frac{1}{4}\left(E_S + 3E_T\right) - \left(E_S - E_T\right)\boldsymbol{S}_1 \cdot \boldsymbol{S}_2 \tag{2.5}$$

liefert dann die Eigenwerte E_S für den Singlet-Zustand und E_T für die drei Triplet-Zustände. Verschiebt man nun den Nullpunkt der Energieskala und vernachlässigt so den konstanten Term $(E_S + 3E_T)$, kann man den Spin-Hamiltonoperator schreiben als

$$H^{Spin} = -J_{12}\boldsymbol{S}_1 \cdot \boldsymbol{S}_2, \tag{2.6}$$

wobei hier die Austauschkonstante $J_{12} = E_S - E_T$ als die Energiedifferenz zwischen Singlet- und Tripletzustand eingeführt wurde. Das Vorzeichen von J_{12} legt

nun fest, welche Einstellung der Spins bevorzugt wird, parallele Ausrichtung bei positivem Vorzeichen, antiparallele bei negativem. Die heuristische Verallgemeinerung auf ein System mit vielen Spins, auch mit $s > 1/2$, führt zum Heisenbergoperator für Spinsysteme

$$H = -\sum_{ij} J_{ij} \boldsymbol{S}_i \boldsymbol{S}_j. \tag{2.7}$$

Die Kopplungskonstante J_{ij} exakt zu berechnen, ist im Allgemeinen nicht möglich. Sie sollte deshalb als empirischer Parameter aufgefasst werden. Wichtig ist letztlich nur, dass J_{ij} durch räumliche Überlappintegrale bestimmt ist, folglich setzt Ferromagnetismus einen Überlapp der beteiligten Wellenfunktionen voraus [Nol86].

Superaustausch, Doppelaustausch und kinetischer Austausch

In verdünnten magnetischen Halbleitern ist der mittlere Abstand der magnetischen Ionen, bei GaMnAs also Mn, zu groß, als dass durch direkten Austausch eine ferromagnetische Kopplung entstehen könnte. Außer dem direkten Austausch zwischen benachbarten magnetischen Momenten existieren jedoch noch verschiedene indirekte Austauschmechanismen, die eine Kopplung über größere Entfernungen übermitteln können.
Von **Superaustausch** spricht man, wenn lokale magnetische Momente über ein nichtmagnetisches Ion wechselwirken. Das nichtmagnetische Ion wird dabei polarisiert und kann dann über direkte Austauschwechselwirkung mit den benachbarten magnetischen Momenten koppeln. In GaMnAs führt dieser Mechanismus zu einem antiferromagnetischen Beitrag für Mn-Momente, die auf benachbarten Kationenplätzen sitzen. Allerdings kann dieser Beitrag vernachlässigt werden [TD01].
Doppelaustausch tritt in Systemen auf, bei denen die magnetischen Ionen in zwei verschiedenen Valenzzuständen vorliegen. Dieses Modell wurde von Zener [Zen51b] vorgeschlagen, um den Ferromagnetismus in Systemen wie $La_{1-x}Ba_xMnO_3$ zu erklären. Die ferromagnetische Kopplung entsteht dabei durch Elektronensprünge zwischen Mn^{3+} und Mn^{4+}, die über ein nichtmagnetisches Sauerstoffion O^{2-} erfolgen. Der Name Doppelaustausch rührt dabei von den beiden simultan stattfindenden Elektronensprüngen vom einen magnetischem Ion zum dazwischenliegenden nichtmagnetischen Ion und von diesem zum anderen magnetischen Ion her. Oftmals wird Doppelaustausch im Zusammenhang mit dem Auftreten von Ferromagnetismus in (III,Mn)V-Systemen erwähnt [ć04]. Es wird dabei davon ausgegangen, dass die Mn-Akzeptorzustände ein Störstellenband bilden; sowohl elektrische Leitung als auch Mn-Mn Austauschwechselwirkung erfolgen dann über „hopping“ im Störstellenband. Ein größerer Einfluss von diesem Mechanismus ist daher eher für niedrige Mn-Konzentrationen zu erwarten [Jun06].
Bei **kinetischem Austausch** wird nun eine ferromagnetische Kopplung zwischen

den lokalisierten magnetischen Momenten der Mn^{2+}-Ionen über bewegliche Ladungsträger übertragen. Erklären lässt sich dies im Rahmen der RKKY-Theorie, deren Grundidee auf die Arbeit von M.A. Rudermann und C. Kittel zurückgeht, die die langreichweitige Kopplung zwischen Kernspins untersuchten [Rud54]. Diese wird dort auf eine Oszillation der Ladungsträger-Spinpolarisation als Funktion des Abstands vom polarisierenden Kernspin zurückgeführt, über die eine Kopplung zwischen den Kernspins entsteht. In hochdotierten, ferromagnetischen GaMnAs-Proben kann davon ausgegangen werden, dass dieser Mechanismus die dominierende Rolle spielt [Jun06].

RKKY-Austauschwechselwirkung

Um im Rahmen der RKKY-Theorie die Austauschkonstante zwischen den magnetischen Ionen zu berechnen, wird zunächst die Wechselwirkung zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten $\boldsymbol{S}_i$ und den Ladungsträgerspins $\boldsymbol{s}_i$ im Rahmen des Heisenberg-Modells durch den Hamiltonoperator

$$H = -\beta \sum_{i=1}^{2} \boldsymbol{s}_i \boldsymbol{S}_i \tag{2.8}$$

beschrieben. Dabei bezeichnet β das Austauschintegral für die Kopplung zwischen lokalisierten und beweglichen Spins. Als RKKY-Kopplungskonstante für die Wechselwirkung $H_{ij} = -J_{ij}\boldsymbol{S}_i\boldsymbol{S}_j$ zwischen den lokalisierten Spins $\boldsymbol{S}_i$ und $\boldsymbol{S}_j$ ergibt sich dann [Nol86]

$$J_{ij}^{RKKY} = \frac{\beta^2 k_F^6}{\varepsilon_F} \frac{\hbar^2 V^2}{N^2 (2\pi)^3} \frac{\sin x - x\cos x}{x^4}. \tag{2.9}$$

Hier wurde die Abkürzung $x = k_\mathrm{F} R_{ij}$ verwendet, wobei k_F der Fermiwellenvektor ist und R_{ij} den Abstand der lokalisierten Spins bezeichnet. Wie in Abbildung 2.8 dargestellt ist, zeigt J_{ij}^{RKKY} als Funktion des Abstands der magnetischen Ionen ein oszillatorisches Verhalten $\left(J_{ij}^{RKKY} \sim F(x) = (\sin x - x\cos x)/x^4\right)$ und fällt für große Abstände mit $1/x^3$ ab. Im Vergleich zur direkten Austauschwechselwirkung, die exponentiell mit dem Abstand abfällt, ist die RKKY-Wechselwirkung somit relativ langreichweitig.
Abhängig vom Abstand ändert $F(x)$ das Vorzeichen, folglich erhält man ferromagnetische ($J_{ij} > 0$) oder antiferromagnetische ($J_{ij} < 0$) Kopplung. Dieses oszillatorische Verhalten stellte sich bei der Beschreibung magnetischer Metalle als wichtig heraus. Bei GaMnAs jedoch spielen diese sogenannten Friedel-Oszillationen keine Rolle, da hier, im Gegensatz zu typischen Metallen, der mittlere Abstand zwischen den Ladungsträgern größer ist als der zwischen den lokalisierten Spins [Die00, TD97]. RKKY ist in diesem Fall äquivalent zum einfacheren, von Zener vorgeschlagenen Modell [Zen51a], in dem der oszillatorische Charakter

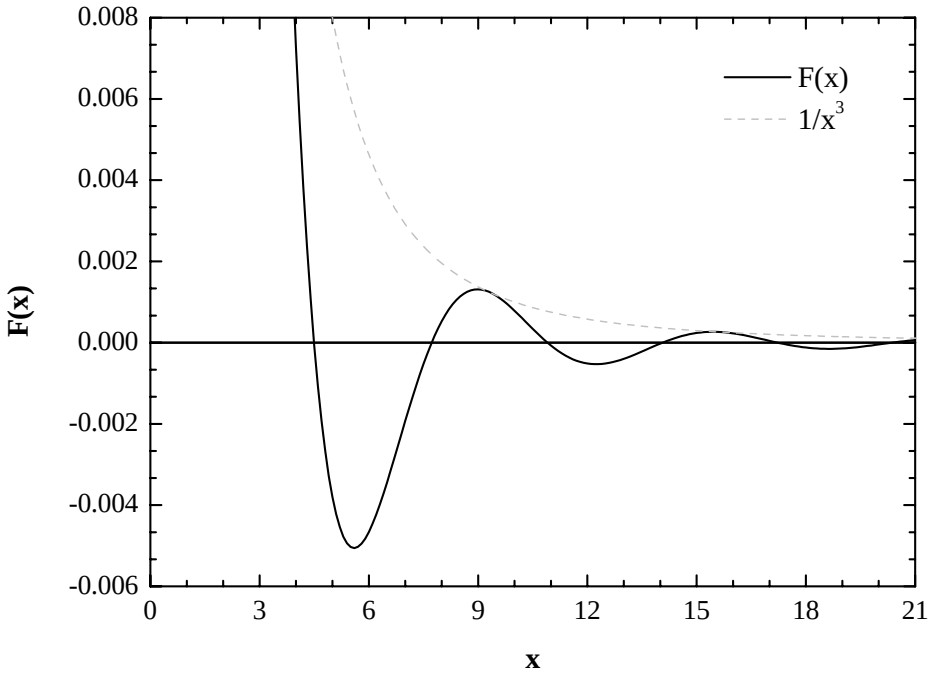

Abbildung 2.8: Oszillatorisches Verhalten der Kopplungskonstante und Abfall mit $1/x^3$.

nicht vorkommt.
Anhand einer einfachen Abschätzung ist dies leicht einzusehen: Der mittlere Abstand zwischen den Löchern $d_C = 2(4\pi p/3)^{-1/3}$ in GaMnAs ist größer als der mittlere Abstand $R_S = 2(4\pi x_{\mathrm{Mn}} N_0/3)^{-1/3}$ zwischen zwei Mn-Ionen (x_{Mn} ist hier die Mn-Konzentration, N_0 die Dichte an Kationenplätzen). Für den Fermi-Wellenvektor k_F gilt:

$$k_F = (3\pi^2 p)^{1/3} \approx 3.84 \frac{1}{d_C} \tag{2.10}$$

Daraus ergibt sich nun im Mittel ein Wert $x_S = k_F R_S \approx 3.84 R_S/d_C$. Wegen $d_C > R_S$ befinden wir uns bei GaMnAs folglich im positiven Bereich ganz links in Diagramm 2.8, vom oszillatorischen Verhalten der Kopplungskonstante ist nichts zu spüren.

Magnetismus in GaMnAs im Rahmen des Modells von Dietl

Das Modell von Dietl [TD01] beschreibt die Wechselwirkung der lokalisierten Mn-Ionen mit den beweglichen Ladungsträgern im Valenzband im Rahmen der $\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{p}$-Störungstheorie. Es wird ein effektives Magnetfeld eingeführt, welches die $\mathrm{Mn_{Ga}}$-Spins aufgrund der Spinpolarisation $\langle \boldsymbol{s} \rangle$ der Valenzband-Löcher spüren [Jun06],

$$\boldsymbol{H}_{MF} = \frac{\beta p}{\mu_0 \mu_B} \langle \boldsymbol{s} \rangle. \tag{2.11}$$

Umgekehrt lässt sich auch ein effektives Feld

$$\boldsymbol{h}_{MF} = \frac{\beta N_{Mn}}{\mu_0 \mu_B} \langle \boldsymbol{S} \rangle \tag{2.12}$$

definieren, das auf die Löcher aufgrund der Spinpolarisation der lokalisierten Mn-Spins wirkt. N_{Mn} ist dabei die Dichte substitutionell auf Ga-Platz eingebauter Mn.
Für die Polaristation $\langle \boldsymbol{S} \rangle$ der Mn-Spins lässt sich die Abhängigkeit von Temperatur T und effektivem Feld H_{MF} in Brillouin-Näherung ausdrücken als

$$\langle \boldsymbol{S} \rangle = \frac{\boldsymbol{H}_{MF}}{|H_{MF}|} S B_S \left(S g \mu_0 \mu_B |H_{MF}| / k_B T \right). \tag{2.13}$$

Zur Bestimmung der Curie-Temperatur nähert man nun H_{MF} und B_S um $\langle \boldsymbol{S} \rangle = 0$ durch

$$\boldsymbol{H}_{MF} \approx \frac{\beta^2 N_{Mn} \chi_f}{g^3 \mu_0^2 \mu_B^3} \langle \boldsymbol{S} \rangle, \tag{2.14}$$

$$B_S \approx \frac{S+1}{3S} \frac{S |H_{MF}|}{k_B T_C} \tag{2.15}$$

an, wobei in Gleichung 2.14 $p g \mu_B \langle \boldsymbol{s} \rangle \sim \chi_f \boldsymbol{h}_{MF}$ verwendet wurde. χ_f ist dabei die magnetische Suszeptibilität des Löchersystems, die allgemein definiert ist durch die zweite Ableitung der freien Energie F_C des Löchersystems nach dem Magnetfeld,

$$\chi_f = \frac{d^2 F_C}{d {h_{MF}}^2}. \tag{2.16}$$

Aus den Gleichungen 2.13, 2.14 und 2.15 folgt nun für die Curie-Temperatur

$$T_C = \frac{N_{\mathrm{Mn}} S(S+1)}{3 k_{\mathrm{B}} g^3 \mu_0^2 \mu_{\mathrm{B}}^3} \beta^2 \chi_f \tag{2.17}$$

Setzt man zur Veranschaulichung als einfache Näherung für die Suszeptibilität die Pauli-Spinsuszeptibilität

$$\chi_f = \mu_0 \mu_{\mathrm{B}}^2 \frac{m^* k_{\mathrm{F}}}{\pi^2 \hbar^2} \tag{2.18}$$

ein, die sich innerhalb eines Ein-Band-Modells mit Spinaufspaltung ergibt, so folgt daraus wegen $k_{\mathrm{F}} = (3\pi^2 p)^{1/3}$

$$T_C \sim N_{\mathrm{Mn}} p^{1/3}. \tag{2.19}$$

Um quantitative Aussagen treffen zu können, muss die Suszeptibilität unter Verwendung des Hamiltonoperators

$$H = H_{KL} + \boldsymbol{s} \cdot \boldsymbol{h}_{MF}, \tag{2.20}$$

in dem H_{KL} den Kohn-Luttinger-Hamiltonoperator [Lut55] von GaAs für die sechs spinaufgespaltenen Valenzbänder repräsentiert, berechnet werden. Für die Curie-Temperatur ergibt sich damit der Zusammenhang [TD01]

$$T_C = \frac{1.2 N_0 S(S+1) \left(3\pi^2\right)^{1/3}}{12\pi^2 \hbar^2 k_B} m^* \beta^2 x_{\text{eff}} p^{1/3}, \tag{2.21}$$

N_0 steht für die Dichte der Kationenplätze, x_{eff} für die Konzentration magnetisch unkompensierter Mn_{Ga}. Wie schon an der einfachen, qualitativen Abschätzung zu erkennen war, ergibt sich als wichtiger Trend die Abhängigkeit

$$\text{T}_C \sim x_{\text{eff}} \cdot p^{1/3}. \tag{2.22}$$

Wie in den nächsten Abschnitten gezeigt wird, lassen sich im Rahmen der Molekularfeldtheorie auch Vorhersagen über die MA und den AMR in GaMnAs treffen.

2.5 Magnetische Anisotropie

Unter magnetischer Anisotropie versteht man die Abhängigkeit der freien Energie eines Systems von der Richtung der Magnetisierung. Makroskopisch macht sich dies durch das Auftreten bestimmter Vorzugsrichtungen der Magnetisierung bemerkbar; ohne äußeres Magnetfeld zeigt die Magnetisierung in die Richtung des Minimums der freien Energie. Im folgenden Abschnitt wird zunächst eine phänomenologische Beschreibung der MA präsentiert. Dabei werden die unterschiedlichen intrinsischen und extrinsischen Beiträge diskutiert. Anschließend wird gezeigt, wie sich die MA im Rahmen der oben vorgestellten Molekularfeldnäherung theoretisch berechnen lässt und die Ergebnisse werden mit der phänomenologischen Beschreibung verglichen.

2.5.1 Phänomenologische Beschreibung

Im Rahmen dieser Arbeit wird bei der Betrachtung der MA, genau wie später bei der Diskussion des winkelabhängigen Magnetotransports, die Annahme zu Grunde gelegt, dass die Probe als einzelne, homogen magnetisierte Domäne mit konstanter Magnetisierung $\boldsymbol{M} = M\boldsymbol{m}$ beschreiben werden kann. Dies wird gemeinhin als Stoner-Wolfarth- oder Eindomänen-Modell bezeichnet. Hierbei kennzeichnet $\boldsymbol{m}$ den Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung.

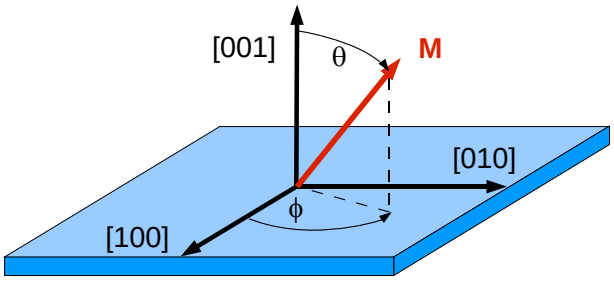

Abbildung 2.9: $\boldsymbol{M}$ im Koordinatensystem entlang der Kristallachsen.

Die Magnetisierungsrichtung $\boldsymbol{m}$ lässt sich, wie in Abbildung 2.9 dargestellt, in Kugelkoordinaten mit Bezug auf die Kristallachsen ausdrücken als

$$\boldsymbol{m} = \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix}. \tag{2.23}$$

Da wir den Betrag der Magnetisierung als konstant voraussetzen, was bei genügend hohen Magnetfeldstärken sicherlich eine gute Näherung darstellt, werden wir im Folgenden statt der freien Energiedichte F die auf M normierte Größe $F_M = F/M$ betrachten. F_M beinhaltet intrinsische und extrinsische Beiträge, die nun diskutiert werden sollen.

Kristallanisotropie

Der intrinsische Beitrag zur freien Energiedichte

$$F_{M,\mathrm{int}} = F_{M,\mathrm{C}} + F_{M,\mathrm{S}} \tag{2.24}$$

rührt her von den Löchern im Valenzband ($\mathrm{F}_{M,\mathrm{C}}$) sowie von den lokalen magnetischen Momenten der $\mathrm{Mn_{Ga}}$-Störstellen ($\mathrm{F}_{M,\mathrm{S}}$). Die Kristallsymmetrie des betrachteten Materials äußert sich in einer anisotropen Valenzbandstruktur und damit in einem anisotropen Beitrag zu $F_{M,\mathrm{C}}$, der Anteil $F_{M,\mathrm{S}}$ ist bezüglich der Magnetisierungsrichtung konstant. Um nun einen analytischen Ausdruck für $F_{M,\mathrm{int}}$ zu erhalten, kann man eine Reihenentwicklung von $F_{M,\mathrm{int}}$ nach den oben definierten Richtungscosinus m_x, m_y und m_z der Magnetisierung durchführen. Führt man eine Entwicklung bis zu Termen vierter Ordnung durch, so ergibt sich für ein perfekt kubisches System der Ausdruck

$$F_{M,\mathrm{int}}(\boldsymbol{m}) = const. + B_2 \underbrace{\left(m_x^2 + m_y^2 + m_z^2\right)}_{=1} + B_4(m_x^4 + m_y^4 + m_z^4). \tag{2.25}$$

Die Entwicklungskoeffizienten B_i bezeichnet man als (magnetische) Anisotropieparameter. Der erste nicht-konstante Beitrag ist für perfekte kubische Symmetrie

also von vierter Ordnung. Lässt man eine tetragonale Verzerrung entlang der [001]-Wachstumsrichtung zu, so ist die jeweilige Entartung der Beiträge zweiter und vierter Ordnung aufgehoben. Es ergibt sich der Ausdruck [Liu06, Lim06b, Lim08, Glu09b]

$$F_{M,\mathrm{int}}(\boldsymbol{m}) = B_0 + B_{2\perp} m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{4\perp} m_z^4 \tag{2.26}$$

für den intrinsischen Beitrag zu F_M, wobei B_0 hier den isotropen Anteil in $F_{M,\mathrm{int}}$ bezeichnet. Im Vergleich zur kubischen Symmetrie ergibt sich also zusätzlich ein uniaxialer Beitrag zweiter Ordnung senkrecht zur Schichtebene, außerdem sind die Parameter vierter Ordnung in der Schichtebene und senkrecht dazu nicht mehr notwendigerweise identisch.

Formanisotropie

Wie zuvor erwähnt, existieren neben den intrinsischen Beiträgen zur MA auch extrinsische Beiträge. Ein extrinsischer Beitrag ist die Formanisotropie. Die mikroskopische Ursache hierfür ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die proportional zu $1/R_{ij}^3$ mit dem Abstand R_{ij} zwischen zwei Dipolen abfällt und somit eine recht große Reichweite hat. Es entsteht ein Dipolfeld $\boldsymbol{H}_d$ innerhalb der Probe, das man Entmagnetisierungsfeld nennt. Dieses hängt aufgrund der langen Reichweite der Dipol-Dipol-Wechselwirkung von der Dipolverteilung am Rand der Probe ab. Für einen beliebig geformten Körper hängt dieses Feld explizit vom Ort ab, auch wenn die Magnetisierungsdichte im Körper konstant ist. Für den Spezialfall eines Ellipsoids jedoch wird $\boldsymbol{H}_d$ ortsunabhängig. Der Zusammenhang zwischen Magnetisierung und Entmagnetisierungsfeld lässt sich dann gemäß

$$\boldsymbol{H}_d = -\bar{\mathbf{N}}\boldsymbol{M} \tag{2.27}$$

über den Entmagnetisierungstensor $\bar{\mathbf{N}}$ ausdrücken, der die Bedingung

$$Spur\left(\bar{\mathbf{N}}\right) = 1 \tag{2.28}$$

erfüllt. Der Beitrag der Formanisotropie zur freien Energiedichte lautet nun

$$F_{shape} = -\frac{\mu_0}{2}\frac{1}{V}\int_V \boldsymbol{M}\cdot\boldsymbol{H}_d dV = \frac{\mu_0}{2}\boldsymbol{M}\bar{\mathbf{N}}\boldsymbol{M}. \tag{2.29}$$

Für die in dieser Arbeit untersuchten dünnen Schichten stellt eine dünne, unendlich ausgedehnte Platte eine gute Näherung dar, der Entmagnetisierungstensor nimmt für diesen Fall die besonders einfache Form [Blü99]

$$\bar{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.30}$$

an, für den Formanisotropiebeitrag in einer solchen dünnen Schicht ergibt sich folglich

$$F_{M,shape} = \frac{\mu_0}{2} M m_z^2 = B_d m_z^2, \tag{2.31}$$

wobei B_d den Parameter für Formanisotropie repräsentiert.

Uniaxialer Anisotropiebeitrag in der Schichtebene

Ein weiterer extrinsischer Beitrag zur MA ist ein experimentell gefundener Beitrag für (001)-orientierte Proben in der Schichtebene entlang der $[\bar{1}10]$-Kristallrichtung [Wel03],

$$F_{M,\bar{1}10} = \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} \left(m_x - m_y\right)^2 . \tag{2.32}$$

Die mikroskopische Ursache für diesen empirisch eingeführten Beitrag ist noch nicht komplett verstanden und wird teilweise kontrovers diskutiert. Sawicki et al. versuchen, den Effekt mit einer uniaxialen Verzerrung zu erklären [Saw05], während Hamaya et al. den Effekt auf die Formation von GaMnAs-Clustern mit hoher Löcherdichte in den Schichten zurückführen [Ham05, Ham06a, Ham06b]. Letzlich ist jedoch die mikroskopische Ursache für die Symmetriebrechung, die dem Effekt zugrunde liegen muss, noch nicht geklärt. Experimentelle Befunde zeigen, dass dieser Beitrag unterschiedlich stark ausgeprägt ist und von Temperatur [Wel03], Löcherdichte [Ham06b], Schichtdicke [Rus07] und Mn-Konzentration [Wan05a] abhängt.

Freie Energiedichte und freie Enthalpiedichte in GaMnAs-Schichten

Die freie Energiedichte setzt sich nun aus der Summe der einzelnen intrinsischen und extrinsischen Beiträgen zusammen.

$$\begin{aligned} F_{M,\mathrm{tot}}\left(\boldsymbol{m}\right) &= F_{M,\mathrm{int}}(\boldsymbol{m}) + F_{M,\mathrm{Form}}(\boldsymbol{m}) + F_{M,\bar{1}10}(\boldsymbol{m}) \\ &= B_0 + \overbrace{\left(B_{2\perp} + B_d\right)}^{=B_{001}} m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{4\perp} m_z^4 \\ &\quad + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} \left(m_x - m_y\right)^2 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Die beiden Parameter $B_{2\perp}$ und B_d werden zu einem effektiven Parameter B_{001} zusammengefasst, da sie experimentell zunächst nicht getrennt voneinander bestimmt werden können.
Nimmt man nun noch ein äußeres Magnetfeld $\boldsymbol{H} = H\boldsymbol{h}$ hinzu, so muss man einen zusätzlichen Term, die auf M normierte Zeeman-Energiedichte $-\mu_0 \boldsymbol{H}\boldsymbol{m}$ zur freien Energiedichte F_M addieren, was einer Transformation zur (normierten) freien Enthalpiedichte G_M entspricht. Diese lautet folglich

$$\begin{aligned} G_M(\boldsymbol{m}) &= B_0 + B_{001} m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{4\perp} m_z^4 \\ &\quad + \frac{1}{2} B_{\bar{1}10} (m_x - m_y)^2 - \mu_0 H \boldsymbol{h}\boldsymbol{m}. \end{aligned} \tag{2.34}$$

Bei einem vorgegebenen äußeren Magnetfeld $\boldsymbol{H}$ wird nun die Richtung der Magnetisierung $\boldsymbol{m}$ durch das Minimum von G_M festgelegt.
In Abbildung 2.10 sind für einen exemplarischen Satz von Anisotropieparametern sphärische Polardiagramme der einzelnen Beiträge zur freien Energie (Abb. 2.10 (a) und (b)) und freien Enthalpie zu sehen (Abb. 2.10 (c)). Man erkennt, dass der Parameter $B_{2\perp}$ positiv ist, dies macht die Richtung senkrecht zur Schicht zu einer magnetisch harten Achse. Wie wir in Kapitel 5 sehen werden, ist dies bei kompressiv verspannten GaMnAs-Schichten der Fall. In Abbildung 2.10 (c) ist zu erkennen, dass die Richtung der Magnetisierung $\boldsymbol{m}$ durch das Minimum von G_M bestimmt ist und im allgemeinen nicht parallel zum äußeren Magnetfeld $\boldsymbol{H}$ verläuft.

2.5.2 Berechnung der magnetischen Anisotropie im Rahmen des Dietl-Modells

Die vorausgegangene Beschreibung der MA in GaMnAs ist rein phänomenologisch. Ziel dieses Abschnittes ist nun, eine theoretische Beschreibung für die intrinsischen Beiträge zur MA zu entwickeln und diese mit dem phänomenologischen Modell zu vergleichen, um die dort eingeführten Anisotropieparameter mikroskopisch zu verstehen.
Den Ausgangspunkt für die Berechnung der MA stellt erneut das von Dietl et al. [TD01] vorgeschlagene Modell dar, in dem die Valenzbandstruktur von GaMnAs im Rahmen der $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}$-Störungstheorie berechnet wird. Basierend auf dieser Valenzbandstruktur erfolgt die Berechnung der freien Energie der beweglichen Löcher $F_{M,\mathrm{C}}$ in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung $\boldsymbol{m}$.
Das System wird beschrieben mit einem Hamiltonoperator der Form [TD01]

$$H = H_{KL} + H_\varepsilon + H_{pd}. \tag{2.35}$$

H_{KL} bezeichnet wie schon in Paragraph 2.4.2 den 6x6 Kohn-Luttinger $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}$ Hamiltonoperator von GaAs. $H_{pd} = -N_0\beta\boldsymbol{s}\boldsymbol{S}$ behandelt die Wechselwirkung zwischen den Löcherspins $\boldsymbol{s}$ und den Mn-Spins $\boldsymbol{S}$, wobei hier β das p-d-Austauschintegral und N_0 die Dichte der Kationenplätze bezeichnen. Im Rahmen der Molekularfeldnäherung kann dieser Beitrag nun geschrieben werden als

$$H_{pd} = 6B_G\boldsymbol{s}\boldsymbol{m}. \tag{2.36}$$

Für den Parameter B_G gilt dabei

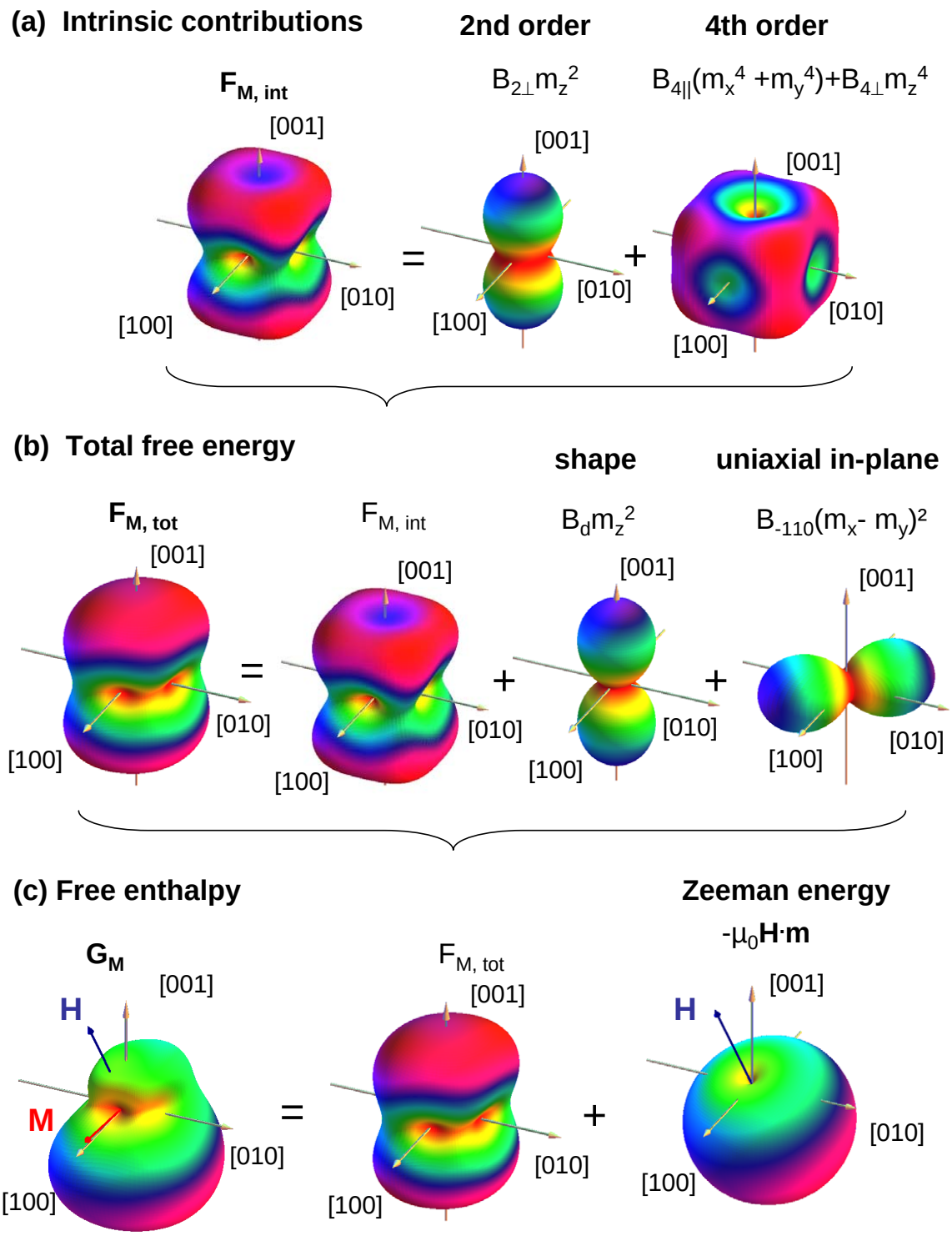

Abbildung 2.10: Sphärische Polardiagramme der einzelnen Beiträge zu freier Energie und freier Enthalpie: (a) Intrinsische Beiträge $F_{M,\mathrm{int}}$ gemäß Gleichung 2.26, (b) Gesamte freie Energie $F_{M,\mathrm{tot}}$, (c) Freie Enthalpie G_M in Anwesenheit eines externen Magnetfelds $\boldsymbol{H}$.

$$B_G = \frac{A_F \beta M}{6 g \mu_B}. \tag{2.37}$$

Hier ist A_F der „Fermi-liquid"-Parameter, $g = 2$ der Landé-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. Der Parameter B_G ist negativ und hat die Dimension einer Energie, er repräsentiert die (antiferromagnetische) Kopplung zwischen den Löchern und den Mn-Spins.
Den Einfluss der Verspannung in der Schicht berücksichtigt der Operator

$$H_\varepsilon = \sum_{i,j} D_{ij} \varepsilon_{ij}, \tag{2.38}$$

D_{ij} steht hier für den Deformationspotentialoperator, ε_{ij} bezeichnet den Verzerrungstensor. Eine explizite Darstellung der einzelnen Hamilton-Matrizen in Gleichung 2.35 ist in [TD01] zu finden. Als Näherung wurden für die Kohn-Luttinger-Parameter γ_i, die Spin-Bahn-Abspaltung Δ_0 und die elastischen Deformationspotentiale des Valenzbandes ($a,\ b,\ d$) die Werte von GaAs[8] verwendet.
Aus der Diagonalisierung der Hamilton-Matrix 2.35 ergibt sich nun die Valenzbandstruktur von GaMnAs im Bereich des Γ-Punktes in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung $\boldsymbol{m}$ und der Verzerrung ε_{ij} in der Probe. Im Fall einer biaxial verspannten Schicht, die pseudomorph auf einem (001)-Substrat aufgewachsen ist, kann man den Verzerrungszustand der Schicht vollständig beschreiben durch die Verzerrung in Wachstumsrichtung, repräsentiert durch die Komponente ε_{zz} des Verzerrungstensors. Eine ausführlichere Diskussion hierzu ist in Kapitel 4 zu finden.
Abbildung 2.11 zeigt berechnete Valenzbandstrukturen in GaMnAs mit biaxialer kompressiver Verzerrung $\varepsilon_{zz} > 0$. Links ist das Ergebnis für Magnetisierung entlang der [100]-Kristallrichtung gezeigt, rechts für Magnetisierung entlang der [001]-Kristallrichtung. Durch Berücksichtigung der p-d-Wechselwirkung wird die m_j- Entartung der Bänder aufgehoben und man erhält ein sechsfach aufgespaltenes Valenzband. Der deutlich erkennbare Unterschied in den Bandstrukturen für die beiden Magnetisierungsrichtungen weist bereits auf eine MA hin.
Um nun die freie Energie des Löchersystems $F_{M,\mathrm{C}}(\varepsilon_{ij}, \boldsymbol{m})$ zu erhalten, summiert man alle Energieeigenwerte der vier Bänder der schweren und leichten Löcher bis zum Ferminiveau auf. Das Spin-Bahn-abgespaltene Band muss dabei nicht berücksichtigt werden, da es wegen der großen Spin-Bahn-Abspaltungsenerge Δ_0 bei üblichen Löcherdichten p viel tiefer liegt als das Ferminiveau. Für mehr Details hierzu sei an dieser Stelle auf die Arbeit von Michael Glunk [Glu09a] verwiesen.
Unter der Annahme, dass der Beitrag der lokalisierten Spins zur freien Energie

[8] $\gamma_1 = 6.85$, $\gamma_2 = 2.1$, $\gamma_3 = 2.9$, $\Delta_0 = 0.34$ eV, a=-1.2 eV, b=-1.7 eV, d=-4.6 eV [Vur01], wobei d bei pseudomorph auf (001)-orientierten Substraten gewachsenen Schichten nicht relevant ist.

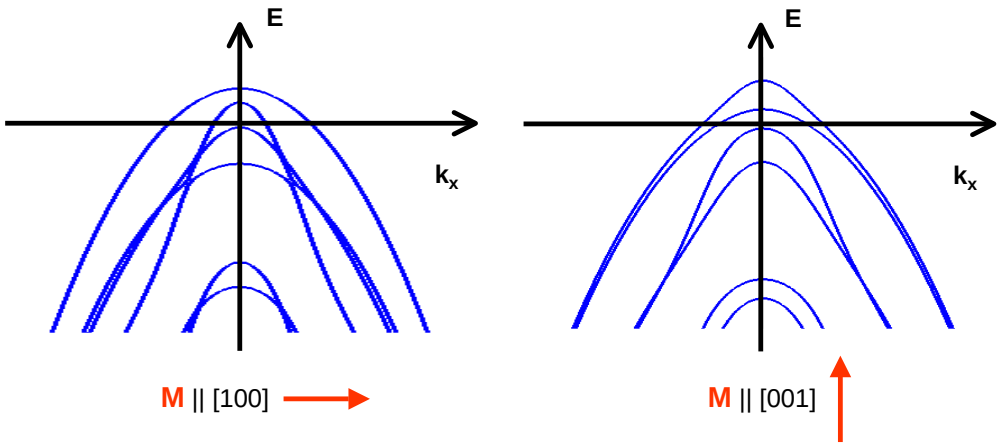

Abbildung 2.11: Berechnete Valenzbandstrukturen in GaMnAs mit biaxialer kompressiver Verzerrung $\varepsilon_{zz} = 0.2\%$ bei Magnetisierung entlang der [100]-Richtung (links) und entlang der [001]-Richtung (rechts) für B_{G} = -23meV und $p = 3.5 \times 10^{20}$ cm^{-3} .

$$F_{M,\mathrm{S}} = \int_0^M dM' H(M')/M \tag{2.39}$$

isotrop ist, lässt sich folglich der anisotrope Teil des intrinsischen Beitrags zur freien Energiedichte schreiben als

$$\Delta F_{M,\mathrm{int}} = F_{M,\mathrm{c}}(\varepsilon_{zz}, \boldsymbol{m}) - F_{M,\mathrm{c}}(\varepsilon_{zz}, \boldsymbol{m} = [100]). \tag{2.40}$$

Die Richtung $\boldsymbol{m}$ || [100] wurde hier als Bezugsrichtung gewählt. Unter Verwendung von Gleichung 2.26 lässt sich Gleichung 2.40 ausdrücken als

$$\Delta F_{M,\mathrm{int}} = B_{2\perp} m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4 - 1) + B_{4\perp} m_z^4. \tag{2.41}$$

Setzt man hier nun die Magnetisierungsrichtung $\boldsymbol{m}$ gemäß Gleichung 2.23 in sphärischen Polarkoordinaten ein, so nimmt Gleichung 2.41 für die Magnetisierung in der (001)-Ebene die nur vom Azimutwinkel φ abhängige Form

$$\Delta F_{M,\mathrm{int}}(\varphi) = B_{4\parallel}(\cos^4\varphi + \sin^4\varphi - 1) \tag{2.42}$$

an. Liegt die Magnetisierung in der (010)-Ebene, so erhält man entsprechend den Ausdruck

$$\Delta F_{M,\mathrm{int}}(\theta) = B_{2\perp} \cos^2\theta + B_{4\parallel}(\sin^4\theta - 1) + B_{4\perp} \cos^4\theta, \tag{2.43}$$

der nur noch vom Polarwinkel θ abhängt. Für einen repräsentativen Parametersatz $B_G = -23$ meV, $p = 3.5 \times 10^{20}$ cm^{-3} wird nun $\Delta F_{M,\mathrm{int}}$ als Funktion der

Winkel ϕ und θ für verschiedene Verzerrungen $-0.4 \leq \varepsilon_{zz} \leq 0.3\%$ numerisch berechnet und an diese gerechneten Werte eine Anpassung unter Verwendung der Gleichungen 2.42 und 2.43 mit $B_{2\perp}$, $B_{4||}$ und $B_{4\perp}$ als Anpassungsparameter durchgeführt.
Abbildung 2.12 zeigt eine Zusammenfassung der Ergebnisse. Numerisch berechnete Werte sind als Punkte dargestellt, die entsprechenden Anpassungen als durchgezogene Linien. In Abbildung 2.12 (a) ist exemplarisch nur eine Kurve bei $\varepsilon_{zz} = -0.4\%$ abgebildet, da sich hier nur marginale Unterschiede zwischen den einzelnen Werten für ε_{zz} ergaben. Man erkennt deutlich, dass die phänomenologische Beschreibung die theoretisch berechneten Werte perfekt reproduziert. In Abbildung 2.12 (b) ist ebenfalls eine perfekte Übereinstimmung zwischen Rechnung und Anpassung zu erkennen. Darüber hinaus tritt hier eine systematische Änderung des Kurvenverlaufs mit ε_{zz} auf. In Abbildung 2.12 (c) ist der lineare Zusammenhang zwischen $B_{2\perp}$ und ε_{zz}, der sich aus den Rechnungen ergab, abgebildet. Dieser Sachverhalt wird in Kapitel 5 genauer untersucht.
An dieser Stelle bleibt festzuhalten, dass die phänomenologische Behandlung der MA gemäß Gleichung 2.26 die im Rahmen der Molekularfeldnäherung gewonnenen, theoretischen Vorhersagen perfekt reproduziert und keine Notwendigkeit besteht, höhere Ordnungen in m_i in Gleichung 2.26 zu berücksichtigen.

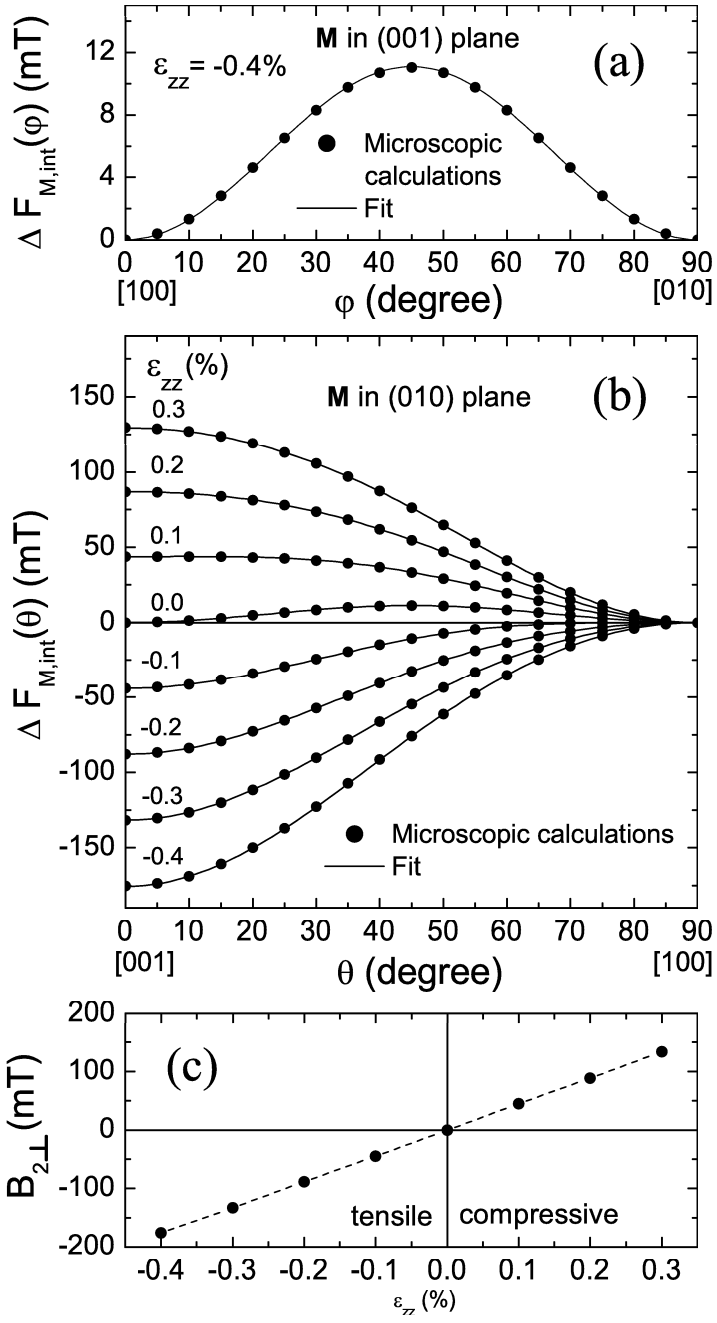

Abbildung 2.12: Freie Energiedichte in GaMnAs für Magnetisierungsrichtung (a) in der Schichtebene und (b) in der (010)-Ebene. In Molekularfeldnäherung berechnete Werte sind durch Punkte dargestellt, die durchgezogene Linie ist die Anpassung an diese Werte mit der phänomenologischen Beschreibung nach Gleichung 2.26. Zwischen $B_{2\perp}$ und ε_{zz} ergab sich aus den Rechnungen ein linearer Zusammenhang (c).

Kapitel 3

Magnetotransport

Magnetotransportmessungen an GaMnAs stellen einen wichtigen Teil dieser Arbeit dar. Im Folgenden soll deshalb zunächst ein kurzer Überblick über die unterschiedlichen magnetoresistiven Effekte in GaMnAs gegeben werden. Des Weiteren soll die Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus Messungen bei hohen Magnetfeldstärken beschrieben werden. Abschließend wird ein Modell für die Abhängigkeit von longitudinalem und transversalem Widerstand von der Orientierung der Magnetisierung in der Probe präsentiert. Dieses Modell ermöglicht es uns, aus Magnetotransportmessungen die MA zu bestimmen. Longitudinaler und transversaler Widerstand sind in diesem Kapitel über längs und quer zur Stromrichtung gemessene Spannungen definiert. Den Ausgangspunkt hierfür stellt das Ohmsche Gesetz dar, welches eine Verknüpfung zwischen der elektrischen Feldstärke $\boldsymbol{E}$ und der Stromdichte $\boldsymbol{J}$ über den Widerstandstensor $\bar{\rho}$ herstellt,

$$\boldsymbol{E} = \bar{\rho} \cdot \boldsymbol{J}. \tag{3.1}$$

Die longitudinale und transversale Spannung wird entlang beziehungsweise senkrecht zur Stromrichtung einer als homogen angenommenen Stromdichte $\boldsymbol{J} = J\boldsymbol{j}$ gemessen.

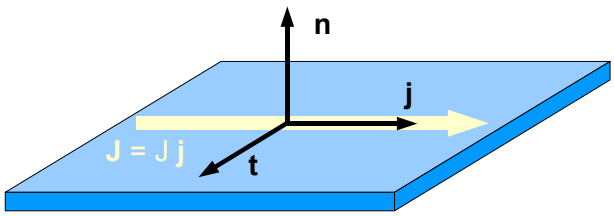

Abbildung 3.1: Von der Kristallorientierung unabhängiges Koordinatensystem mit der Stromrichtung als Bezugsrichtung.

Gemäß Abbildung 3.1 definiert man ein von den Kristallrichtungen unabhängiges

Koordinatensystem, das von den Vektoren $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{t}$ und $\boldsymbol{n} = \boldsymbol{j} \times \boldsymbol{t}$ aufgespannt wird. Die longitudinale und die transversale Feldstärke lassen sich demnach schreiben als

$$\begin{aligned} E_{long} &= \boldsymbol{j}\boldsymbol{E} \\ E_{trans} &= \boldsymbol{t}\boldsymbol{E}. \end{aligned} \tag{3.2}$$

Für longitudinalen und transversalen Widerstand gelten folglich unter Verwendung des Widerstandstensors $\bar{\rho}$

$$\rho_{long} = \frac{E_{long}}{J} = \boldsymbol{j} \cdot \bar{\rho} \cdot \boldsymbol{j}, \tag{3.3}$$

$$\rho_{trans} = \frac{E_{trans}}{J} = \boldsymbol{t} \cdot \bar{\rho} \cdot \boldsymbol{j}. \tag{3.4}$$

3.1 Positiver und negativer Magnetowiderstand

Der normale oder **positive Magnetowiderstand** ist eine Folge der Lorentzkraft und kann anschaulich durch eine Verkürzung der freien Weglänge im magnetischen Feld B verstanden werden. Zwischen zwei Stößen bewegen sich die Elektronen auf Landau-Bahnen mit Radius $r = vm/eB$, die mit der Zyklotronfrequenz $\omega_c = eB/m$ umlaufen werden. Dies führt zu einer Verkürzung der effektiven freien Weglänge in Stromrichtung im Vergleich zum feldfreien Fall. Die gestrichelte Linie in Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf des positiven Magnetowiderstands am Beispiel einer p-dotierten HT-GaAs-Probe. Der positive Magnetowiderstand tritt immer auf, wird allerdings in GaMnAs vom **negativen Magnetowiderstand** überlagert.
Negativer Magnetowiderstand (NMR[1]) bedeutet eine Abnahme des spezifischen Widerstands mit zunehmender äußerer Feldstärke. Dieser Effekt ist isotrop und sättigt in GaMnAs auch bei großen Feldstärken nicht. In ferromagnetischen Übergangsmetallen wird der Effekt durch Streuung an Spinunordnung erklärt: Das äußere Feld führt zu einer Reduzierung der Spinunordnung und damit zu einer Abnahme des spezifischen Widerstands [Gro04].
Obwohl sicherlich auch präsent, ist sehr fraglich, ob dieser Effekt in GaMnAs die alleinige Ursache für den negativen Magnetowiderstand darstellt. Bei großen Feldstärken ist die Magnetisierung in GaMnAs gesättigt, dennoch tritt keine Sättigung beim negativen Magnetowiderstand ein. Außerdem zeigen teilweise auch nichtmagnetische Proben ein ähnliches Widerstandsverhalten.
Die durchgezogene Linie in Abbildung 3.2 zeigt den Verlauf des spezifischen Widerstands einer (nichtmagnetischen) LT-GaAs-Probe. Genau wie in GaMnAs ist

[1] engl.: Negative Magneto Resistance

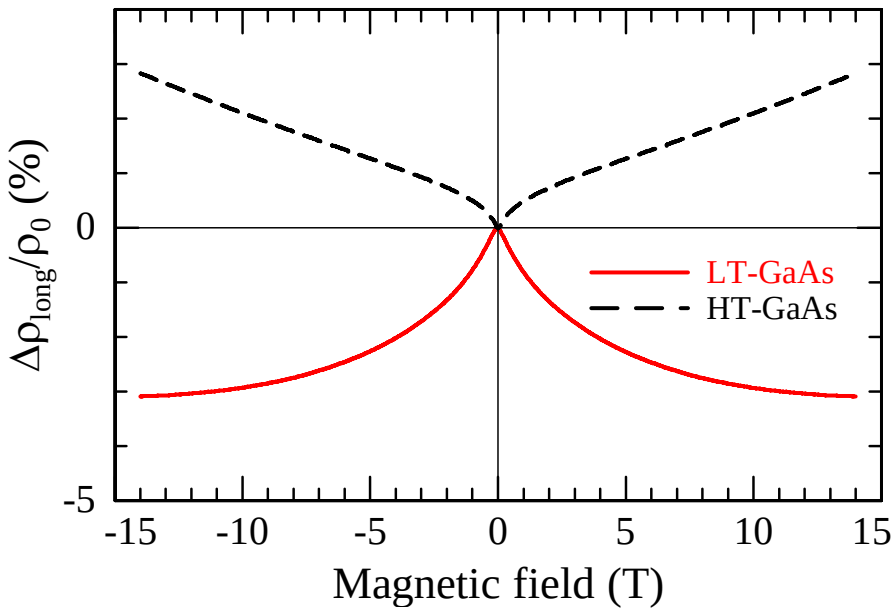

Abbildung 3.2: Relative Widerstandsänderung im Magnetfeld normiert auf den Widerstand bei Nullfeld für nichtmagnetische GaAs-Proben. Die gestrichelte Linie repräsentiert eine (mit Kohlenstoff p-dotierte) HT-GaAs-Probe, die durchgezogene eine (n-Typ hintergrunddotierte) LT-GaAs-Probe.

die Punktdefektdichte in dieser Probe relativ hoch, etwa im Bereich 10^{20} cm^{-3}. Bei Proben mit weniger Defekten, wie beispielsweise der HT-Probe[2] in Abbildung 3.2, ist hingegen kein negativer Magnetowiderstand zu beobachten. In stark gestörten Systemen, zu denen GaMnAs wegen der hohen Dichte an Punktdefekten sicherlich auch zu zählen ist, wird der negative Magnetowiderstand auf die sogenannte schwache Lokalisierung zurückgeführt [Ber84, Abr79, Iye99]. Letztlich wird dieser Effekt durch Quanteninterferenzen der Ladungsträger an den Defekten des Systems verursacht. Das Magnetfeld unterdrückt die Lokalisierung der Ladungsträger, was zu einer Abnahme des Widerstands führt.
Abbildung 3.3 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands einer (kompressiv verspannten) GaMnAs-Probe. Die Probe wurde auf einem (001)-orientierten GaAs-Substrat gewachsen, das äußere Feld wurde senkrecht zur Schicht entlang der [001]-Kristallrichtung angelegt. Für Feldstärken $\geq$ 0.5 T ist der Verlauf vom negativen Magnetowiderstand dominiert und ähnelt der in Abbildung 3.2 gezeigten Kurve für LT-GaAs. Im Bereich um $B = 0$ T sind jedoch deutliche Unterschiede zum NMR der nichtmagnetischen LT-GaAs-Probe zu erkennen. In diesem Bereich macht sich die MA und der anisotrope Magnetowiderstand, der im nächsten Abschnitt besprochen wird, bemerkbar.

[2]Bei HT-Proben liegt die Punktdefektdichte typischerweise im Bereich von $\leq 10^{18}$ cm^{-3}.

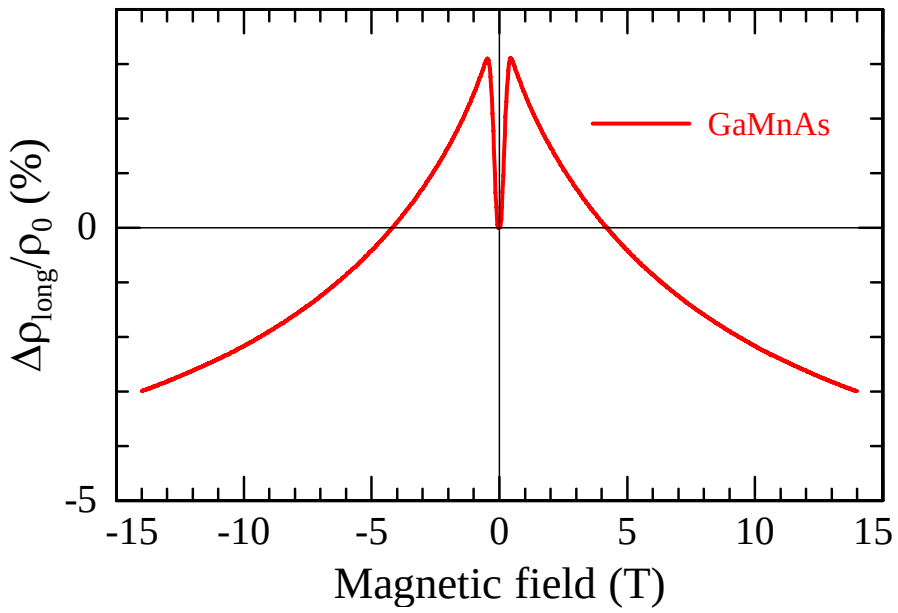

Abbildung 3.3: Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands einer (kompressiv verspannten) GaMnAs-Probe, die auf (001)-orientiertem Substrat gewachsen wurde. Das äußere Feld war entlang der [001]-Kristallrichtung orientiert. Für große Feldstärken dominiert der negative Magnetowiderstand, im Bereich um $B = 0$ T machen sich zusätzlich die magnetische Anisotropie und der anisotrope Magnetowiderstand bemerkbar.

3.2 Anisotroper Magnetowiderstand

Es ist schon lange bekannt, dass bei ferromagnetischen Stoffen der Widerstand von der Orientierung der Magnetisierung relativ zu den Kristallachsen und der Stromrichtung abhängt [Tho57, Dör38]. Diesen Effekt bezeichnet man als anisotropen Magnetowiderstand (AMR[3]). Man unterscheidet zwischen longitudinalem AMR (ρ_{long}) und transversalem AMR (ρ_{trans}), wobei letzterer oftmals auch als planarer Hall-Effekt bezeichnet wird.
Die mikroskopische Ursache für den AMR in GaMnAs liegt in der Spin-Bahn-Kopplung der Valenzbandzustände. Für Proben mit metallischer Leitfähigkeit lässt sich der AMR im Rahmen der im vorhergehenden Kapitel vorgestellten Molekularfeldnäherung beschreiben. Dabei werden, ausgehend von der Boltzmanngleichung, Transport-Relaxationszeiten in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung berechnet.
Der AMR setzt sich zusammen aus zwei unterschiedlichen Beiträgen, einem kristallinen Beitrag aufgrund der anisotropen Krümmung des Valenzbandes sowie

[3]engl.: Anisotropic Magnetoresistance

einem nicht-kristallinen Beitrag durch Streuung an (statistisch verteilten) magnetischen und nicht-magnetischen Streuzentren. Der zuletzt genannte Beitrag hängt nur von der relativen Orientierung zwischen Magnetisierungs- und Stromrichtung ab [Gor01, Rus07, Rus].
In [Rus] wird ein Modell für den nicht-kristallinen Beitrag zum AMR präsentiert, das auf anisotrope Streuung der Spin-Bahn-gekoppelten Löcher an Mn_{Ga}-Störstellen basiert. Diese stellen polarisierte magnetische Momente dar. Ausgangspunkt für die Rechnungen ist der Hamiltonoperator

$$H = H_{KL} + H_{pd}. \tag{3.5}$$

H_{KL} ist hier wieder der 6-Band Kohn-Luttinger Hamiltonoperator [Lut55], der die Luttinger-Parameter γ_1, γ_2, γ_3 sowie die Spin-Bahn-Aufspaltung Δ_0 enthält. Der andere Term beschreibt, wie in Kapitel 2 diskutiert, die spinabhängige Kopplung zwischen den Löchern $\boldsymbol{s}$ und den Mn-Ionen $\boldsymbol{S}$ [TD01]. Um ein einfaches analytisches Modell für diesen Beitrag zum AMR zu erhalten, werden nun einige Annahmen gemacht. So lässt sich der Hamiltonoperator in sphärischer Näherung[4] und unter Berücksichtigung von nur vier Bändern[5] vereinfachen zu

$$H = \left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2\right)\frac{\hbar^2 k^2}{2m} - 2\gamma_2\left(\boldsymbol{kJ}\right)\frac{\hbar^2}{2m} + h\boldsymbol{ms}. \tag{3.6}$$

Hier wurde die Abkürzung $h = \beta N_{Mn} S$ eingeführt, wobei N_{Mn} die Konzentration von substitutionellem Mn und $S = 5/2$ den Spin der Mn-Ionen bezeichnen. Numerische Berechnungen zeigen, dass die leichten Löcher nur vernachlässigbar zur Leitfähigkeit beitragen, deshalb kann man sich auf die Bänder der schweren Löcher $m_j = \pm 3/2$ beschränken. Dies hat zur Folge, dass Gleichung 3.6 analytisch gelöst werden kann. Die Energieeigenwerte ergeben sich dann zu

$$E_{1,2} = \left(\gamma_1 - 2\gamma_2\right)\frac{\hbar^2 k^2}{2m} \pm h\cos\phi_{\boldsymbol{k}}. \tag{3.7}$$

$\phi_{\boldsymbol{k}}$ wurde hier als Winkel zwischen $\boldsymbol{k}$ und $\boldsymbol{m}$ eingeführt. Die Transportrelaxationszeit ist gegeben durch den Ausdruck

$$\frac{1}{\tau\left(\boldsymbol{k}\right)} = \int \frac{d^3\boldsymbol{k'}}{\left(2\pi\right)^3}\frac{2\pi}{\hbar} N_{Mn}\delta\left(E\left(\boldsymbol{k}\right) - E\left(\boldsymbol{k'}\right)\right)\left|M_{\boldsymbol{kk'}}\right|^2\left(1 - \frac{\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k'}}{\left|\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{k'}\right|}\right). \tag{3.8}$$

Dabei lauten die Streumatrixelemente zwischen den Ausgangs- und Endzuständen $|z_{\boldsymbol{k'}}\rangle$ und $|z_{\boldsymbol{k}}\rangle$ für Coulomb-Streuung an den geladenen Ionen

$$M^C_{\boldsymbol{kk'}} = \langle z_{\boldsymbol{k}}|V\left(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k'}\right)|z_{\boldsymbol{k'}}\rangle = V\left(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k'}\right)\langle z_{\boldsymbol{k}}|z_{\boldsymbol{k'}}\rangle \tag{3.9}$$

und

[4] Luttinger-Parameter $\gamma_2 = \gamma_3$

[5] Das Spin-Bahn abgespaltene Band wird nicht berücksichtigt, da Δ_0 so groß ist, dass das Band viel tiefer liegt als das Ferminiveau.

$$M^B_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'} = \langle z_{\boldsymbol{k}}| \frac{h}{N_{Mn}} \boldsymbol{m}\boldsymbol{s} |z_{\boldsymbol{k}'}\rangle = \beta S \langle z_{\boldsymbol{k}}| \boldsymbol{m}\boldsymbol{s} |z_{\boldsymbol{k}'}\rangle \tag{3.10}$$

für die Streuung an den magnetischen Momenten. Zur weiteren Vereinfachung ersetzt man nun das abgeschirmte Coulomb-Potential durch ein δ-förmiges Potential. Diese beiden Streumechanismen addieren sich nun für $\mathrm{Mn_{Ga}}$ auf, effektiv erhält man folglich

$$M_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'} = \beta S \langle z_{\boldsymbol{k}}| \left(\alpha + \boldsymbol{m}\boldsymbol{s}\right) |z_{\boldsymbol{k}'}\rangle \tag{3.11}$$

für das Matrixelement. Hier wurde $\alpha = V\left(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}'\right)/\beta S$ als Verhältnis aus nichtmagnetischem Streupotential und βS eingeführt.
Damit lassen sich nun Streuraten in Abhängigkeit von $\boldsymbol{k}$ berechnen. Beschränkt man sich auf Orientierung der Magnetisierung in der Schichtebene, so ergibt sich für das Verhältnis der Leitfähigkeiten parallel und senkrecht zur Stromrichtung der Ausdruck [Rus]

$$\frac{\sigma_{||}}{\sigma_{\perp}} = \frac{\left(\alpha^2 + \frac{1}{12}\right)\left(\alpha^2 + \frac{1}{4}\right)}{\left(\alpha^2 - \frac{1}{4}\right)^2}. \tag{3.12}$$

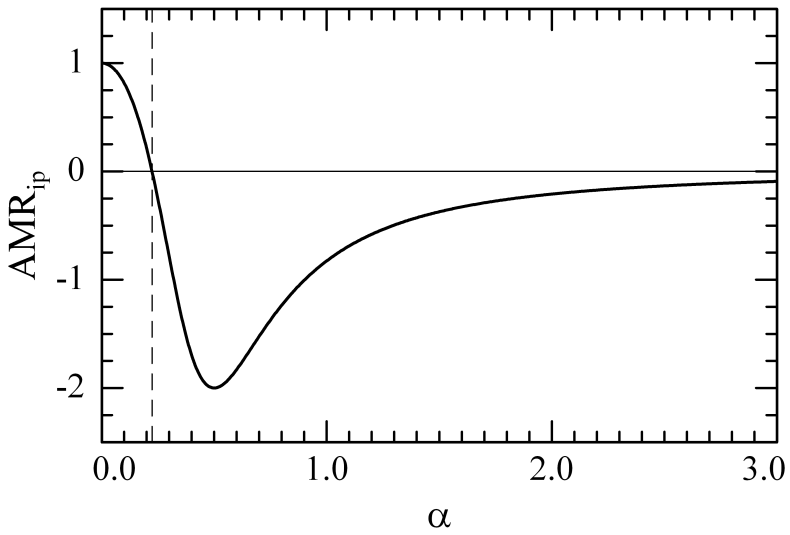

Abbildung 3.4: Nicht-kristalliner Beitrag zum AMR als Funktion des Verhältnisses α der relativen Stärken von nichtmagnetischer und magnetischer Streuung.

Als Maß für den AMR in der Schichtebene definiert man den Koeffizienten

$$\begin{aligned} AMR_{ip} &= 2\frac{\rho_{long}(\boldsymbol{m}||\boldsymbol{J}) - \rho_{long}(\boldsymbol{m}\perp\boldsymbol{J})}{\rho_{long}(\boldsymbol{m}||\boldsymbol{J}) + \rho_{long}(\boldsymbol{m}\perp\boldsymbol{J})} \\ &= -2\frac{\sigma_{||}-\sigma_{\perp}}{\sigma_{||}+\sigma_{\perp}} = -\frac{20\alpha^2-1}{24\alpha^4-2\alpha^2+1}. \end{aligned} \tag{3.13}$$

In Abbildung 3.4 ist der Verlauf von Gleichung 3.13 dargestellt. Wie man sieht, ist für $\alpha \ll 1$, also wenn die magnetische Streuung dominiert, der nicht-kristalline Beitrag zum AMR posititv ($\sigma_{||} < \sigma_{\perp}$). Dies ist bei den meisten ferromagnetischen Metallen der Fall. Bei $\alpha = 1/\sqrt{20}$ jedoch wechselt der AMR sein Vorzeichen ($\sigma_{||} > \sigma_{\perp}$). Der Betrag wird maximal bei $\alpha = 1/2$, also wenn beide Streumechanismen gleich stark sind, Er verschwindet, wenn α gegen unendlich geht, was bedeutet, dass der (isotrope) nichtmagnetische Streumechanismus dominiert. Da in GaMnAs davon auszugehen ist, dass $\alpha >> 1/\sqrt{20}$ gilt [Jun02], erhält man im Rahmen dieses einfachen Modells $\sigma_{||} > \sigma_{\perp}$ für GaMnAs, was den experimentellen Befunden entspricht. Die stark vereinfachenden Annahmen, die hier gemacht wurden, lassen zwar keine quantitative Abschätzung des nichtkristallinen Beitrags zum AMR in GaMnAs zu, das Auftreten eines positiven Werts, was GaMnAs von den meisten ferromagnetischen Metallen unterscheidet, wird jedoch wiedergegeben.
Um den AMR in GaMnAs voll zu erfassen, muss auch der kristalline Beitrag berücksichtigt werden, was bedeutet, dass die sphärische Näherung in Gleichung 3.5 fallen gelassen werden muss. Als Resultat aus numerischen Berechnungen, die die volle Bandstruktur berücksichtigen, ergibt sich eine Überlagerung aus dem oben diskutierten, nicht-kristallinen Beitrag, sowie dem kristallinen Beitrag, der auf die anisotrope Struktur des Valenzbandes zurückzuführen ist und letztlich die Kristallsymmetrie reflektiert [Rus07]. Rushforth et al. diskutieren die so erhaltenen unterschiedlichen Beiträge zum AMR in der Schichtebene basierend auf den Ausdrücken

$$\frac{\rho_{long}-\rho_{\mathrm{av}}}{\rho_{\mathrm{av}}} = \frac{\Delta\rho_{long}}{\rho_{\mathrm{av}}} = C_I\cos 2\phi + C_U\cos 2\psi + C_C\cos 4\psi + C_{I,C}\cos 4\psi - 2\phi \tag{3.14}$$

und

$$\frac{\rho_{trans}-\rho_{\mathrm{av}}}{\rho_{\mathrm{av}}} = \frac{\Delta\rho_{trans}}{\rho_{\mathrm{av}}} = C_I\sin 2\phi - C_{I,C}\cos 4\psi - 2\phi, \tag{3.15}$$

was letztlich eine Erweiterung des Modells von Döring [Dör38] auf Systeme mit kubischer Symmetrie und einem zusätzlichen uniaxialen [110]-Beitrag entspricht. ϕ wurde hier als Winkel zwischen Magnetisierung und Strom eingeführt, ψ ist der Winkel zwischen $\boldsymbol{m}$ und der [110]-Kristallrichtung. ρ_{av} ist definiert als der

Mittelwert von ρ_{long} wenn $\boldsymbol{m}$ um 360 ° in der Schichtebene gedreht wird. Die Parameter C_i werden mit den unterschiedlichen Beiträgen zum AMR in Verbindung gebracht: C_I repräsentiert den nichtkristallinen Beitrag, C_U den hier empirisch eingeführten uniaxialen Beitrag . C_C steht für den kubischen und $C_{I,C}$ für einen gemischten kristallinen/nicht-kristallinen Beitrag.

3.3 Hall-Effekt

3.3.1 Klassischer Hall-Effekt

Der klassische Hall-Effekt beschreibt das Auftreten einer transversalen Spannung in stromdurchflossenen Leitern in einem Magnetfeld senkrecht zur Stromrichtung. Als direkte Konsequenz der auf die Elektronen wirkenden Lorentzkraft tritt er sowohl in magnetischen als auch in nichtmagnetischen Leitern auf. Eine typische Hall-Konfiguration ist in Abbildung 3.5 zu sehen.

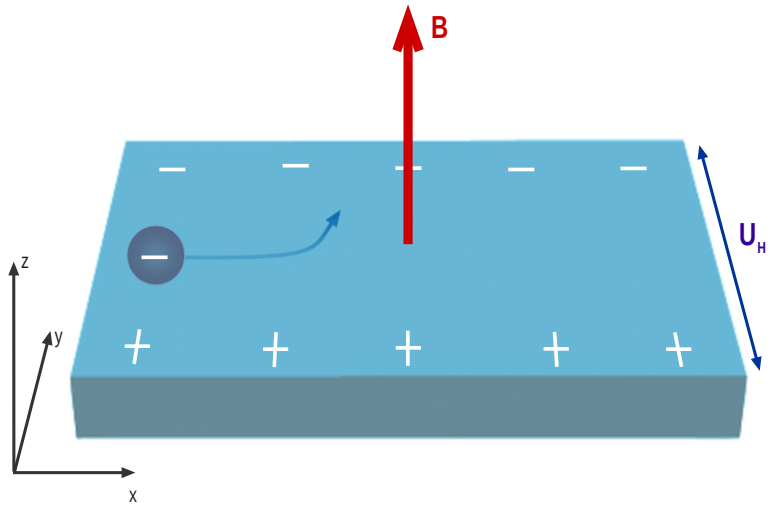

Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer Probe mit Stromfluss in -x-Richtung und Magnetfeld entlang der z-Achse, die Hall-Spannung wird senkrecht zu Magnetfeld und Strom in y-Richtung gemessen.

Im klassischen Drude-Modell des freien Elektronengases lautet die Newtonsche Bewegungsgleichung für ein Elektron im externen elektrischen Feld $\boldsymbol{E}$ und Magnetfeld $\boldsymbol{B}$

$$m\frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -e(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) - m\frac{\boldsymbol{v}}{\tau}. \tag{3.16}$$

Stöße werden hier durch eine mittlere Stoßzeit τ berücksichtigt. Im stationären Zustand wird sich eine konstante, der ungeordneten thermischen Bewegung überlagerte Driftgeschwindigkeit einstellen. Nimmt man ein äußeres Magnetfeld $\boldsymbol{B} = (0, 0, B)$ in z-Richtung an, lässt sich die Gleichung komponentenweise umschreiben zu

$$\begin{aligned} v_x &= -\mu(E_x + v_y B) \\ v_y &= -\mu(E_y - v_x B) \\ v_z &= -\mu E_z, \end{aligned} \tag{3.17}$$

wobei hier die Beweglichkeit $\mu = e\tau/m$ eingeführt wurde. Aufgelöst nach der Geschwindigkeit, nimmt die Gleichung in Matrixschreibweise die Form

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = -\frac{\mu}{1+\mu^2 B^2} \begin{pmatrix} 1 & \mu B & 0 \\ \mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & (1+\mu^2 B^2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \tag{3.18}$$

an. Betrachtet man nun die Stromdichte $\boldsymbol{J} = -en\boldsymbol{v}$, so ergibt sich für die einzelnen Komponenten des elektrischen Felds

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{1}{en\mu} \begin{pmatrix} 1 & \mu B & 0 \\ -\mu B & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix}. \tag{3.19}$$

In dem in Abbildung 3.5 dargstellten Fall mit Stromfluss in x-Richtung ($J_x = J$, $J_y = J_z = 0$) folgt daraus für die transversale Hall-Spannung

$$U_H = E_y b = -\frac{1}{ne} BJb = R_H BbJ = R_H BI\frac{1}{d}. \tag{3.20}$$

Somit erhält man die Ladungsträgerdichte n direkt aus der Bestimmung der Hallkonstante $R_H = -1/ne$. Für den Fall reiner Löcherleitung ergibt sich analog $R_H = 1/pe$, während für gemischte Leitfähigkeit und kleine Magnetfelder die Hallkonstante die kompliziertere Form

$$R_H = \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2} \tag{3.21}$$

annimmt.

3.3.2 Anomaler Hall-Effekt

Während sich bei nichtmagnetischen Leitern die Ladungsträgerkonzentration direkt aus der Messung der Hall-Spannung bestimmen lässt, gestaltet sich dies bei magnetischen Materialien deutlich schwieriger. Die Ursache ist, dass dort der Hall-Spannung überlagert ein zusätzlicher Beitrag auftritt, der proportional zur

z-Komponente M_z der Probenmagnetisierung ist. Somit besteht kein einfacher linearer Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Hall-Spannung:

$$\rho_H = R_H B + R_S M_z. \tag{3.22}$$

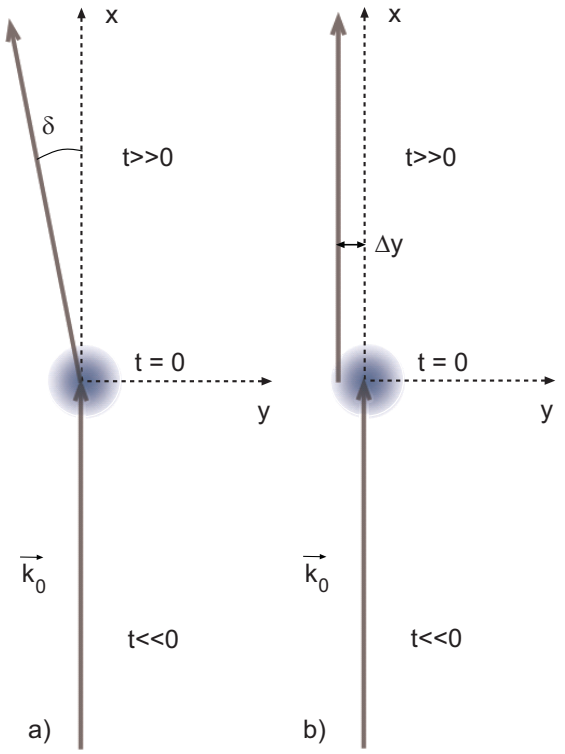

Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der asymmetrischen Streuung eines Elektrons in Anwesenheit von Spin-Bahn-Kopplung: a) skew scattering und b) side-jump scattering

In GaMnAs ist der Beitrag des anomalen Anteils zum Hall-Effekt sehr ausgeprägt und überdeckt größtenteils den normalen Hall-Effekt. Hervorgerufen wird dieser anomale Beitrag durch asymmetrische Streueffekte, die ihre Ursache in der Spin-Bahn-Wechselwirkung haben. Im wesentlichen werden dafür zwei Streumechanismen verantwortlich gemacht:

Skew-Scattering
Beim Skew-Scattering erhält das Elektron eine transversale Geschwindigkeitskomponente, so dass Einfalls- und Ausfallsrichtung des Elektrons nicht mehr

parallel sind (Abbildung 3.6 a)). Der mikroskopische Ursprung dafür lässt sich in zwei Fälle aufteilen: Der intrinsische Fall, der die Streuung eines Ladungsträgers an einer geladenen Störstelle bedeutet, sowie die Streuung eines Ladungsträgers an einer Störstelle mit magnetischem Moment, was als extrinsischer Fall bezeichnet wird. Bei der Streuung an einer geladenen Störstelle existiert wegen des Bahnmoments des Ladungsträgers ein effektives Magnetfeld im Bezugssystem des Ladungsträgers. Dieses Feld koppelt an das magnetische Spinmoment des Ladungsträgers und verursacht so je nach Spinorientierung eine bevorzugte Ablenkung nach links oder rechts. Sind beide Spinorientierungen („spin up“und „spin down“) gleich stark vertreten, so kompensieren sich die entsprechenden Spannungen. Sind die Ladungsträger jedoch spinpolarisiert, baut sich eine zusätzliche Hall-Spannung auf. Diese ist über die Spinpolarisation der Ladungsträger näherungsweise proportional zu M_z. Beim extrinsischen Fall verursacht das Elektron aufgrund seiner Bahnbewegung ein Magnetfeld am Ort des magnetischen Ions. Die Wechselwirkung zwischen diesem Magnetfeld und dem magnetischen Moment des Ions verursacht nun ungleiche Streuwahrscheinlichkeiten auf beide Seiten des Ions. Der Beitrag zur Hall-Spannung durch Skew-Scattering ist proportional zum Schichtwiderstand. Prinzipiell findet dieser Effekt auch in nicht-ferromagnetischen Materialien statt. Allerdings ergibt sich nur dann ein effektiver Beitrag zum Hall-Widerstand, wenn spinpolarisierte Ladungsträger vorhanden sind. Im nicht- ferromagnetischen Zustand erhält man folglich wegen der statistischen Verteilung der Richtungen von Elektronenspin und der ionischen magnetischen Momente keinen resultierenden Beitrag zum Hall-Effekt.

Side-Jump-Scattering
Side-Jump bedeutet einen abrupten Versatz Δy, um den die Trajektorie des Elektrons beim Streuprozess verschoben wird (Abbildung 3.6 b)).
Dieser Prozess liefert einen Beitrag zum Hall-Widerstand, der proportional zu ρ_{long}^2 ist. Es handelt sich dabei um einen quantenmechanischen Prozess, für den es keine einfache klassische Veranschaulichung gibt [L.B70]. Side-Jump-Scattering tritt gleichzeitig mit Skew-Scattering auf und wird diesem überlagert. Diese beiden Effekte führen nun zu einem zusätzlichen, der klassischen Hall-Spannung überlagerten Beitrag.
Folglich lässt sich der Hall-Widerstand schreiben als

$$\begin{aligned} \rho_{trans}(B) &= R_H B + R_S(B) M(B) \\ &= R_H B + c_1 \rho_{long}(B) M_z(B) + c_2 \rho_{long}^2(B) M_z(B). \end{aligned} \tag{3.23}$$

Hier hängen sowohl die Magnetisierung als auch der spezifische Widerstand vom angelegten Magnetfeld ab, was die Bestimmung der Ladungsträgerdichte erschwert. Abbildung 3.7 zeigt den charakteristischen Verlauf des Hall-Widerstands bei einer GaMnAs-Probe. Man sieht deutlich die starke Dominanz des anomalen Hall-

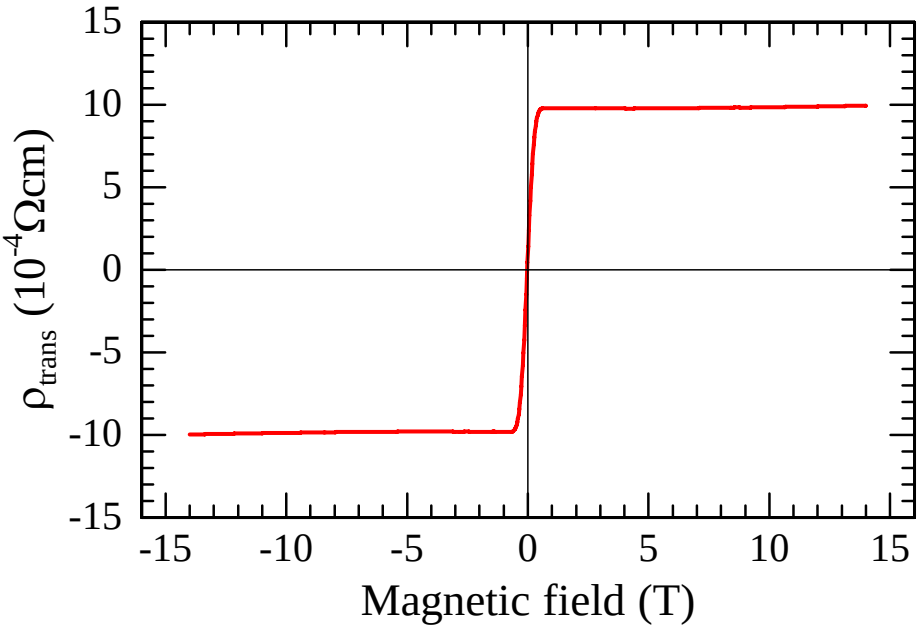

Abbildung 3.7: Charakteristischer Verlauf des Hall-Widerstands einer GaMnAs-Probe

Effekts im Bereich kleiner Felder. Dies verhindert eine einfache Bestimmung der Ladungsträgerdichte.

3.3.3 Bestimmung der Ladungsträgerdichte

Zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte wurden Hallmessungen bei hohen Magnetfeldstärken und einer konstanten Temperatur von 4.2 K durchgeführt, um die Magnetisierung näherungsweise in Sättigung zu bringen, damit M_z als konstant betrachtet werden kann. Dabei wurden sowohl ρ_{long} als auch ρ_{trans} als Funktion des Magnetfelds aufgenommen, B wurde von -14.5T bis 14.5T und wieder zurück auf -14.5T variiert. Für die Transportuntersuchungen wurden mittels Photolithographie und nasschemischem Ätzen Hallbar-Strukturen aus den GaMnAs-Schichten präpariert. Eine Lichtmikroskopaufnahme einer solche Struktur ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Die Hallbar ist 300 μm breit, der Abstand zwischen den Abgriffen für den lonitudinalen Widerstand (3, 5) beträgt 1000 μm. Die Kontakte bestehen aus einer schrittweise aufgedampften Schichtfolge aus Titan (10 nm), Platin (30 nm) und Gold (300 nm). Die elektrische Kontaktierung erfolgte, wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist, durch Bonden auf einem speziellen Probensockel. Die Messungen wurden in einem Flüssigheliumkryostat vom Typ SMD 10/15/9 VS der Firma Oxford Instruments mit einem 17 T Supraleitmagneten durchgeführt. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 3.10 zu

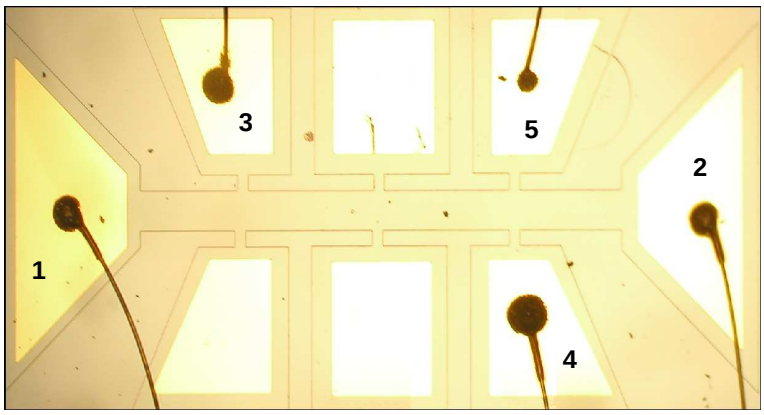

Abbildung 3.8: Hallbar mit Stromkontakten (1, 2) sowie den Abgriffen für longitudinalen (3, 5) und transversalen Widerstand (4, 5). Abweichend von den in dieser Arbeit verwendeten Hallbars weist die hier exemplarisch gezeigte Struktur lediglich eine Breite von etwa 170 μm auf.

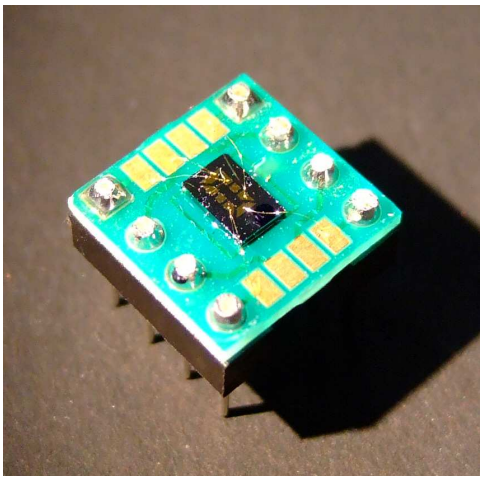

Abbildung 3.9: Kontaktierte Hallbar auf Probensockel.

sehen. Er besteht im wesentlichen aus einer supraleitenden Spule, die sich im flüssigen Helium befindet, sowie einer mit dem He-Tank über ein Nadelventil verbundenen Probenkammer. Über das motorbetriebene Nadelventil lässt sich der Heliumfluss in die Probenkammer steuern und somit, zusammen mit Heizwiderständen an Nadelventil und auf dem Probenhalter, die Probentemperatur in einem Bereich zwischen ≈ 2 K und 400 K einstellen. Temperatursensoren an Probe und Nadelventil dienen dabei zur Temperaturregelung.

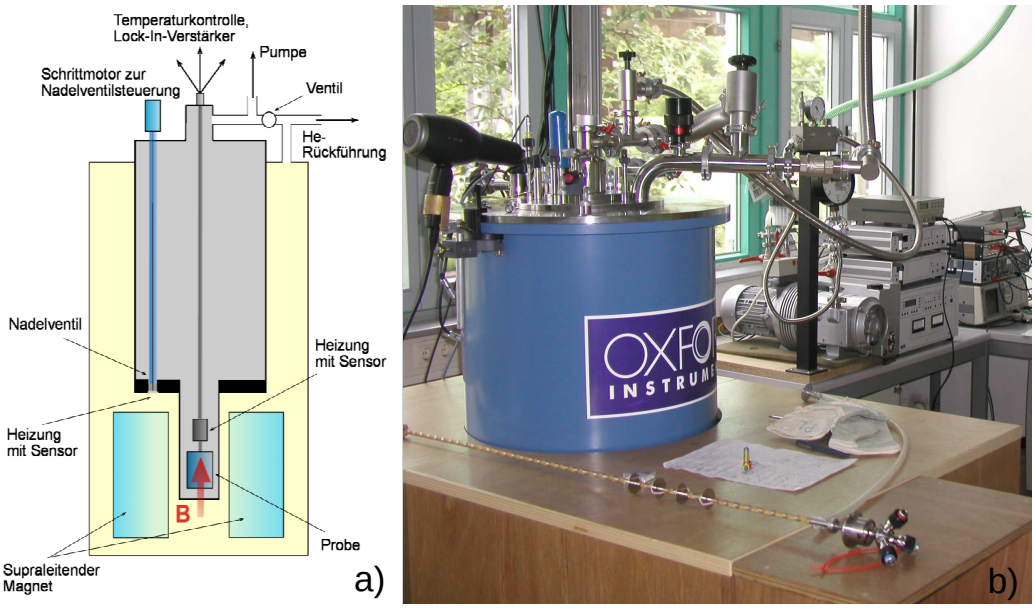

Abbildung 3.10: a) Schematische Schnittdarstellung des Kryostaten b) Aufnahme des Versuchsaufbaus.

Magnetfeldabhängige Werte für longitudinale und transversale Spannung werden bei einer Wechselspannung von 30 Hz mittels zweier Lock-In Messverstärker (Stanford Research SR850 und EG&G 5209) gemessen, wobei der Sine-Out-Ausgang des SR850 als Spannungsquelle verwendet wurde und gleichzeitig als Referenzsignal für den anderen Lock-In Verstärker diente.
Die Rohdaten der Hall-Spannung, die mit den hier verwendeten Hallbar-Strukturen gemessenen wurden, enthalten einen unterschiedlich stark ausgeprägten Versatz. Dieser stammt vom Schichtwiderstand und ist auf die endliche Breite der Spannungsabgriffe zurückzuführen (siehe Abbildung 3.8).
Dies führt dazu, dass der eigentlich erwartete antisymmetrische Kurvenverlauf der Hall-Spannung

$$U_H(B) = -U_H(-B) \tag{3.24}$$

von einem symmetrischen Beitrag $U_{long}(B) = U_{long}(-B)$ überlagert wird:

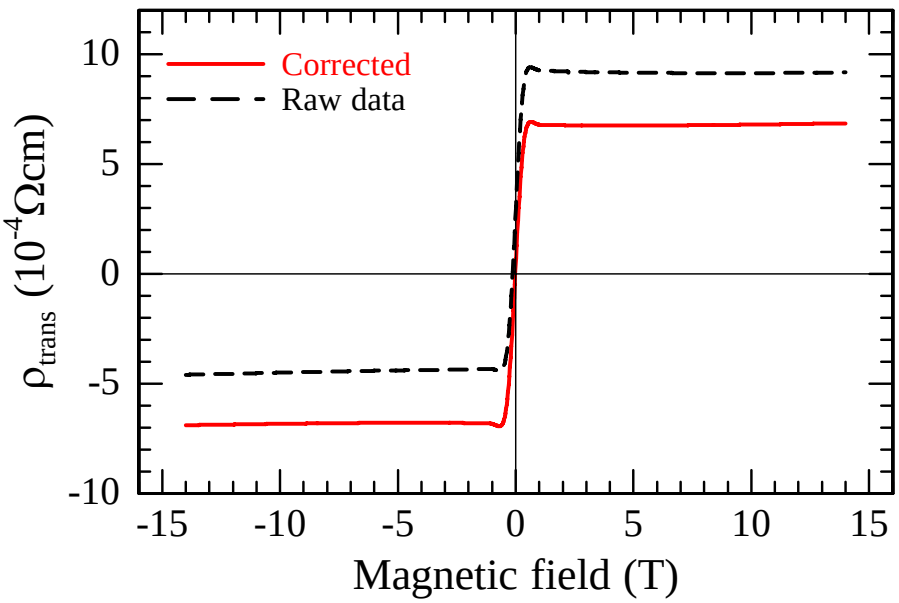

Abbildung 3.11: Gemessene Rohdaten des Hall-Widerstand (gestrichelte Linie) sowie korrigierte Kurve (durchgezogene Linie) nach Beseitigung des Beitrags durch den Schichtwiderstand.

$$U_{trans}(B) = U_H(B) + cU_{long}(B). \tag{3.25}$$

Um die Hall-Spannung von diesem Effekt zu isolieren, werden die Messwerte für entgegengesetzte Werte der Feldstärke gemittelt:

$$U_H(B) = \frac{1}{2}(U_{trans}(+B) - U_{trans}(-B)). \tag{3.26}$$

Der Beitrag $cU_{long}(B)$ durch den Schichtwiderstand ändert beim Umpolen des Magnetfelds sein Vorzeichen nicht und wird somit eliminiert.
Für Magnetfeldstärken oberhalb von 4 T, bei denen wir davon ausgehen, dass die Magnetisierung gesättigt und somit konstant ist, lässt sich Gleichung 3.23 in

$$\rho_{trans}(B) = R_H B + \tilde{c}_1 \rho_{long}(B) + \tilde{c}_2 \rho_{long}^2(B) \tag{3.27}$$

umschreiben. Zusammen mit den experimentell gleichzeitig ermittelten Werten für den magnetfeldabhängigen spezifischen Widerstand ρ_{long} kann nun eine Kurvenformanpassung mit den Konstanten $\tilde{c}_1$, $\tilde{c}_2$ und R_H als veränderliche Parameter durchgeführt werden. Daraus lässt sich der Hall-Koeffizient $R_H = 1/ep$ und somit die Löcherdichte p bestimmen. Eine solche Anpassungskurve zeigt Abbildung 3.12. Die oben diskutierten Beiträge zu ρ_{trans} sind zusätzlich getrennt dargestellt,

die Ladungsträgerdichte ergibt sich letztlich aus der Steigung der Geraden für den normalen Hall-Effekt.

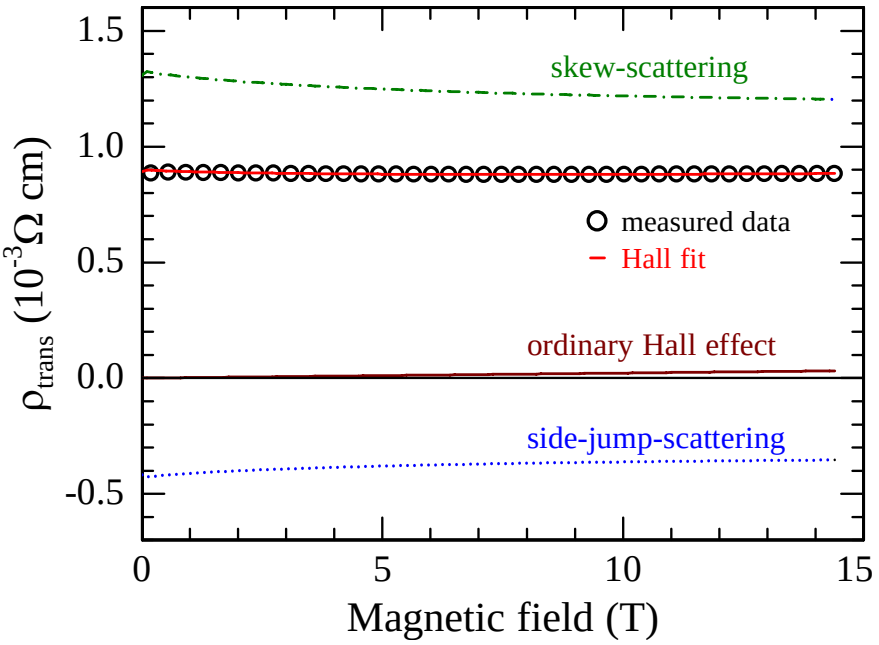

Abbildung 3.12: Bestimmung der Ladungsträgerdichte in der Probe B683: Messkurve und Anpassung nach Gleichung 3.27

3.4 Winkelabhängiger Magnetotransport

Um die MA aus Widerstandsmessungen bestimmen zu können, benötigt man zuerst einen analytischen Ausdruck für den Zusammenhang von longitudinalem und transversalem Widerstand mit der Orientierung der Magnetisierung. In diesem Abschnitt soll nun ein phänomenologisches Modell für die Abhängigkeit des longitudinalen und des transversalen Magnetowiderstands von der Magnetisierungsrichtung entwickelt werden. Dieses ist allgemein gültig für tetragonal verzerrte Ferromagnete und für beliebige Stromrichtungen. Damit wird es uns später möglich sein, die MA in unseren Proben quantitativ zu bestimmen.

3.4.1 Widerstandstensor

Dem Formalismus, der im Folgenden entwickelt werden soll, liegt das schon in Kapitel 2 eingeführte ein Eindomänen-Modell zugrunde. Den Ausgangspunkt stellen die Gleichungen 3.3 und 3.4 dar, die einen Zusammenhang zwischen dem Widerstandstensor und den experimentell zugänglichen Größen ρ_{long} und ρ_{trans}

herstellen. Um einen analytischen Ausdruck für den Widerstandstensor zu erhalten, kann man nun eine Reihenentwicklung des Widerstandstensors nach den Richtungscosinus m_x, m_y und m_z der Magnetisierung durchführen, x, y und z bezeichnen dabei die kubischen Kristallachsen. Bei Berücksichtigung von Termen bis zu vierter Ordnung erhält man den Ausdruck

$$\rho_{ij} = a_{ij} + a_{kij}m_k + a_{klij}m_k m_l + a_{klmij}m_k m_l m_m + a_{klmnij}m_k m_l m_m m_n, \quad (3.28)$$

wobei hier die Einsteinsche Summenkonvention verwendet wurde. Durch Symmetriebetrachtungen lässt sich die Anzahl der Entwicklungskoeffizienten reduzieren. Das von Neumannsche Prinzip besagt, dass ein Tensor, der eine makroskopische Eigenschaft eines Kristalls beschreibt, unter allen Symmetrieoperationen der entsprechenden Punktgruppe invariant ist. Diese Anforderung führt zu Bedingungsgleichungen für die Entwicklungskoeffizienten, die zur Folge haben, dass für kubische oder tetragonale Symmetrie viele Koeffizienten verschwinden oder gleich sind [Lim06b, Lim08]. Der resultierende Widerstandstensor für tetragonale Symmetrie lässt sich in zwei Teile aufspalten. Der erste Teil entspricht dem Widerstandstensor für kubische Symmetrie, der andere Teil stellt die Abweichung davon dar. Die explizite Form des Tensors ist gegeben durch

$$\begin{aligned}
\bar{\rho}_{cubic} &= A\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + B\begin{pmatrix} 0 & m_z & -m_y \\ -m_z & 0 & m_x \\ m_y & -m_x & 0 \end{pmatrix} + C_1\begin{pmatrix} {m_x}^2 & 0 & 0 \\ 0 & {m_y}^2 & 0 \\ 0 & 0 & {m_z}^2 \end{pmatrix} \\
&+ C_2\begin{pmatrix} 0 & m_x m_y & m_x m_z \\ m_x m_y & 0 & m_y m_z \\ m_x m_z & m_y m_z & 0 \end{pmatrix} + D\begin{pmatrix} 0 & {m_z}^3 & -{m_y}^3 \\ -{m_z}^3 & 0 & {m_x}^3 \\ {m_y}^3 & -{m_x}^3 & 0 \end{pmatrix} \\
&+ E_1\begin{pmatrix} {m_x}^4 & 0 & 0 \\ 0 & {m_y}^4 & 0 \\ 0 & 0 & {m_z}^4 \end{pmatrix} + E_2\begin{pmatrix} {m_y}^2{m_z}^2 & 0 & 0 \\ 0 & {m_x}^2{m_z}^2 & 0 \\ 0 & 0 & {m_x}^2{m_y}^2 \end{pmatrix} \\
&+ E_3\begin{pmatrix} 0 & m_x m_y {m_z}^2 & m_x {m_y}^2 m_z \\ m_x m_y {m_z}^2 & 0 & {m_x}^2 m_y m_z \\ m_x {m_y}^2 m_z & {m_x}^2 m_y m_z & 0 \end{pmatrix}
\end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\begin{aligned}
\Delta\ \bar{\rho} &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & bm_z & 0 \\ -bm_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} c_3{m_z}^2 & 0 & c_2 m_x m_z \\ 0 & c_3{m_z}^2 & c_2 m_y m_z \\ c_2 m_x m_z & c_2 m_y m_z & c_1{m_z}^2 \end{pmatrix} \\
&+ \begin{pmatrix} 0 & m_x m_y & m_x m_z \\ m_x m_y & 0 & m_y m_z \\ m_x m_z & m_y m_z & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & d_1{m_z}^3 & -d_2 m_y {m_z}^2 \\ -d_1{m_z}^3 & 0 & d_2 m_x {m_z}^2 \\ d_2 m_y {m_z}^2 & -d_2 m_x {m_z}^2 & 0 \end{pmatrix} \\
&+ \begin{pmatrix} e_2{m_y}^2{m_z}^2 + e_4{m_z}^4 & e_3 m_x m_y {m_z}^2 & e_6 m_x {m_y}^2 m_z + e_7 m_x {m_z}^3 \\ e_3 m_x m_y {m_z}^2 & e_2{m_x}^2{m_z}^2 + e_4{m_z}^4 & e_6{m_x}^2 m_y m_z + e_7 m_y {m_z}^3 \\ e_6 m_x {m_y}^2 m_z + e_7 m_x {m_z}^3 & e_6{m_x}^2{m_z}^2 + e_7 m_y {m_z}^3 & e_5{m_x}^2{m_y}^2 + e_1{m_z}^4 \end{pmatrix}
\end{aligned} \quad (3.30)$$

Dabei sind die Parameter $A, ..., E_3$ sowie $a, ..., e_7$ gemäß

$$\begin{aligned} A &= a_{11} + a_{1122} + a_{111122}, \\ B &= a_{123} + 3a_{12223}, \\ C_1 &= a_{1111} - a_{1122} + 6a_{112211} - 2a_{111122}, \\ C_2 &= 2a_{1212} + 4a_{111212}, \\ D &= a_{11123} - 3a_{12223}, \\ E_1 &= a_{111111} - 6a_{112211} + a_{111122}, \\ E_2 &= 6a_{112233} - 2a_{111122}, \\ E_3 &= 12a_{112323} - 4a_{111212}. \end{aligned} \tag{3.31}$$

und

$$\begin{aligned} a &= a_{33} - a_{11} + a_{1133} - a_{1133} - a_{1122} + a_{111133} - a_{111122}, \\ b &= a_{312} - a_{123} + 3a_{11312} - 3a_{12223}, \\ c_1 &= a_{333} - a_{1111} + a_{1122} - a_{1133} + 6a_{113333} - 6a_{112211} + 2a_{111122} - 2a_{111133}, \\ c_2 &= 2a_{2323} - 2a_{1212} + 4a_{111313} - 4a_{111212}, \\ c_3 &= a_{3311} - a_{1122} + 6a_{113311} - 6a_{112211}, \\ d_1 &= 3a_{12223} - 3a_{11312} + a_{33312} - a_{11123}, \\ d_2 &= 3a_{13323} - 3a_{12223}, \\ e_1 &= a_{333333} - a_{111111} + 6a_{112211} - 6a_{113333} + a_{111133} - a_{111122}, \\ e_2 &= 6a_{113322} - 6a_{112233} + 6a_{112211} - 6a_{113311}, \\ e_3 &= 12a_{123312} - 12a_{11232}, \\ e_4 &= a_{333311} - a_{111122} + 6a_{112211} - 6a_{113311}, \\ e_5 &= 2a_{111122} - 2a_{111133}, \\ e_6 &= 4a_{111212} - 4a_{111313}, \\ e_7 &= 4a_{133313} - 4a_{111313}. \end{aligned} \tag{3.32}$$

definierte Linearkombinationen der Entwicklungsparameter $a_{ij}...a_{klmnij}$. Bei der Berechnung des Tensors wurde mehrfach von der Normierungsbedingung $|\boldsymbol{m}| = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ Gebrauch gemacht.
Im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.2 diskutierten Formalismus von Rushforth et al. [Rus07] ist das hier vorgestellte Modell nicht auf Magnetisierung in der Schichtebene beschränkt. Die Parameter C_I, C_C, $C_{I,C}$ und ρ_{av} in den Gleichungen 3.14 und 3.15 lassen sich über die Entwicklungsparameter A, C_1, C_2 und E_1, aus den Gleichungen 3.29 und 3.31 ausdrücken. Die Zusammenhänge lauten [Lim08]

$$C_I = \frac{1}{4\rho_{av}} \left(C_1 + C_2 + E_1 \right), \quad C_C = -\frac{1}{8\rho_{av}} E_1,$$

$$C_{I,C} = -\frac{1}{4\rho_{av}}\left(C_1 - C_2 + E_1\right), \quad \rho_{av} = A + \frac{1}{2}C_1 + \frac{3}{8}E_1. \tag{3.33}$$

Ein uniaxialer Beitrag, wie er in [Rus07] aufgrund experimenteller Befunde empirisch eingeführt wurde, existiert in unserem Modell nicht. Prinzipiell könnte ein solcher zusätzlicher Beitrag auch hier eingeführt werden, allerdings ergab sich bei der Auswertung unserer Messungen keine Notwendigkeit dafür.[6]

3.4.2 Widerstände für verschiedene Stromrichtungen

Mit den oben stehenden Ausdrücken lassen sich nun die longitudinalen und transversalen Widerstände für beliebige Stromrichtungen berechnen. Für diese Betrachtungen bietet es sich an, in das in Abbildung 3.1 dargestellte, den experimentellen Gegebenheiten angepasste Koordinatensystem überzugehen. Die Komponenten m_x, m_y und m_z von $\boldsymbol{m}$ lassen sich umrechnen gemäß

$$m_i = j_i m_j + t_i m_t + n_i m_n, \quad i = x, y, z \tag{3.34}$$

um, wobei die Komponenten von $\boldsymbol{m}$ im neuen Koordinatensystem gegeben sind durch

$$\begin{aligned} m_j &= \boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{m} \\ m_t &= \boldsymbol{t}\cdot\boldsymbol{m} \\ m_n &= \boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{m}, \end{aligned} \tag{3.35}$$

die Normierungsbedingung für $\boldsymbol{m}$ lautet nun folglich

$$|\boldsymbol{m}| = m_j^2 + m_t^2 + m_n^2 = 1. \tag{3.36}$$

Strom in der (001)-Ebene

Für den allgemeinen Fall von Stromfluss in der (001)-Ebene lassen sich die Vektoren $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{t}$ und $\boldsymbol{n}$ darstellen als

$$\boldsymbol{j} = \begin{pmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \ \boldsymbol{t} = \begin{pmatrix} -\sin\alpha \\ \cos\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \ \boldsymbol{n} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \tag{3.37}$$

wobei hier α den Winkel zwischen der Stromrichtung und der [100]-Kristallrichtung bezeichnet. Damit lassen sich die longitudinalen und transversalen Widerstände für beliebige Stromrichtung in der (001)-Ebene schreiben als [Lim08]

[6] Dies deckt sich mit den Ergebnissen in Kapitel 5. Dort stellt sich heraus, dass der uniaxiale [$\bar{1}$10]-Beitrag zur magnetischen Anisotropie bei den hier untersuchten Proben vernachlässigbar klein ist.

$$\begin{aligned}
\rho_{long} &= A + \left(C_1 - C_2 + \frac{1}{2}E_1\right)\frac{1-\cos 4\alpha}{4} + \left[C_1 - (C_1 - C_2 - E_1)\frac{1-\cos 4\alpha}{2}\right] m_j^2 \\
&+ \left[c_3 + \tilde{E}_2 - (C_1 - C_2 + E_1 + \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3)\frac{1-\cos 4\alpha}{4}\right] m_n^2 \\
&+ E_1 \cos 4\alpha\ m_j^4 + \left[-\tilde{E}_2 + e_4 + \left(\frac{1}{2}E_1 + \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3\right)\frac{1-\cos 4\alpha}{4}\right] m_n^4 \qquad (3.38) \\
&- \left[\tilde{E}_2 + \left(E_1 - \tilde{E}_2 - \tilde{E}_3\right)\frac{1-\cos 4\alpha}{2}\right] m_j^2 m_n^2 \\
&- \frac{1}{2}(C_1 - C_2)\sin 4\alpha\ m_j m_t - E_1 \sin 4\alpha\ m_j^3 m_t + \frac{1}{2}\left(\tilde{E}_2 + \tilde{E}_3\right)\sin 4\alpha\ m_j m_t m_n^2,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_{trans} &= -\tilde{B} m_n + \left[C_2 + (C_1 - C_2 + E_1)\frac{1-\cos 4\alpha}{2}\right] m_j m_t - \tilde{D} m_n^3 \\
&+ \left[\tilde{E}_3 - \left(E_1 + \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3\right)\frac{1-\cos 4\alpha}{2}\right] m_j m_t m_n^2 \qquad (3.39) \\
&+ (C_1 - C_2 + E_1)\sin 4\alpha (m_t^2 - m_j^2) + \frac{1}{4}\left(E_1 + \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3\right)\sin 4\alpha\ (m_j^2 - m_t^2) m_n^2.
\end{aligned}$$

Hierbei wurden die Abkürzungen

$$\begin{aligned}
\tilde{B} = B + b, \quad \tilde{D} = D + d_1, \\
\tilde{E}_2 = E_2 + e_2, \quad \tilde{E}_3 = E_3 + e_3
\end{aligned} \qquad (3.40)$$

eingeführt.
Die beiden experimentell für uns relevanten Fälle $\boldsymbol{j}||[100]$ und $\boldsymbol{j}||[110]$ ergeben sich daraus nun für die Winkel $\alpha = 0°$ beziehungsweise $\alpha = 45°$, was zu deutlichen Vereinfachungen führt. Für beide Fälle nehmen die Gleichungen die einfachere Form

$$\rho_{long} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2 \qquad (3.41)$$

und

$$\rho_{trans} = \rho_6 m_n + \rho_7 m_j m_t + \rho_8 m_n^3 + \rho_9 m_j m_t m_n^2 \qquad (3.42)$$

an. Der Unterscheid zwischen beiden Stromrichtungen liegt darin, wie sich die jeweiligen Widerstandsparameter ρ_i aus den Entwicklungsparametern ergeben.

Strom in [100]-Richtung: Für den Fall $\boldsymbol{j}||[100]$ sind die Widerstandsparameter gegeben durch

$$\begin{aligned} \rho_0 &= A, \quad \rho_5 = -\tilde{E}_2, \\ \rho_1 &= C_1, \quad \rho_6 = -B, \\ \rho_2 &= \tilde{E}_2 + c_3, \quad \rho_7 = C_2, \\ \rho_3 &= E_1, \quad \rho_8 = -\tilde{D}, \\ \rho_4 &= -\tilde{E}_2 + e_4, \quad \rho_9 = \tilde{E}_3. \end{aligned} \tag{3.43}$$

Für eine unverspannte Probe mit kubischer Symmetrie ergeben sich zusätzlich noch Abhängigkeiten zwischen den Widerstandsparametern. Die Relation $\rho_4 = \rho_5 = -\rho_2$ muss erfüllt sein, was die Anzahl an frei wählbaren Parametern einschränkt.

Strom in [110]-Richtung: Für diesen Fall lauten die Widerstandsparameter

$$\begin{aligned} \rho_0 &= A + \frac{1}{2}\left[C_1 - C_2\right] + \frac{1}{4}E_1, \quad \rho_5 = -E_1 + \tilde{E}_3, \\ \rho_1 &= C_2 + E_1, \quad \rho_6 = -\tilde{B}, \\ \rho_2 &= \frac{1}{2}\left[-C_1 + C_2 + 2c_3 - E_1 + \tilde{E}_2 - \tilde{E}_3\right], \quad \rho_7 = C_1 + E_1, \\ \rho_3 &= -E_1, \quad \rho_8 = -\tilde{D}, \\ \rho_4 &= \frac{1}{2}\left[\frac{1}{2}E_1 - \tilde{E}_2 + \tilde{E}_3 + 2e_4\right], \quad \rho_9 = -E_1 - \tilde{E}_2. \end{aligned} \tag{3.44}$$

Bei kubischer Symmetrie ergeben sich hier die zusätzlichen Bedingungen $2\rho_2 = \rho_1 + 3\rho_3 - \rho_5 - \rho_7 - \rho_9$ sowie $4\rho_4 = -5\rho_3 + 2\rho_5 + 2\rho_9$.

Strom in der (113)-Ebene

Einen anderen in dieser Arbeit relevanten Fall stellt Stromfluss in der (113)A-Ebene dar, dort dann genauer noch in der $[33\bar{2}]$-Kristallrichtung.
Abbildung 3.13 zeigt das von $\boldsymbol{j}$, $\boldsymbol{t}$ und $\boldsymbol{n}$ aufgespannte Koordinatensystem sowie die kubischen Achsen für den Fall einer (113)A-orientierten Probe mit $\boldsymbol{j} \parallel [33\bar{2}]$. Analytische Ausdrücke für diese Konfiguration ergeben sich wieder als Projektionen aus dem Widerstandstensor gemäß der Gleichungen 3.3 und 3.4. Für eine tetragonal verzerrte Einheitszelle erhält man somit die Ausdrücke

$$\begin{aligned} \rho_{long} &= \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2 \\ &+ \rho_{01} m_j m_n + \rho_{02} m_j^3 m_n + \rho_{03} m_j m_n^3 \end{aligned} \tag{3.45}$$

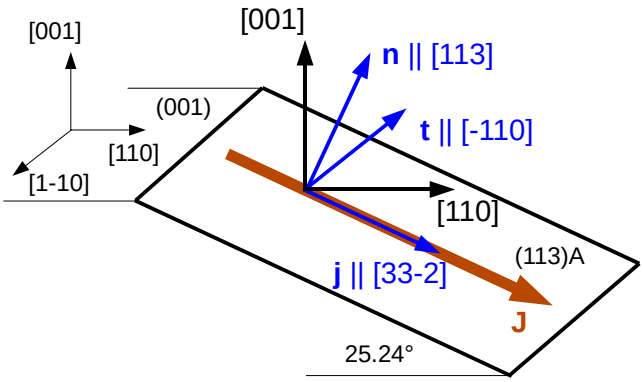

Abbildung 3.13: Koordinatensystem mit den kubischen Achsen für (113)A-orientierte Proben mit Strom entlang der $[33\overline{2}]$-Kristallrichtung.

und

$$\begin{aligned}
\rho_{trans} &= \rho_6 m_n + \rho_7 m_j m_t + \rho_8 m_n^3 + \rho_9 m_j m_t m_n^2 + \rho_{10} m_j^3 m_t + \rho_{11} m_n m_t \\
&+ \rho_{12} m_t m_n^3 + \rho_{13} m_j + \rho_{14} m_j^3 + \rho_{15} m_j^2 m_n \\
&+ \left(-\frac{9\sqrt{2}}{16}\rho_8 + \frac{27}{16}\rho_{14} - \frac{15\sqrt{2}}{32}\rho_{15} \right) m_j m_n^3 \\
&+ \left(-\frac{\sqrt{2}}{3}\rho_9 - \frac{3\sqrt{2}}{2}\rho_{10} - \frac{2}{9}\rho_{12} \right) m_j^2 m_t m_n
\end{aligned} \tag{3.46}$$

für den longitudinalen und transversalen Widerstand. Die einzelnen Widerstandskoeffizienten ρ_i für diese Konfiguration sind auch wieder Linearkombinationen der allgemeinen Entwicklungskoeffizienten in den Gleichungen 3.31 und 3.32.

3.4.3 Bestimmung der magnetischen Anisotropie aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen

Unter Verwendung der oben hergeleiteten analytischen Ausdrücke für den longitudinalen und den transversalen Widerstand ist es nun möglich, aus den gemessenen Widerstandswerten bei einer winkelabhängigen Magnetotransportmessung den Verlauf der Magnetisierung zu bestimmen. Voraussetzung hierfür ist die Kenntnis der probenabhängigen Widerstandsparameter. Aus diesem Grund wurden für jede untersuchte Probe mehrere winkelabhängige Messungen bei unterschiedlichen Magnetfeldstärken durchgeführt. An einem konkreten Beispiel soll nun dieser Vorgang erläutert werden.
Für die Messungen wurde ein um zwei Achsen drehbarer Probenhalter verwendet, der sich in einem Helium-Badkryostat befindet, welcher sich wiederum mittig

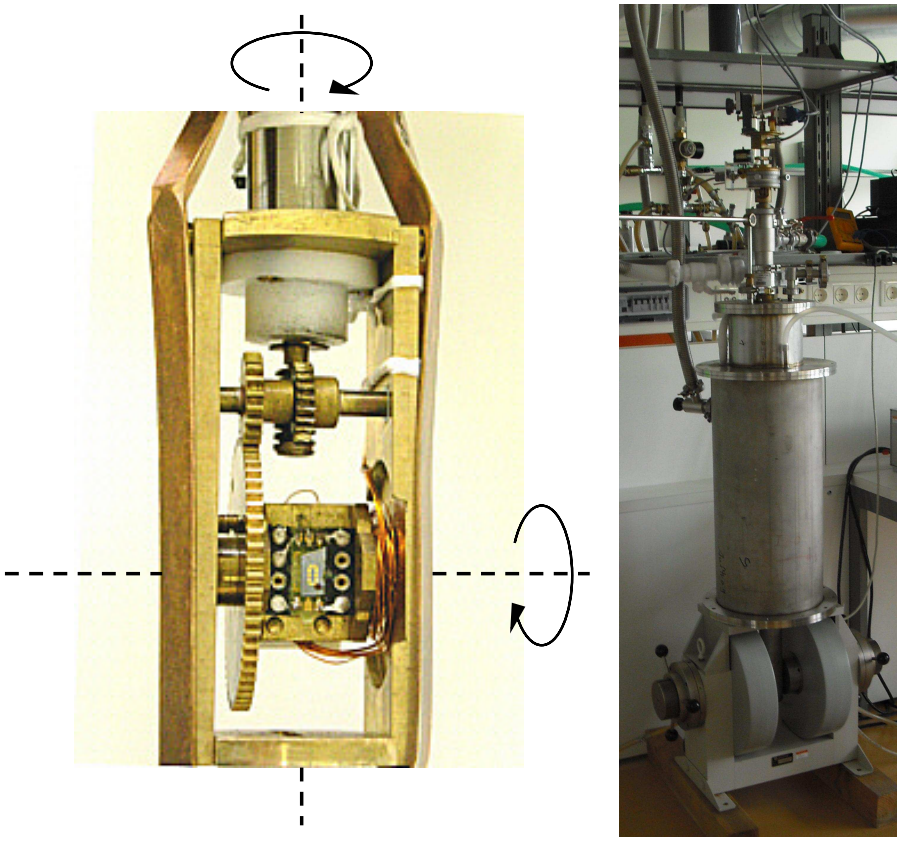

Abbildung 3.14: Links: Um zwei Achsen drehbarer Probenhalter mit darauf montierter Hallbar; rechts: Helium-Badkryostat mit Elektromagnet. Der Probenhalter befindet sich mittig zwischen den Polschuhen im Kryostat.

zwischen den Polschuhen eines Standard-Elektromagnetsystems der Firma Lake-Shore befindet. Probenhalter sowie der Kryostat mit Elektromagnet sind in Abbildung 3.14 zu sehen. Dieser Aufbau ermöglicht es uns, jede beliebige Orientierung der Probe relativ zum äußeren Magnetfeld einzustellen. Mit dem Elektromagneten sind Feldstärken bis zu $\mu_0 H = 0.7$ T realisierbar. Bei den Messungen wurde nun ein festes Magnetfeld eingestellt und die Probe in diesem Magnetfeld rotiert. Mit den entsprechenden Messgeräten[7] wurden so Quer- und Längsspannung als Funktion der relativen Magnetfeldorientierung aufgenommen. Für eine auf (001)-orientiertem GaAs-Substrat gewachsenen Probe mit Strom entlang [110] sind in Abbildung 3.15 exemplarisch die Messungen dargestellt, die standardmäßig zur Bestimmung der Anisotropieparameter von GaMnAs-Schichten durchgeführt

[7]Die verwendetetn Geräte waren von der Firma Keithley: eine Konstantstromquelle (Typ 220), ein Picoamperemeter (Typ 485), ein Digitalmultimeter (Typ 196) sowie eine Schaltmatrix zum Umschalten zwischen Quer- und Längsspannung (Typ 705)

wurden. Wie dort zu sehen ist, wurden die Messungen bei drei Magnetfeldstärken in drei verschiedenen Konfigurationen durchgeführt und dabei jeweils der longitudinale und der transversale Widerstand ρ_{long} und ρ_{trans} aufgenommen.

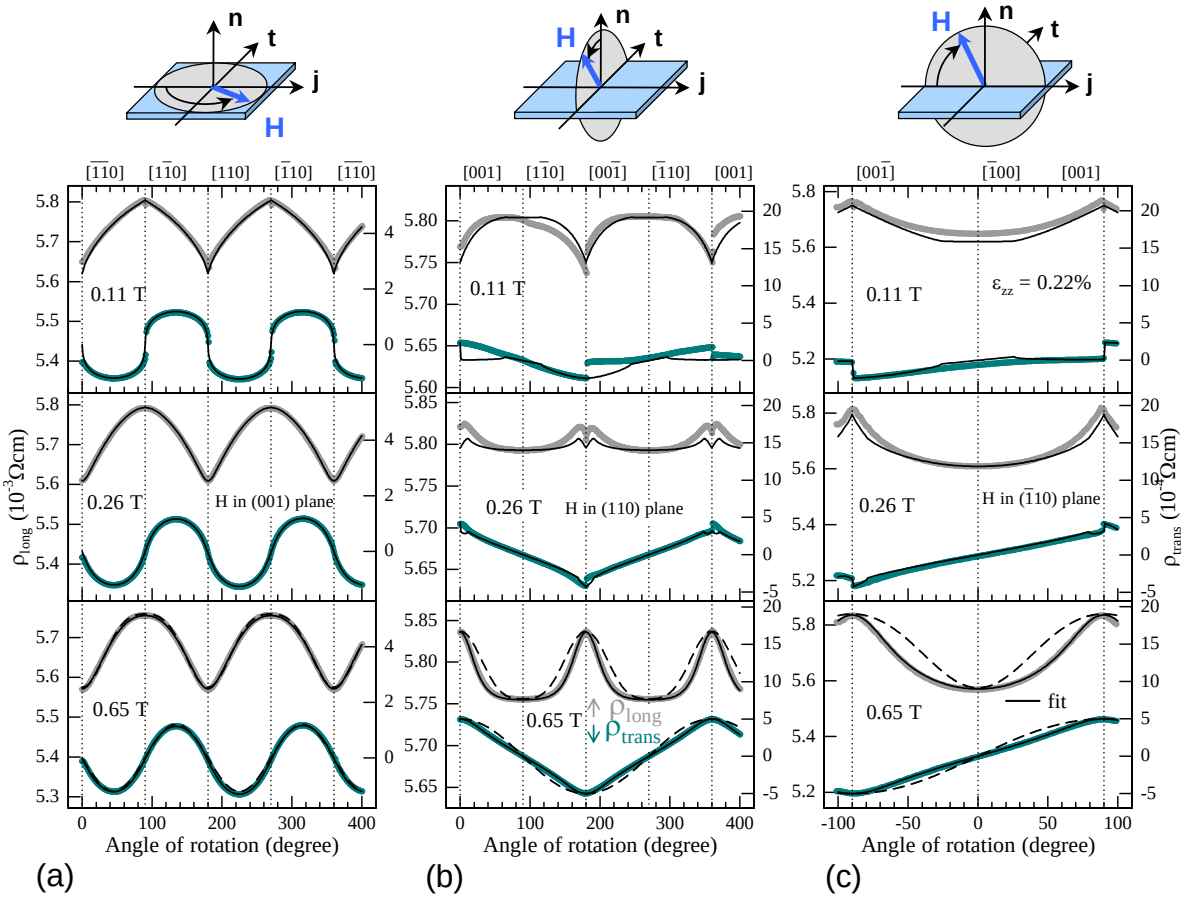

Abbildung 3.15: Winkelabhängige Magnetotransportmessungen an der (001)-orientierten, kompressiv verspannten Probe B716.

Im Bezugssystem der Probe wurde dabei das Magnetfeld in der Schichtebene (Abb. 3.15 (a)), in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung (Abb. 3.15 (b)) und in der Ebene senkrecht zur Schicht, die die Stromrichtung enthält, gedreht (Abb. 3.15 (c)). Bei Proben mit $\boldsymbol{j} \parallel [110]$ sind dies die (001)-Ebene, die (110)-Ebene und die $(\bar{1}10)$-Ebene. Die verwendeten Magnetfeldstärken waren $\mu_0 H = 0.65$ T, $\mu_0 H = 0.26$ T und $\mu_0 H = 0.11$ T. Man geht nun davon aus, dass bei $\mu_0 H = 0.65$ T der Einfluss der magnetischen Anisotropie sehr gering ist und Magnetisierung und äußeres Feld näherungsweise parallel sind, $\boldsymbol{M} \parallel \boldsymbol{H}$. Mit der Richtung des äußeren Magnetfelds ist folglich die Orientierung der Magnetisierung vorgegeben und aus einer Anpassung von Gleichung 3.41 und 3.42 an die gemessenen Kurven bei $\mu_0 H = 0.65$ T können die Widerstandsparameter

bestimmt werden. Im nächsten Schritt werden nun die Widerstandsparameter konstant gehalten[8] und aus Anpassungen an die Messwerte bei $\mu_0 H = 0.26$ T und $\mu_0 H = 0.11$ T die Anisotropieparameter bestimmt. Dazu wurde für einen gegebenen Satz von Anisotropieparameter B_i der Verlauf der Magnetisierung mit dem äußeren Feld $\boldsymbol{H}$ aus der Minimierung der freien Enthalpiedichte G_M bestimmt. Mit diesem Verlauf und den (festen) Widerstandsparametern lassen sich nun ρ_{long} und ρ_{trans} als Funktion der Magnetfeldrichtung berechnen. Die Anisotropieparameter werden so lange variiert, bis eine optimale Übereinstimmung zwischen gemessenen und gerechneten Werten besteht.
Die gestrichelte Linie in Abbildung 3.15 stellt den Verlauf dar, der in Abwesenheit jeglicher MA zu erwarten wäre. Von diesem Verlauf weichen die Messwerte erkennbar ab, was darauf zurückzuführen ist, dass die Annahme $\boldsymbol{M} \parallel \boldsymbol{H}$ selbst bei $\mu_0 H = 0.65$ T nicht exakt erfüllt ist. Abhängig davon, wie stark die MA in einer Probe ausgeprägt ist, kann es deshalb nötig sein, nach einer ersten Anpassung die oben beschriebene Prozedur zu wiederholen. Den Ausgangspunkt stellen nun die neu bestimmten Anisotropieparameter dar. Man bestimmt wieder die Widerstandsparameter aus der Messung bei $\mu_0 H = 0.65$ T und mit den neu gewonnenen Widerstandsparametern anschließend die Anisotropieparameter aus den Messungen bei $\mu_0 H = 0.26$ T und $\mu_0 H = 0.11$ T. Dies wird im Wechsel so lange durchgeführt, bis die Parameter gegen feste Werte konvergieren.

Grenzen der Methode

Wie hier gezeigt wurde, ist winkelabhängiger Magnetotransport eine äußerst effiziente Methode zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie. Allerdings sind dieser Methode gewisse Grenzen gesetzt. Die zugrunde liegende Annahme ist das Stoner-Wolfarth-Modell. Daher sind Effekte, die auf das Entstehen von mehreren Domänen und den damit verbundenen Domänenwänden zurückzuführen sind, im Rahmen des hier vorgestellten Modells nicht beschreibbar. Vor allem bei Messungen mit sehr kleinen Feldstärken macht sich bemerkbar, dass die Annahme einer einzelnen Domäne nicht immer erfüllt ist. Während in Abbildung 3.15 (a) für alle drei Feldstärken eine gute Übereinstimmung zwischen den Messwerten und den gerechneten Werten besteht, so ist in Abbildung 3.15 (b) und (c) bei $\mu_0 H = 0.11$ T doch eine deutliche Abweichung zwischen Rechnung und Experiment zu erkennen. Dies liegt daran, dass bei diesem Beispiel die Richtung senkrecht zur Probe eine magnetisch harte Richtung darstellt. Die Magnetisierung favorisiert deshalb eine Orientierung in der Schichtebene, konsequenterweise treten bei Drehung des Magnetfelds in der Schichtebene keine signifikanten Abweichungen zwischen den Rechnungen innerhalb des Stoner-Wolfarth-Modells und den experimentellen Werten auf. Beim Versuch, die Magnetisierung in die Richtung der magnetisch harten [001]-Richtung zu orientieren, ist allerdings da-

[8] Lediglich ρ_0 musste mit abnehmender Feldstärke erhöht werden, was am (isotropen) negativen Magnetowiderstand liegt.

von auszugehen, dass bei kleineren Feldstärken das Magnetfeld dazu nicht mehr ausreicht und die Magnetisierung in mehrere Domänen zerfällt. Dies erklärt die Abweichungen zwischen Rechnung und Experiment, die für kleine Feldstärken in Abbildung 3.15 (b) und (c) zu sehen sind.
Ein weiterer Aspekt ist die Annahme, dass die Widerstandsparameter (mit Ausnahme von ρ_0) nicht von der Magnetfeldstärke abhängen. An einer Referenzprobe[9] durchgeführte winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei höheren Feldstärken ergaben jedoch, dass zwar ein Großteil der Parameter praktisch konstant bleibt, die Parameter ρ_4 und ρ_5 allerdings, wie in Abbildung 3.16 gezeigt, eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit von der Feldstärke aufweisen.

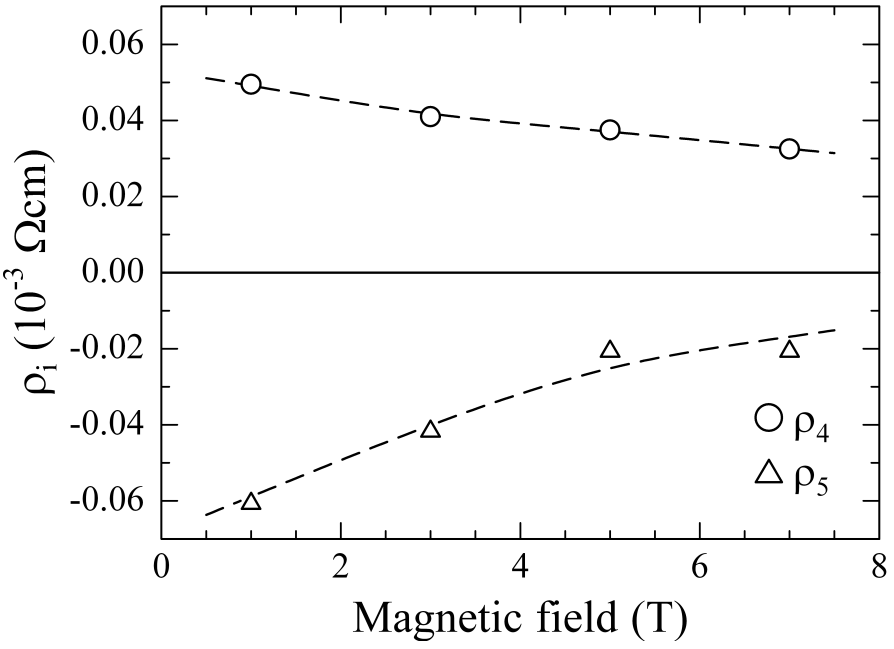

Abbildung 3.16: Widerstandsparameter ρ_4 und ρ_5, bestimmt aus Messungen bei Feldstärken $\mu_0 H$ zwischen 1 T und 7 T.

Bei den standardmäßig durchgeführten Messungen liegt die Feldstärke in einem relativ schmalen Bereich zwischen 0.11 T und 0.65 T, so dass hier die Parameter näherungsweise als konstant betrachtet werden können. Allerdings begrenzt dieser Sachverhalt die Wahl der Feldstärke nach oben. Bei Proben, die aufgrund besonders stark ausgeprägter magnetischer Anisotropie eine größere Feldstärke erfordern würden, um die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld zu orientieren, könnte dies jedoch zu Schwierigkeiten führen.

[9] B689: GaMnAs auf GaAs, 5% Mn, Schichtdicke 175 nm, $p = 3.6{\times}10^{20}\ cm^{-3}$

Kapitel 4

Strukturelle Charakterisierung mittels hochauflösender Röntgenbeugung

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit war, den Einfluss der Verzerrung auf die MA in GaMnAs zu untersuchen. In diesem Kapitel soll daher beschrieben werden, wie die Verzerrung und andere strukturelle Parameter der GaMnAs-Schichten wie Gitterparameter oder Relaxationsgrad mit hochauflösender Röntgendiffraktometrie bestimmt werden können. Prinzipiell stehen zur strukturellen Charakterisierung auch noch andere Verfahren zur Verfügung, wie beispielsweise Rastertunnel-(STM[1]) oder Transmissionselektronen-Mikroskopie (TEM[2]). Mit diesen Verfahren lassen sich einzelne Atome sichtbar machen, sie eignen sich, um auf einem relativ kleinen Probenvolumen lokale Kristallbaufehler oder Heterogrenzflächen zu untersuchen. Bei Röntgenbeugungsexperimenten hingegen untersucht man zumeist ein makroskopisches Probenvolumen und erhält so sehr genaue Informationen über die Kristallordnung der untersuchten Struktur.
Bei heteroepitaktischem Schichtwachstum wird eine Schicht auf einem Substrat abgeschieden, wobei sich die Gitterkonstanten im Allgemeinen unterscheiden. Die Schicht hat nun die Möglichkeit, gitterangepasst auf dem Substrat aufzuwachsen, was bedeutet, dass in der Schichtebene die Gitterkonstante des Substrats a_S übernommen wird. Als Reaktion darauf wird (im Fall von (001)-orientiertem GaMnAs) die kubische Einheitszelle in der Schicht tetragonal verzerrt (Abbildung 4.1 a)). Die Schicht kann aber auch durch Einbau von Versetzungen relaxieren. Dies kann teilweise erfolgen (Abbildung 4.1 b)) oder auch vollständig (Abbildung 4.1 c)), was bedeutet, dass die Schicht ihre eigentliche, kubische Gitterkonstante a_{rel} annimmt. Um nun den Zustand einer Schicht zu charakterisieren, führt man einige Parameter ein. So ist die vertikale Verzerrung gegeben durch den Ausdruck

[1]Scanning Tunnel Microscopy
[2]Transmission Electron Microscopy

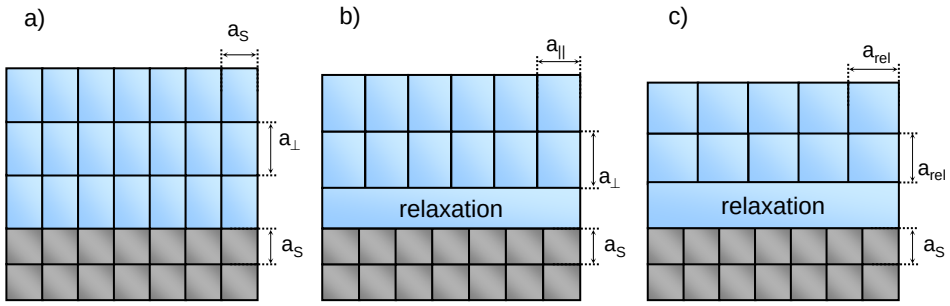

Abbildung 4.1: Verschiedene Wachstumsmodi bei heteroepitaktischem Schichtwachstum: a) pseudomorph verspannt, b) teilweise relaxiert und c) voll relaxiert.

$$\varepsilon_{zz} = \frac{a_\perp - a_{\mathrm{rel}}}{a_{\mathrm{rel}}} \tag{4.1}$$

$a_\perp$ bezeichnet hier die senkrechte Gitterkonstante der Schicht. Der Relaxationsgrad einer Schicht ist definiert als

$$R = \frac{a_{||} - a_{\mathrm{S}}}{a_{\mathrm{rel}} - a_{\mathrm{S}}}. \tag{4.2}$$

Im Folgenden sollen nun kurz die Grundprinzipien der Röntgenbeugung vorgestellt werden und es wird beschrieben, wie sich daraus Informationen über die strukturellen Eigenschaften von Halbleiter-Heterostrukturen gewinnen lassen.

4.1 Geometrische Röntgenbeugung - Deutung nach Laue und Bragg

Das der geometrischen Röntgenbeugung zugrundeliegende, physikalische Prinzip ist die elastische Streuung einer Röntgenwelle an einem Kristall. Trifft die Röntgenwelle auf ein Atom, so werden dessen Elektronen zu harmonischen Schwingungen angeregt und senden wiederum selbst Strahlung mit der Frequenz der einfallenden Strahlung aus. Kristalle haben die Eigenschaft, dass es durch die periodische Anordnung der Streuzentren (Atome), deren Abstand in der Größenordnung der Wellenlänge der Strahlung liegt, zu Interferenzen zwischen den Wellenzügen benachbarter Streuzentren kommt.
Die Richtungen, in denen konstruktive Interferenz zu beobachten ist, sind durch die Bragg-Gleichung im reellen Raum

$$2d_{hkl} \sin\theta = N\lambda \tag{4.3}$$

gegeben, wobei hier d_{hkl} der Netzebenenabstand, λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlung, N die Beugungsordnung und θ der Streuwinkel sind. Im Experiment

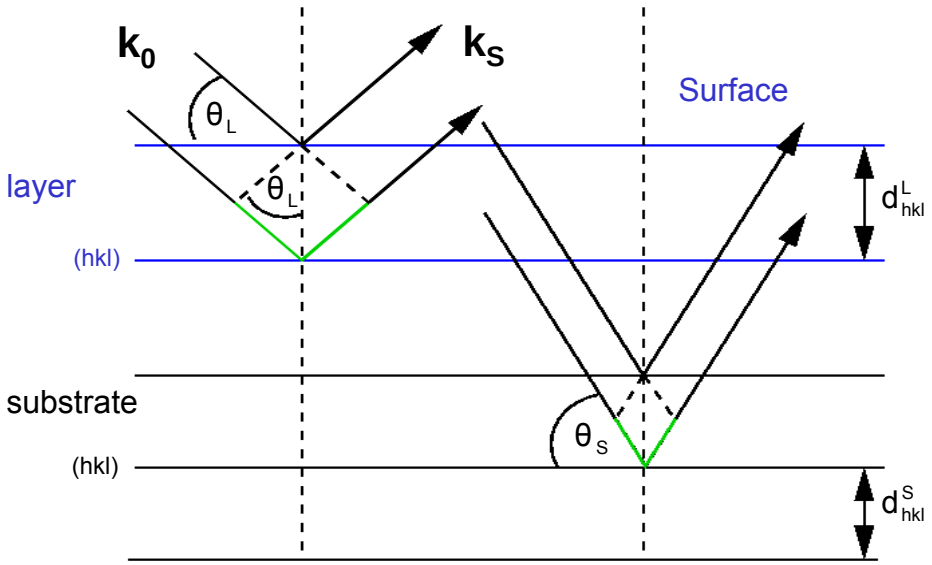

Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Reflexion an parallelen Netzebenen in Schicht und Substrat bei symmetrischem Einfall.

kann die Intensität der gebeugten Röntgenwelle als Funktion des Winkels θ gemessen und so der Netzebenenabstand d_{hkl} beziehungsweise dessen relative Änderung $(\Delta d/d)$ bestimmt werden. Diese Betrachtungsweise ist äquivalent zur Laue-Bedingung im reziproken Raum

$$\boldsymbol{k}_\mathrm{S} - \boldsymbol{k}_0 = \boldsymbol{G}_{hkl}. \tag{4.4}$$

Dies besagt, dass konstruktive Interferenz immer dann auftritt, wenn die Änderung des Wellenvektors $\boldsymbol{k}_\mathrm{S} - \boldsymbol{k}_0$ gerade einem Vektor des reziproken Gitters $\boldsymbol{G}_{hkl}$ entspricht. Netzebenenabstand und reziproker Gittervektor hängen gemäß

$$d_{hkl} = \frac{2\pi}{|\boldsymbol{G}_{hkl}|} \tag{4.5}$$

reziprok voneinander ab.
Bei der Röntgencharaktrisierung von epitaktischen Schichtsystemen wird üblicherweise relativ zum Substrat gemessen. Die Gitterkonstante des Substrats und somit die Position des Substratreflexes wird dabei als bekannt vorausgesetzt, die Gitterkonstante der Schicht ergibt sich dann aus der Position des Schichtreflexes

relativ zum Substratreflex. Abbildung 4.2 zeigt schematisch die Reflexion an Substrat und Schicht. Mit symmetrischen Reflexen, das heißt symmetrisch bezüglich der Probenoberfläche, also Einfallswinkel gleich Ausfallswinkel, lässt sich der Unterschied des Netzebenenabstands Δd zwischen Substrat und darüber liegender Schicht bestimmen. Aus 4.3 folgt

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{hkl} = \frac{d_L - d_S}{d_S} = \frac{1/\sin(\theta_{\mathrm{B,S}} + \Delta\theta) - 1/\sin\theta_{\mathrm{B,S}}}{1/\sin\theta_{\mathrm{B,S}}} = \frac{\sin\theta_{\mathrm{B,S}}}{\sin(\theta_{\mathrm{B,S}} + \Delta\theta)} - 1. \tag{4.6}$$

Hier steht $\theta_{\mathrm{B,S}}$ für den Bragg-Winkel des Substrats und $\Delta\theta$ für die Winkeldifferenz zwischen Schicht- und Substratreflex. Für kleine Winkel $\Delta\theta$ und für $\cot\theta_{\mathrm{B,S}} \cdot \Delta\theta \ll 1$ ergibt sich folglich

$$\left(\frac{\Delta d}{d}\right)_{hkl} \approx -\Delta\theta \cot\theta_{\mathrm{B,S}}. \tag{4.7}$$

4.2 Aufbau eines Röntgendiffraktometers

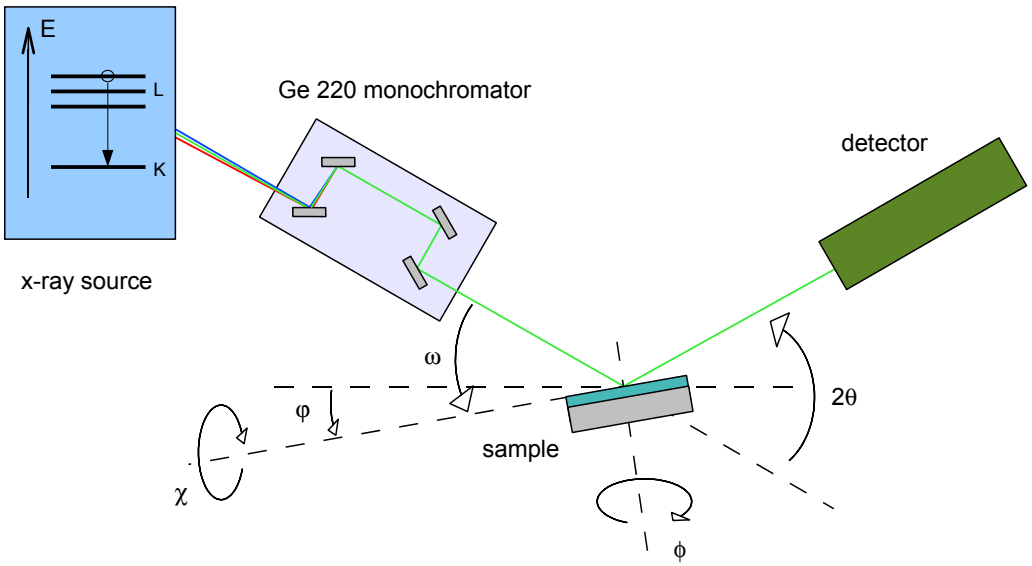

Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Röntgendiffraktometers.

Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit einem Diffraktometer vom Typ Siemens D5000HR durchgeführt. Eine schematische Darstellung eines Röntgendiffraktometers ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Zur Strahlungserzeugung wird

eine Kupferanode verwendet, die K_α-Strahlung der Wellenlänge $\lambda(CuK_{\alpha 1}) = 0,154$ nm emittiert. Am Ausgang der feststehenden Röntgenröhre befindet sich eine Schlitzblende, die es ermöglicht, einen etwa 1x2 mm^2 großen Bereich auf der Probe zu untersuchen. Außerdem wird ein Ge-(220)-Bartels-Monochromator verwendet, der die Linienbreite der Strahlung von $\Delta\lambda/\lambda = 3 \cdot 10^{-4}$ reduziert auf $\Delta\lambda/\lambda = 1.5 \cdot 10^{-5}$. Er besteht im Wesentlichen aus vier Ge-Kristallen hoher struktureller Qualität, die so angeordnet sind, dass nur Strahlung einer bestimmten Wellenlänge an allen vier Kristallen die Bragg-Bedingung erfüllt. So wird der Strahl kollimiert und monochromatisiert. Ein Nachteil der Konstruktion ist allerdings, dass sich die Intensität verringert und somit die Messdauer erhöht werden muss. Hinter dem Monochromator trifft der Strahl auf die Probe, die auf einem 4-Kreis-Goniometer montiert ist. Dieser ermöglicht es, die Probe um drei Achsen zu rotieren: Senkrecht zur Einfallsebene (ω), um die Oberflächennormale der Probe (ϕ) sowie um die Schnittachse von Einfallsebene und Probenoberfläche (χ). Der Detektor ist auf dem sogenannten 2θ-Kreis beweglich montiert, die Drehachse ist dabei senkrecht zur Einfallsebene, genau wie bei der ω-Drehung.

4.3 Messmethoden

Im Folgenden sollen nun die Messmethoden vorgestellt werden, die verwendet wurden, um die heteroepitaktischen Proben in dieser Arbeit zu charakterisieren und Probenparameter wie beispielsweise Gitterkonstante, Verzerrung, Relaxationsgrad oder Verkippung zu bestimmen.

Der $\omega - 2\theta$-Scan

Wie in Abbildung 4.4 für die Messung an einem symmetrischen Reflex dargestellt, werden in diesem Messmodus sowohl der Einfallswinkel ω als auch der Detektionswinkel 2θ simultan verändert, letzterer dabei mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit. Dies führt dazu, dass der reziproke Raum entlang der Netzebenennormalen, die parallel zur Normalen der Probenoberfläche verläuft, abgetastet wird. Alle Gitterpunkte, die auf dieser Geraden liegen, schneiden nacheinander die Ewald-Kugel und erfüllen somit die Laue-Bedingung $\boldsymbol{k}_S - \boldsymbol{k}_0 = \boldsymbol{G}_{hkl}$. Wie in Gleichung 4.7 beschrieben, lässt sich so der Unterschied des senkrechte Netzebenenabstand von Schicht und Substrat bestimmen. Bei Kenntnis des Netzebenenabstands im Substrat folgt daraus sofort der Netzebenenabstand in der Schicht.

Reziproke Gitterkarte

Zur strukturellen Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten GaMnAs/InGaAs/GaAs Heterostrukturen wurden reziproke Gitterkarten (RGK)[3]

[3]oftmals auch englisch: RSM, Reciprocal Space Map

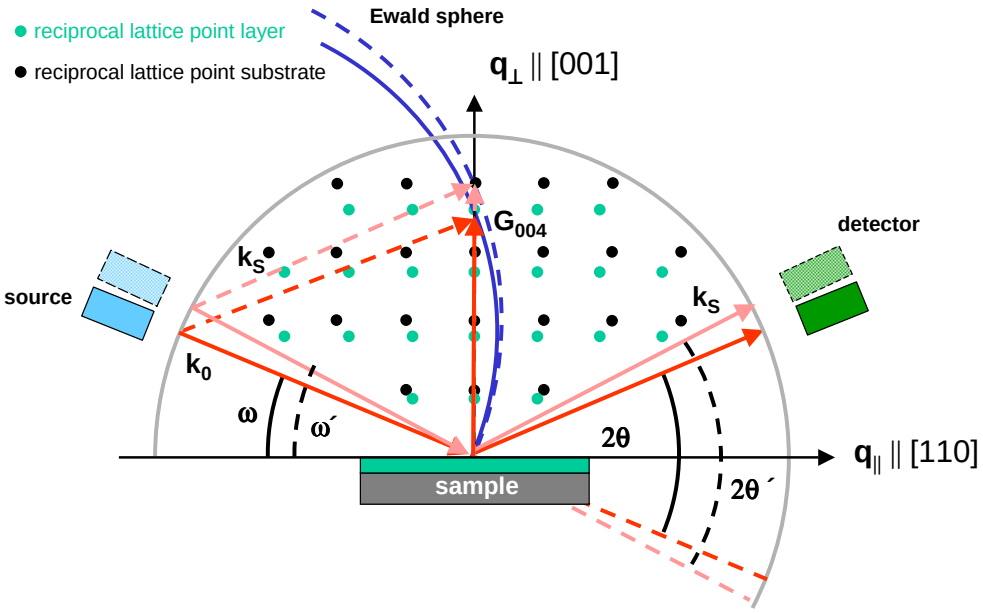

Abbildung 4.4: $\omega - 2\theta$-Scan am symmetrischen (004)-Reflex im Bezugssystem der Probe mit dazu gehöriger Ewald-Konstruktion. Die beiden eingezeichneten Stellungen für Quelle und Detektor entsprechen der Reflexionsbedingung für Schicht und Substrat am selben Reflex, nach [Dre08].

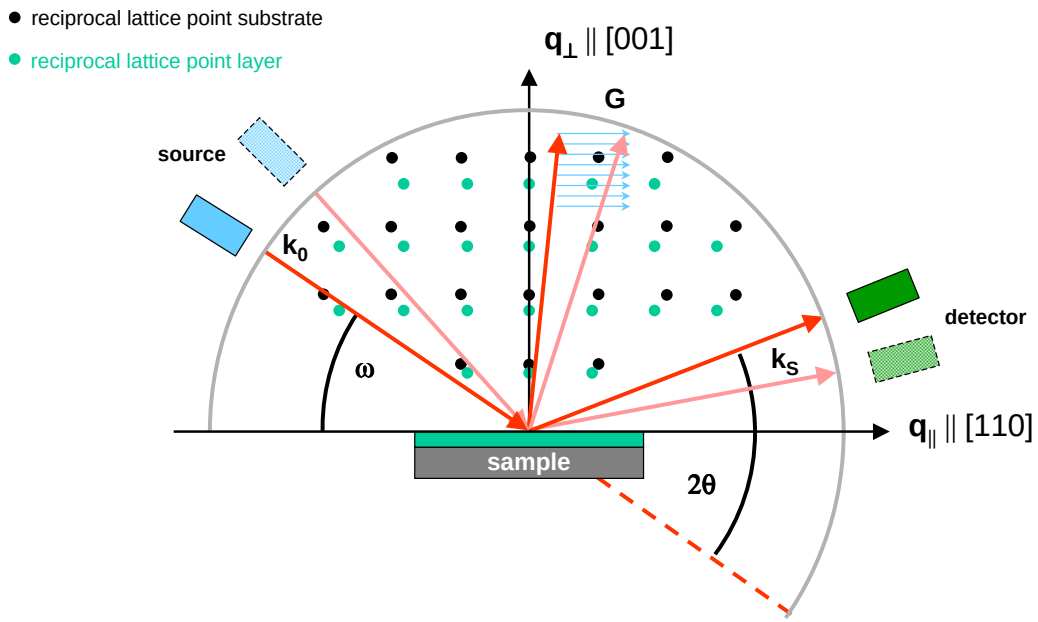

Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Ablaufs einer Messung bei Aufnahme einer reziproken Gitterkarte, nach [Dre08].

der Proben aufgenommen. Dabei wird der reziproke Raum in der Umgebung des gewünschten Reflexes abgetastet und so eine zweidimensionale Intensitätsverteilung der gebeugten Röntgenstrahlung aufgenommen. Reziproke Gitterkarten setzen sich bei dem hier verwendeten Diffraktometer aus mehreren Einzelmessungen zusammen. Prinzipiell könnte man dazu eine Serie von (im Allgemeinen asymmetrischen) $\omega - 2\theta$-Scans verwenden, was allerdings den Nachteil hat, dass die Messpunkte nicht äquidistant sind. Aus diesem Grund wurde ein anderes Messverfahren verwendet, bei dem der reziproke Raum senkrecht zur Probenoberfläche linear abgetastet wird, man spricht dabei von linear-q-Scans. Wie in Abbildung 4.5 zu sehen, werden dabei Probe und Detektor jeweils so verfahren, dass der reziproke Raum in der gewünschten Art und Weise abgetastet wird.
In Abbildung 4.6 ist exemplarisch die zweidimensionale Intensitätsverteilung der gebeugten Röntgenstrahlung um den (224)-Reflex an einer GaMnAs/InGaAs/GaAs Heterostruktur zu sehen. Aus den Positionen der Schichtreflexe relativ zum Substratreflex lassen sich $a_{||}$, $a_{\perp}$, Verzerrung, Relaxationsgrad und die relaxierte Gitterkonstante a_{rel} bestimmen. Die zum jeweiligen Reflex gehörigen reziproken Gittervektoren von Substrat und Schicht sind gegeben durch

$$\boldsymbol{G}_S = \frac{2\pi}{a_{\mathrm{S}}} \begin{pmatrix} h \\ k \\ l \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{G}_L = \frac{2\pi}{a_{||}} \begin{pmatrix} h \\ k \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\pi}{a_{\perp}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ l \end{pmatrix}. \tag{4.8}$$

Dabei sind h, k, l die ganzzahligen Millerindizes des entsprechenden Reflexes. Stellt man den reziproken Gittervektor der Schicht in der reziproken Basis des Substrats dar, so nimmt dieser die Form

$$\boldsymbol{G}_L = \frac{2\pi}{a_{\mathrm{S}}} \begin{pmatrix} \frac{a_{\mathrm{S}}}{a_{||}} h \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\pi}{a_{\mathrm{S}}} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{a_{\mathrm{S}}}{a_{||}} k \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{2\pi}{a_{\mathrm{S}}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{a_{\mathrm{S}}}{a_{\perp}} l \end{pmatrix}. \tag{4.9}$$

an. Die Ausdrücke $h^* = h a_{\mathrm{S}}/a_{||}$, $k^* = k a_{\mathrm{S}}/a_{||}$ und $l^* = l a_{\mathrm{S}}/a_{\perp}$ bezeichnet man als rationale Millerindizes.
Damit lässt sich nun aus dem Abstand von Schicht- zu Substratreflex die Gitterfehlanpassung bestimmen:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{l^* - l}{l} = -\frac{a_{\perp} - a_{\mathrm{S}}}{a_{\perp}} \tag{4.10}$$

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{h^* - h}{h} = -\frac{a_{||} - a_{\mathrm{S}}}{a_{||}} \tag{4.11}$$

Bei bekannter Substratgitterkonstante a_{S} folgen daraus direkt die lateralen und vertikalen Gitterkonstanten $a_{||}$ und $a_{\perp}$ der Schicht. Die Verzerrung in der Schicht und die relaxierte Gitterkonstante a_{rel} lässt sich daraus mit Hilfe von klassischer Elastizitätstheorie bestimmen.

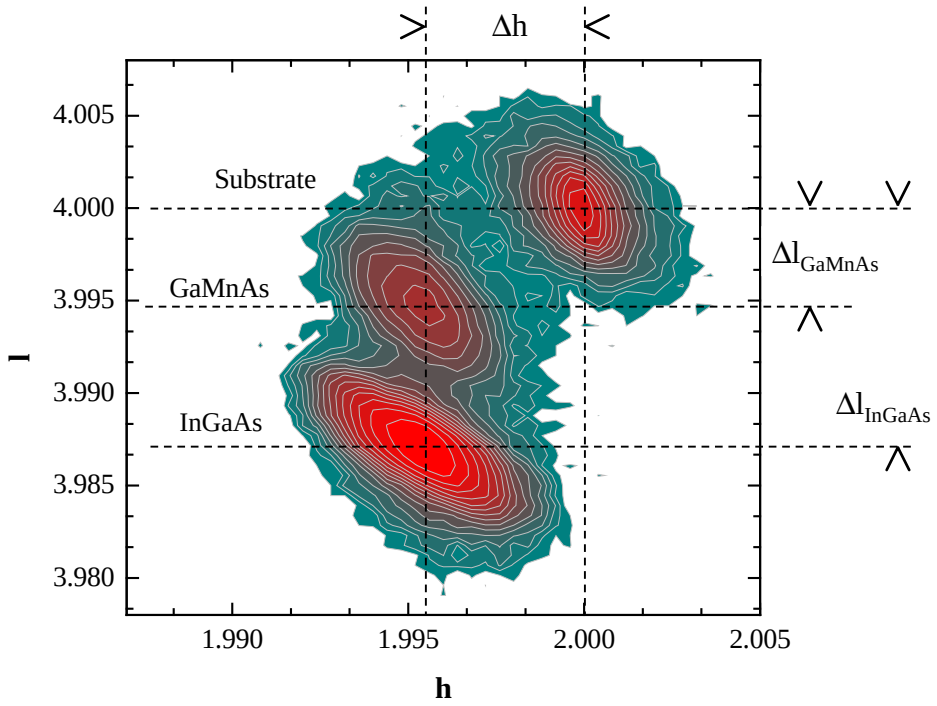

Abbildung 4.6: Reziproke Gitterkarte um den (224)-Reflex einer GaMnAs/InGaAs/GaAs Heterostruktur. h und l sind Koordinaten im k-Raum in Einheiten der reziproken Gittervektoren des Substrats entlang [100] und [001].

4.4 Klassische Elastizitätstheorie

Im Rahmen klassischen Elastizitätstheorie beschränkt man sich auf linear-elastisches Materialverhalten sowie kleine Verzerrungen. Der Zusammenhang zwischen der Verspannung in der Schicht und der Verzerrung lässt sich schreiben als:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \bar{\mathbf{C}}\bar{\varepsilon} \\ \Leftrightarrow \sigma_{ij} &= C_{ijkl}\varepsilon_{kl}. \end{aligned} \tag{4.12}$$

Der Tensor 4. Stufe $\bar{\mathbf{C}}$ heißt Tensor der elastischen Konstanten. Die 81 Komponenten des Tensors lassen sich durch Symmetriebetrachtungen reduzieren auf 21 unabhängige Komponenten bei triklinen Materialsystemen bis herab zu drei bei kubischen beziehungsweise zwei bei isotropen Materialien [Fal07].
Üblicherweise wird für $\bar{\mathbf{C}}$ die Voigtsche Notation verwendet, dabei werden die symmetrischen Tensoren $\bar{\sigma}$ und $\bar{\varepsilon}$ auf 6-dimensionale Vektoren abgebildet, die sich allerdings gegenüber Koordinatentransformationen nicht wie Tensoren verhalten:

$$\sigma_{ij} \rightarrow \sigma_K : \ \sigma_{11} = \sigma_1, \ \sigma_{22} = \sigma_2, \ \sigma_{33} = \sigma_3, \ \sigma_{23} = \sigma_4, \ \sigma_{31} = \sigma_5, \ \sigma_{12} = \sigma_6$$
$$\varepsilon_{ij} \rightarrow \varepsilon_K : \ \varepsilon_{11} = \varepsilon_1, \ \varepsilon_{22} = \varepsilon_2, \ \varepsilon_{33} = \varepsilon_3, \ \varepsilon_{23} = \frac{1}{2}\varepsilon_4, \ \varepsilon_{31} = \frac{1}{2}\varepsilon_5, \ \varepsilon_{12} = \frac{1}{2}\varepsilon_6 \quad (4.13)$$

c_{ijkl} bildet man auf c_{KL} ab, wobei wie oben gemäß $11 \rightarrow 1$, $22 \rightarrow 2$, $33 \rightarrow 3$, $23 \rightarrow 4$, $31 \rightarrow 5$, $12 \rightarrow 6$ ij in K und kl in L umgewandelt werden. Das Hookesche Gesetz lautet damit

$$\sigma_K = c_{KL}\varepsilon_L, \quad (4.14)$$

für kubische Symmetrie nimmt es konkret die Form

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 \\ \varepsilon_5 \\ \varepsilon_6 \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

an. Die elastischen Konstanten legen also fest, wie die Schicht auf eine von außen vorgegebene Verspannung reagiert. Bei pseudomorph verspannten, auf (001)-orientierten Substraten aufgewachsenen Schichten muss die Bedingung $\sigma_3 = \sigma_{zz} = 0$ erfüllt sein, da die Schicht in Wachstumsrichtung frei ist. Außerdem muss auch $\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$ gelten, da in diesem Fall keine Scherspannungen auftreten. Angewandt auf Gleichung 4.15 folgt daraus, dass die Relation

$$\sigma_3 = c_{12}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + c_{11}\varepsilon_3 = 0 \quad (4.16)$$

erfüllt sein muss. Aus Symmetriegründen muss $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ gelten, für die relaxierte Gitterkonstante a_{rel} folgt somit

$$a_{\mathrm{rel}} = \frac{c_{11}}{c_{11} + 2c_{12}} a_\perp + \frac{2c_{12}}{c_{11} + 2c_{12}} a_{||}. \quad (4.17)$$

Aus den mit Röntgenmessungen zugänglichen Gitterkonstanten $a_{||}$ und $a_\perp$ lässt sich somit nun die Verzerrung der Schicht gemäß

$$\varepsilon_{zz} = \frac{a_\perp - a_{\mathrm{rel}}}{a_{\mathrm{rel}}}, \ \varepsilon_{xx} = \frac{a_{||} - a_{\mathrm{rel}}}{a_{\mathrm{rel}}} \quad (4.18)$$

berechnen.

Kapitel 5

GaMnAs auf InGaAs-Templates

In diesem Kapitel soll systematisch untersucht werden, wie sich die Verzerrung der GaMnAs-Schicht auf die magnetische Anisotropie auswirkt. Zu diesem Zweck wurden GaMnAs-Schichten pseudomorph auf GaAs/InGaAs-Quasisubstraten mit unterschiedlichem In-Gehalt gewachsen. Da die relaxierte Gitterkonstante von GaMnAs größer ist als die von GaAs, sind GaMnAs-Schichten, die gitterangepasst auf herkömmlichen GaAs-Substraten aufgewachsen sind, kompressiv verspannt. Nun lässt sich aber, wie in Abbildung 5.1 zu sehen, die Gitterkonstante im System InGaAs kontinuierlich zwischen den beiden Endpunkten GaAs und InAs einstellen. Durch die geeignete Wahl des In-Gehalts kann man folglich die Verzerrung in der GaMnAs-Schicht, die auf dem InGaAs-Template aufgewachsenen wurde, zwischen kompressiv und tensil variieren, wobei man so auch unverspanntes, kubisches GaMnAs herstellen kann. Um also die Verzerrung in der GaMnAs-Schicht kontrollieren zu können, wurden zunächst dicke InGaAs-Schichten auf dem GaAs-Substrat abgeschieden und zur Relaxation gebracht. Die im Anschluss gewachsene GaMnAs-Schicht erbt nun die laterale Gitterkonstante des virtuellen Substrats und wird so, je nach In-Konzentration in der Unterlage, tensil oder kompressiv verspannt sein. Von tensil verspannten GaMnAs-Schichten ist bereits bekannt, dass unter gewissen Bedingungen die Richtung senkrecht zur Schicht zu einer magnetisch leichten Achse werden kann [Ohn99]. Eine detaillierte Untersuchung des Zusammenhangs zwischen Verzerrung und magnetischer Anisotropie in GaMnAs fehlte bislang allerdings. Daher soll im Folgenden nun systematisch untersucht werden, wie die MA und der AMR in GaMnAs von der Verzerrung der Schicht abhängen.

5.1 Probenherstellung und Probenaufbau

Die Proben wurden, wie in Kapitel 2 beschrieben, mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. Die GaMnAs-Schichten wiesen alle eine Mangankonzentration von etwa 5% und eine Dicke von etwa 180 nm auf.

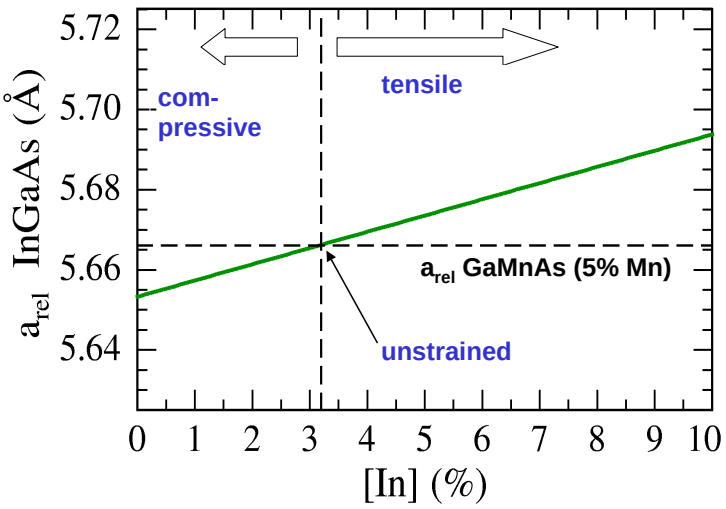

Abbildung 5.1: Abhängigkeit der Gitterkonstante von InGaAs vom In-Gehalt. Die horizontale gestrichelte Linie entspricht der relaxierten Gitterkonstanten von GaMnAs mit ≈ 5% Mn. Die vertikale Linie markiert die In-Konzentration, bei der GaMnAs unverspannt auf InGaAs aufwächst. Entsprechend erhält man für größere In-Konzentrationen tensil verspanntes GaMnAs, für kleinere kompressiv verspanntes.

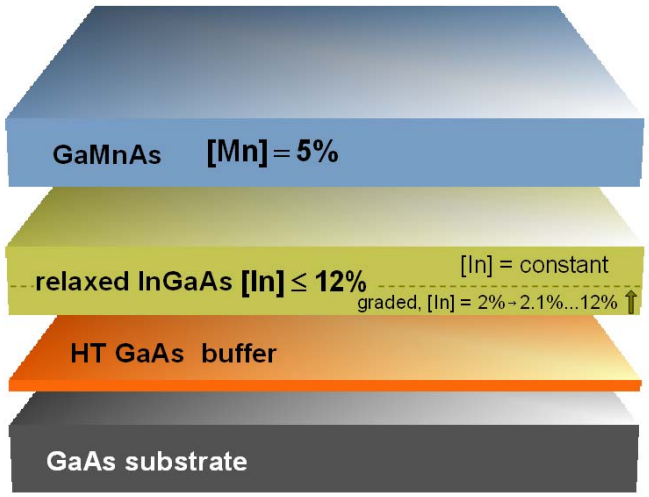

Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Probenaufbaus einer GaMnAs-Schicht auf einem GaAs/InGaAs-Template

Gewachsen wurden die Proben auf (001)-orientierten, semi-isolierenden VGF GaAs-Substraten. Nach der thermischen Deoxidierung der Substrate wurde eine 30 nm dünne GaAs-Pufferschicht bei etwa 580°C gewachsen. Anschließend wurde das Wachstum unterbrochen, die Substrattemperatur auf etwa 430°C abgesenkt und eine InGaAs Pufferschicht mit steigender Indiumkonzentration gewachsen. Dabei wurde die anfängliche Indiumkonzentration von etwa 2% graduell bis zum gewünschten Wert erhöht. Anschließend wurde dann eine InGaAs-Schicht mit konstantem Indiumgehalt gewachsen. Der Grund für dieses Vorgehen liegt darin, dass die Verwendung einer Zwischenschicht mit abgestufter In-Konzentration einer Verschlechterung der Schichtqualität durch Bildung von Schraubenversetzungen bei der Relaxation entgegenwirkt [The06, Har89], ein Problem das sonst an Grenzflächen mit abrupter Änderung der Gitterkonstante auftritt. Da die InGaAs-Templates möglichst vollständig relaxiert sein sollen, wurden relativ dicke Schichten gewachsen. Die dazu erforderliche Dicke hängt vom jeweiligen Indiumgehalt ab, für kleine Konzentrationen sind große Dicken nötig, da bei kleiner Gitterfehlanpassung die Relaxation langsamer abläuft. Die Dicken variierten zwischen etwa 1 μm bei 12% In und fast 5 μm bei 2% In. Nach dem Wachstum der InGaAs-Schicht wurde das Wachstum erneut unterbrochen, die Substrattemperatur weiter auf etwa 250°C reduziert und schließlich die eigentliche GaMnAs-Schicht gewachsen. Hierbei wurden die Schichtdicke und der Mangangehalt von $\approx$ 5% über die Probenserie hinweg nicht verändert. Teile der Proben wurden nach dem Wachstum an Luft für 30 Minuten bei 250°C getempert. Dadurch reduziert sich die Konzentration von Mn_I-Doppeldonatoren (siehe Kapitel 2), als Konsequenz steigt die Ladungsträgerdichte.
Eine schematische Darstellung des Probenaufbaus ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Die GaMnAs-Schicht wächst gitterangepasst auf dem relaxierten InGaAs-Template, das je nach Zusammensetzung eine größere oder kleinere Gitterkonstante als GaMnAs hat. Somit kann also die Verzerrung in der GaMnAs-Schicht kontrolliert werden.
Im folgenden Abschnitt soll nun zunächst die strukturelle Charakterisierung des Systems GaMnAs/InGaAs mittels hochauflösender Röntgendiffraktometrie beschrieben werden.

5.2 Untersuchung der strukturellen Eigenschaften

Zunächst war zu überprüfen, welchen Einfluss das Wachstum auf relaxierten InGaAs-Schichten auf die strukturellen Eigenschaften von GaMnAs hat. Zu diesem Zweck wurden, wie in Kapitel 4 beschrieben, reziproke Gitterkarten der Proben aufgenommen. Daraus lassen sich gemäß

$$a_{||} = \frac{a_S}{1 - \Delta h/h}, \quad a_{\perp} = \frac{a_S}{1 - \Delta l/l} \tag{5.1}$$

der laterale und der vertikale Gitterparameter bestimmen. Aus diesen Parametern wiederum ergeben sich die relaxierte Gitterkonstante und die vertikale Verzerrung in der Schicht:

$$\begin{aligned} a_{\text{rel}} &= \frac{c_{11}}{c_{11} + 2c_{12}} a_{\perp} + \frac{2c_{12}}{c_{11} + 2c_{12}} a_{||} \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{a_{\perp} - a_{\text{rel}}}{a_{\text{rel}}}. \end{aligned} \tag{5.2}$$

	a_{rel} (nm)	$c_{11}(GPa)$	$c_{12}(GPa)$	$c_{44}(GPa)$
GaAs	0.56533	1188	538	594
InAs	0.60584	833	453	396

Tabelle 5.1: Gitterkonstante sowie elastische Konstanten für GaAs und InAs [Fit92]

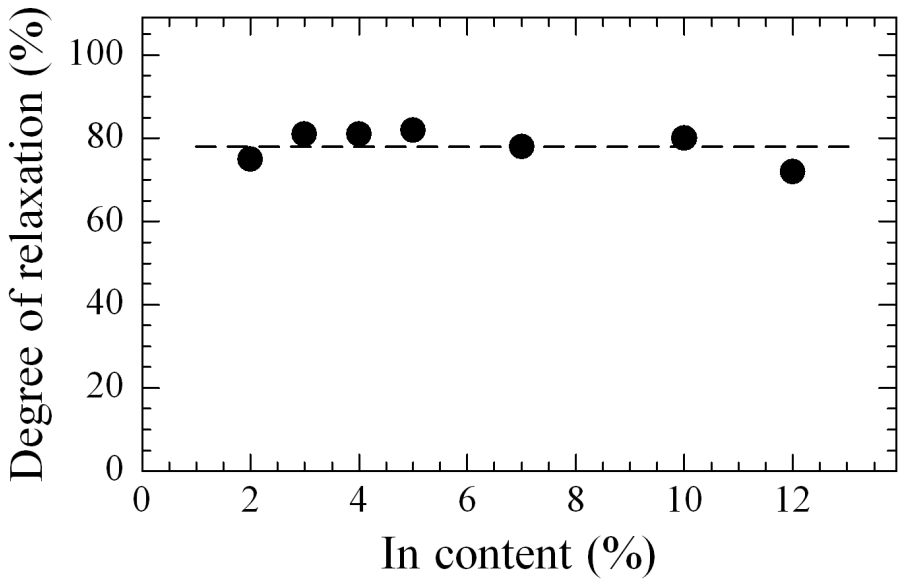

Abbildung 5.3: Relaxationsgrad in den InGaAs-Pufferschichten für Indiumkonzentrationen bis 13%

In Tabelle 5.1 sind die Gitterkonstante sowie die elastischen Konstanten für GaAs und InAs zu finden. Für die hier relevanten In-Konzentrationen zwischen 0% und

12% wurden durch lineare Interpolation zwischen diesen beiden Werten die Parameter der InGaAs-Schichten zur Auswertung der Röntgenmessungen bestimmt. Für GaMnAs wurden die elastischen Konstanten von GaAs verwendet.
Zunächst wurde der gemäß

$$R = \frac{a_{||} - a_{\mathrm{S}}}{a_{\mathrm{rel}} - a_{\mathrm{S}}}. \tag{5.3}$$

definierte Relaxationsgrad der InGaAs-Pufferschichten bestimmt. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen, liegt der Relaxationsgrad bei allen Proben in der Gegend von 80%, die Schichten können deshalb in guter Näherung als vollständig relaxiert betrachtet werden.

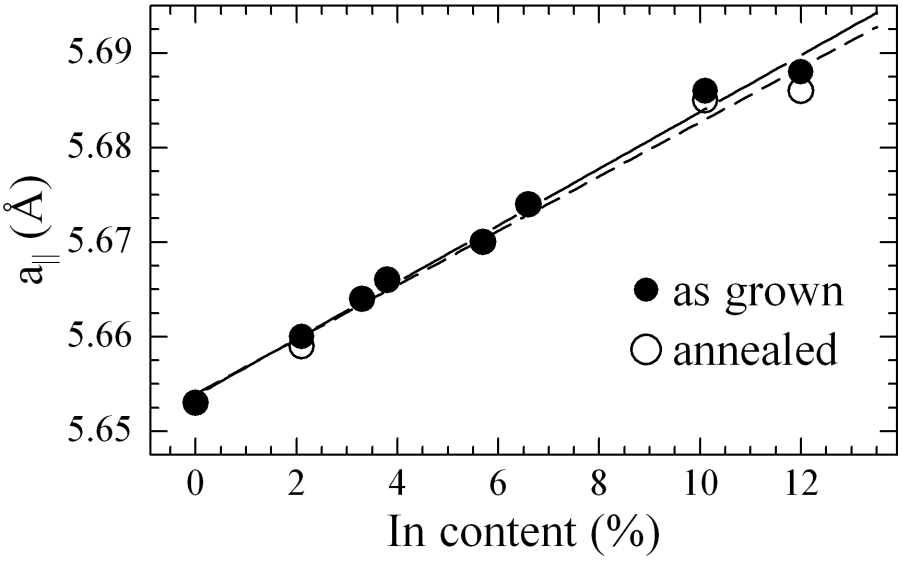

Abbildung 5.4: Laterale Gitterkonstante $a_{||}$ in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 13%

In Abbildung 5.4 wird gezeigt, wie die laterale Gitterkonstante der GaMnAs-Schicht beziehungsweise der InGaAs-Templates mit steigender In-Konzentration zunimmt. Da die GaMnAs-Schicht gitterangepasst auf dem relaxierten InGaAs-Puffer aufwächst, spiegelt die lineare Zunahme von $a_{||}$ im wesentlichen das Vegardsche Gesetz [Veg21] wieder, das besagt, dass die Gitterkonstante im ternären Halbleiter InGaAs vom Anfangspunkt GaAs hin zu InAs linear mit der In-Konzentration zunimmt (Siehe auch Abbildung 5.1). Die Werte für getemperte und ungetemperte Proben liegen in sehr guter Näherung übereinander, offensichtlich hatte die Wärmebehandlung keinen nennenswerten Einfluss auf $a_{||}$.
Bei den Messungen zeigte sich, dass die (001)-Netzebene in der InGaAs-Pufferschicht hin zur [110]-Kristallrichtung verkippt ist (siehe Abbildung 5.5), was auf anisotrope Relaxationsprozesse in der InGaAs-Schicht hindeutet [Gru89]. Diese Verkip-

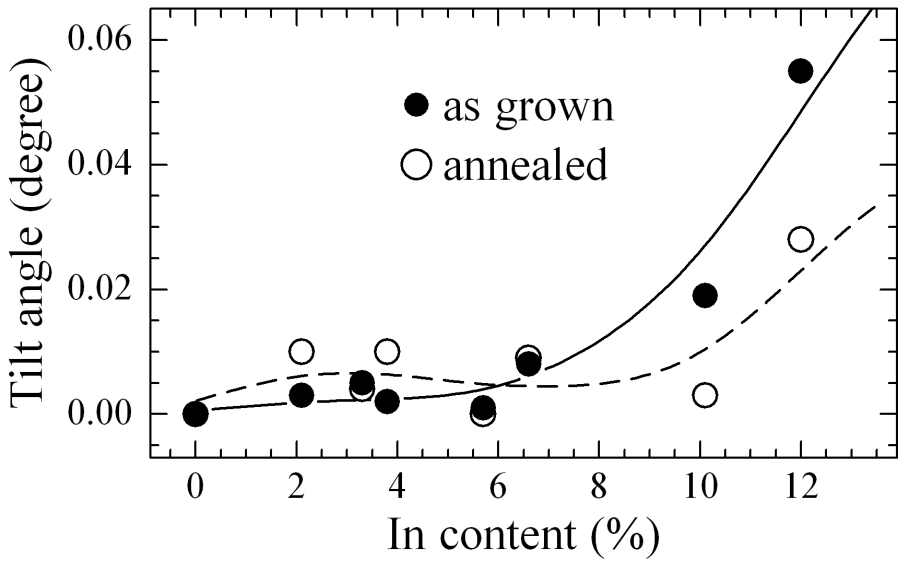

Abbildung 5.5: Verkippungswinkel der InGaAs-Pufferschicht hin zur [110]-Richtung

pung musste bei der Bestimmung der Verzerrung der GaMnAs-Schicht unbedingt berücksichtigt werden. Um den Einfluss von Verzerrung und Verkippung trennen zu können, waren zwei RGK um äquivalente Reflexe nötig[1]. Die gemessenen Winkel sind allerdings zu klein, um einen Einfluss auf die Untersuchungen von MA und AMR zu haben und werden folglich im weiteren Verlauf vernachlässigt. Details dazu sind in der Diplomarbeit von Stephan Schwaiger zu finden [Sch07].
Abbildung 5.6 zeigt, wie sich die vertikale Verzerrung ε_{zz} in GaMnAs mit dem In-Gehalt des InGaAs Puffers verändert. Dabei lässt sich die Verzerrung in einem weiten Bereich zwischen kompressiv und stark tensil verspannt einstellen, der Rückgang von ε_{zz} beim Tempern ist auf die Verkleinerung der relaxierten Gitterkonstante von GaMnAs zurückzuführen. Die relativ leicht beweglichen Mn_I bewirken Vergrößerung der Gitterkonstante. Tempern führt nun dazu, dass diese Defekte teilweise zur Oberfläche diffundieren oder sich umgruppieren und an anderen Defekten anlagern. Daraus resultiert eine Verkleinerung der Gitterkonstante und damit eine Abnahme der vertikalen Verzerrung ε_{zz}.
Die aus den Röntgenmessungen bestimmten relaxierten Gitterkonstanten für ungetemperte und getemperte GaMnAs-Schichten sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Wie oben schon erwähnt, ist eine Abnahme von a_{rel} beim Tempern festzustellen. Ein signifikanter, systematischer Einfluss der verschiedenen InGaAs-Pufferschichten auf die relaxierte Gitterkonstante in GaMnAs ist hingegen nicht zu erkennen. Da a_{rel} von den verschiedenen Punktdefekten in GaMnAs (Mn_{Ga}, Mn_I, As_{Ga}) bestimmt wird, weist dies darauf hin, dass die Verwendung relaxierter

[1]Verwendet wurden hier speziell (224)- und $(\overline{2}\overline{2}4)$-Reflexe

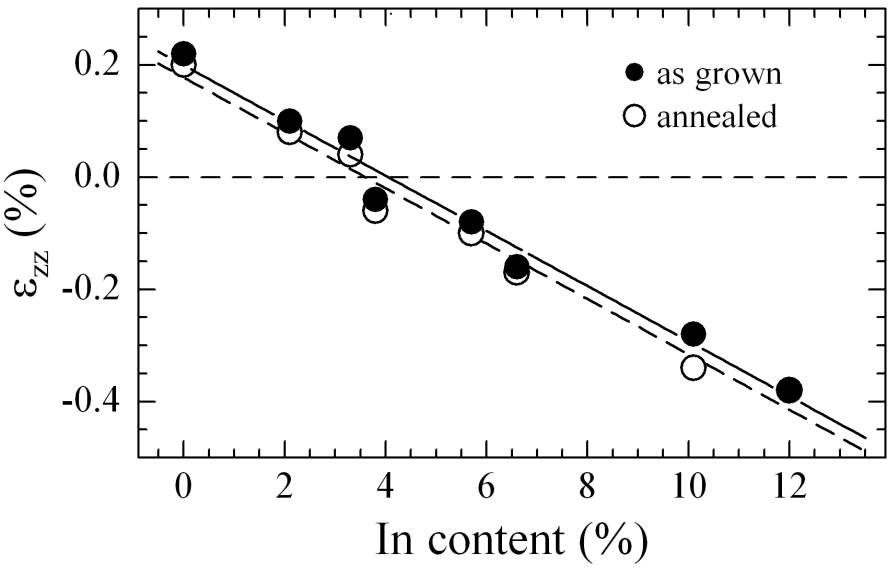

Abbildung 5.6: Vertikale Verzerrung ε_{zz} in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 12%

InGaAs-Templates keinen signifikanten Einfluss auf den Einbau dieser Punktdefekte in GaMnAs hat. Um dies noch genauer zu untersuchen, werden als nächstes die Löcherdichten der unterschiedlichen Proben verglichen, da die Löcherdichte ebenfalls von der Konzentrationen der Mn_{Ga}, Mn_I und As_{Ga} bestimmt wird.

5.3 Löcherdichte und Curie-Temperatur

Bestimmt wurden die Löcherdichten und Curie-Temperaturen, wie in Kapitel 3 beschrieben, aus Hochfeld-Magnetotransportmessungen und aus temperaturabhängigen Messungen des Schichtwiderstands. In Abbildung 5.8 sind Löcherdichte und Curie-Temperatur für getemperte und ungetemperte Proben über der vertikalen Verzerrung ε_{zz} aufgetragen. Sowohl die Löcherdichte als auch die Curie-Temperatur zeigen keine systematische Abhängigkeit von ε_{zz}. Die Werte für die Ladungsträgerkonzentration streuen um $3.4 \times 10^{20} cm^{-3}$ bei den ungetemperten Proben, bei den getemperten Proben erhöht sich der Mittelwert durch die Reduzierung kompensierender Mn_I Doppeldonatoren auf $5.8 \times 10^{20} cm^{-3}$. Die Streuung der Werte innerhalb der Serie ist auf eine unbeabsichtigte, leichte Variation der Wachstumsbedingungen von Probe zu Probe zurückzuführen. Zwar wurden alle Proben unter den nominell gleichen Bedingungen gewachsen, dennoch können die realen Wachstumsbedingungen von einem Wachstumsprozess zum nächsten leicht schwanken. Dies liegt daran, dass viele Parameter, wie zum Beispiel die

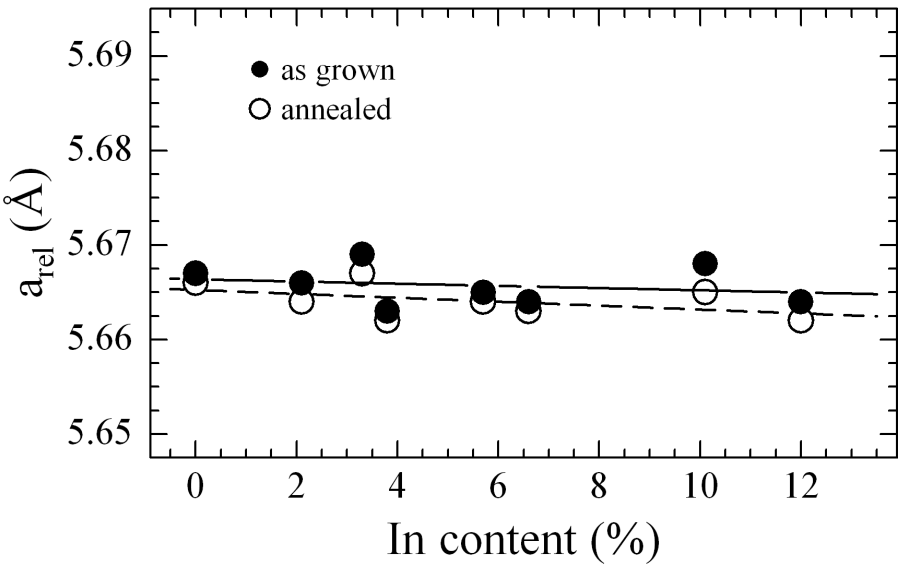

Abbildung 5.7: Relaxierte Gitterkonstante in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 12%

reale Wachstumstemperatur, von außen nicht direkt überwacht werden können[2]. Der Mittelwert der Curie-Temperatur erhöht sich beim Tempern von 66 K auf 91 K. Auch hier ist keine systematische Abhängigkeit von ε_{zz} zu erkennen. Dies bestätigt theoretische Vorhersagen [TD01] [Jun06], wonach Verzerrung im untersuchten Bereich keinen signifikanten Einfluss auf die Stärke der magnetischen Kopplung hat, da die entsprechenden Deformationsenergien zu klein sind, um die p-d Austauschwechselwirkung spürbar zu stärken oder zu schwächen.
Um die Ergebnisse auf Konsistenz zu überprüfen, kann man nun die aus HRXRD gewonnenen Werte für die relaxierte Gitterkonstante in GaMnAs mit den Werten vergleichen, die sich rechnerisch aus den Ladungsträgerdichten unter Verwendung der Zusammenhänge [Dae06]

$$p = N_0(x_S - 2x_\mathrm{I} - 2y) \tag{5.4}$$

$$a_\mathrm{rel}^{GaMnAs} - a_{GaAs} = 0.025x_S + 0.052x_\mathrm{I} + 0.093y(nm) \tag{5.5}$$

zwischen Ladungsträgerdichte, Defektkonzentrationen und Gitterkonstante ergeben (siehe dazu auch Kapitel 6), $N_0 = 2.21 \cdot 10^{20}\mathrm{cm}^{-3}/\%$ bezeichnet hier die Dichte der Kationenplätze, x_S und x_I stehen für die Konzentration von Mn auf

[2]Die Zunahme der Streuung bei den getemperten Proben ist wohl auf Fluktuationen in den vielen Parametern, die Einfluss auf das Tempern von Proben haben, zurückzuführen. So ist beispielsweise nicht auszuschließen, dass der thermische Kontakt der Proben zum Heiztisch beim Tempern nicht bei allen Proben gleich war.

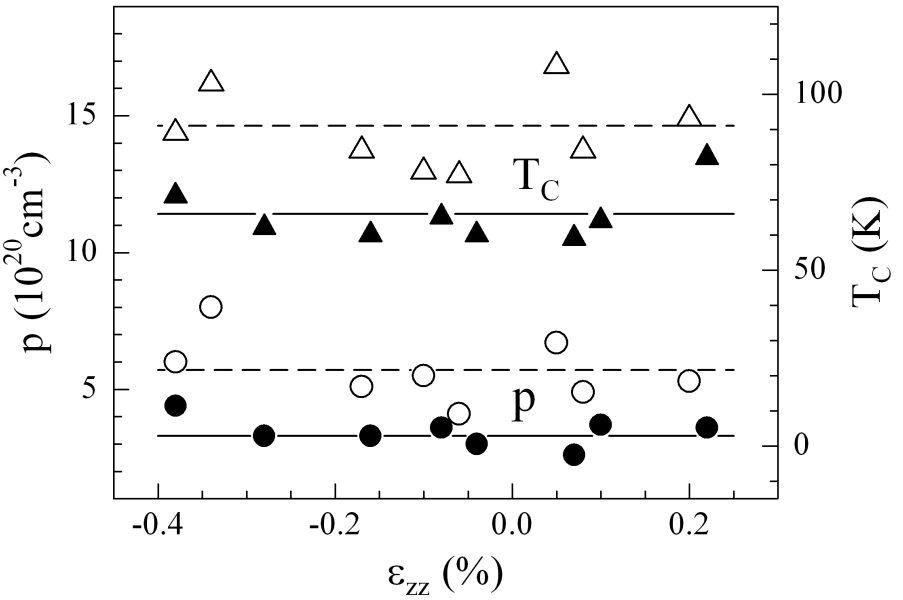

Abbildung 5.8: Löcherdichte und Curie-Temperatur für ungetemperte und getemperte Proben, aufgetragen über der Verzerrung. Wieder kennzeichnen die gefüllten Symbole ungetemperte Proben, die leeren getemperte.

Ga- beziehungsweise Zwischengitter-Platz, y bezeichnet die Konzentration von As-Antisites. Unter der Annahme, dass sich Mn nur substitutionell oder auf einem Zwischengitterplatz einbaut ($x = x_S + x_\mathrm{I}$), ergibt sich aus 5.4 und 5.5 der Ausdruck

$$a_\mathrm{rel}^{GaMnAs}(x, y, p) = a_{GaAs} + 0.034x + 0.075y - 0.009\frac{p}{N_0}, \tag{5.6}$$

mit dem sich die relaxierte Gitterkonstante einer GaMnAs-Schicht für gegebenen Mn-Gehalt, Löcherdichte und As-Antisitedichte berechnen lässt. Bei getemperten Proben reduziert sich der Anteil von Mn auf Zwischengitterplätzen,

$$\Delta x_\mathrm{I} = x_\mathrm{I}^{an} - x_\mathrm{I}^{ag} = \frac{1}{2N_0}(p_{ag} - p_{an}) \tag{5.7}$$

und somit auch der gesamte Mn-Gehalt der Probe

$$x^{an} = x + \Delta x_\mathrm{I}. \tag{5.8}$$

Da die Konzentration von As-Antisites beim Tempern unverändert bleibt, ergibt sich folglich für die Gitterkonstante der getemperten Proben

$$a_\mathrm{rel}^{GaMnAs,\ an}(x, y, p) = a_{GaAs} + 0.034x + 0.075y - 0.017\frac{p_{ag}}{N_0} - 0.026\frac{p_{an}}{N_0}. \tag{5.9}$$

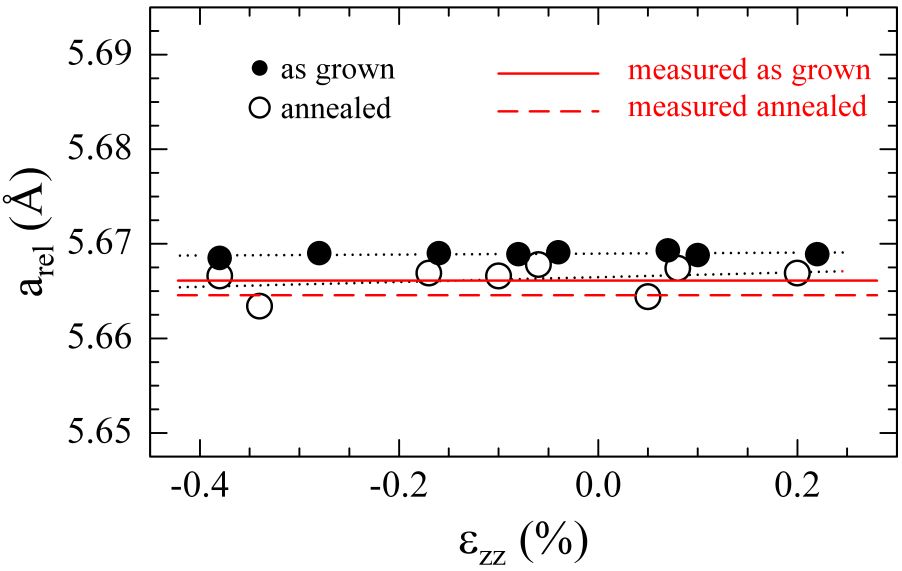

Abbildung 5.9: Berechnete Gitterkonstanten für ungetemperte und getemperte Proben. Die roten Linien kennzeichnen die mit HRXRD experimentell bestimmten Mittelwerte für ungetemperte (durchgezogen) und getemperte (gestrichelt) Proben.

In Abbildung 5.9 sind die berechneten Werte für die Gitterkonstante in ungetemperten und getemperten Proben zu sehen, angenommen wurde dabei ein As-Antisite-Gehalt von 0.1 %. Die roten Linien kennzeichnen die bei den Röntgenmessungen gefundenen Mittelwerte. Qualitativ bestätigen die aus den Ladungsträgerdichten berechneten Werte die Ergebnisse der Röntgenuntersuchungen, die berechnete Abnahme der Gitterkonstante beim Tempern um 0.0003 nm liegt nahe beim gemessenen Wert von 0.0002 nm, eine systematische Abhängigkeit von der Verzerrung ist ebenfalls nicht zu erkennen. Allerdings liegen die berechneten Werte für die Gitterkonstante durchweg über den gemessenen. Möglicherweise ist dies auf eine Unsicherheit in den zur Berechnung herangezogenen Konstanten zur Gitterausdehnung zurückzuführen, für die in der Literatur unterschiedliche Werte angegeben werden [Mas03] [Zha05].
Als wichtiges Resultat bleibt festzuhalten, dass die Ergebnisse für die relaxierten Gitterkonstanten und die Ladungsträgerdichten zeigen, dass das Wachstum auf relaxierten InGaAs-Substraten keinen systematischen Einfluss auf den Einbau von Defekten in GaMnAs hat. Die verschiedenen GaMnAs-Schichten sind folglich miteinander vergleichbar und wir können den alleinigen Einfluss von Verzerrung und Löcherkonzentration auf die MA untersuchen.

5.4 Untersuchung der magnetischen Anisotropie mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen

Nachdem die vorausgehenden Untersuchungen gezeigt haben, dass der Einbau von Mn und As (und damit auch die Löcherkonzentration) nicht von Verzerrung beeinflusst wird, kann nun durch Messungen an getemperten und ungetemperten Proben gezielt und getrennt der Einfluss der beiden Parameter Verzerrung und Ladungsträgerdichte auf die magnetische Anisotropie in GaMnAs untersucht werden.
Die Orientierung der Magnetisierung $\boldsymbol{m}$ wird festgelegt durch das Minimum der in Kapitel 2 eingeführten freien Enthalpiedichte

$$\begin{aligned} G_M(\boldsymbol{m}) &= B_0 + (\overbrace{B_{2\perp} + B_d}^{B_{001}})m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{4\perp}m_z^4 \\ &\quad + B_{\bar{1}10}(m_x - m_y)^2 - \mu_0 H\boldsymbol{hm}. \end{aligned} \tag{5.10}$$

Um nun die in Gleichung 5.10 vorkommenden Anisotropieparameter und damit die magnetische Anisotropie zu bestimmen, wurden winkelabhängige Magnetotransportmessungen herangezogen.

5.4.1 Winkelabhängiger Magnetotransport

Wie in Kapitel 3 beschrieben, wurden die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen in drei verschiedenen Konfigurationen bei Magnetfeldern von 0.65 T, 0.26 T und 0.11 T bei 4.2 K in flüssigem Helium durchgeführt. Das Magnetfeld wurde dabei in der Schichtebene, in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung und in der Ebene senkrecht zur Schicht, die die Stromrichtung enthält, gedreht (siehe Abbildung 3.15). Verwendet wurden Hall-Bars mit Strom entlang der [110]- und [100]-Kristallrichtung. Beispiele für diese Messungen sind in den Abbildungen 5.10 und 5.11 zu sehen.
In Abbildung 5.10 sind die longitudinalen und transversalen Widerstände (Punkte) sowie die entsprechenden Anpassungen (durchgezogene Linien) einer nahezu unverspannten Probe (B683) zu sehen, oben für Strom entlang der [110]-, unten entlang der [100]-Richtung. Im letzteren Fall spiegelt die vierzählige Symmetrie des longitudinalen Widerstands bei Drehung in der (100)-Ebene bei großer Feldstärke deutlich die kubische Symmetrie der Einheitszelle von unverspanntem GaMnAs wieder. Bei Drehung in der (001)-Ebene scheinen bei der Probe mit Strom in [110]-Richtung und der Probe mit Strom in [100]-Richtung longitudinaler und transversaler Widerstand gerade vertauscht zu sein. Die Ursache für dieses Verhalten ist der AMR und die Lage der leichten Achsen relativ zur Strom-

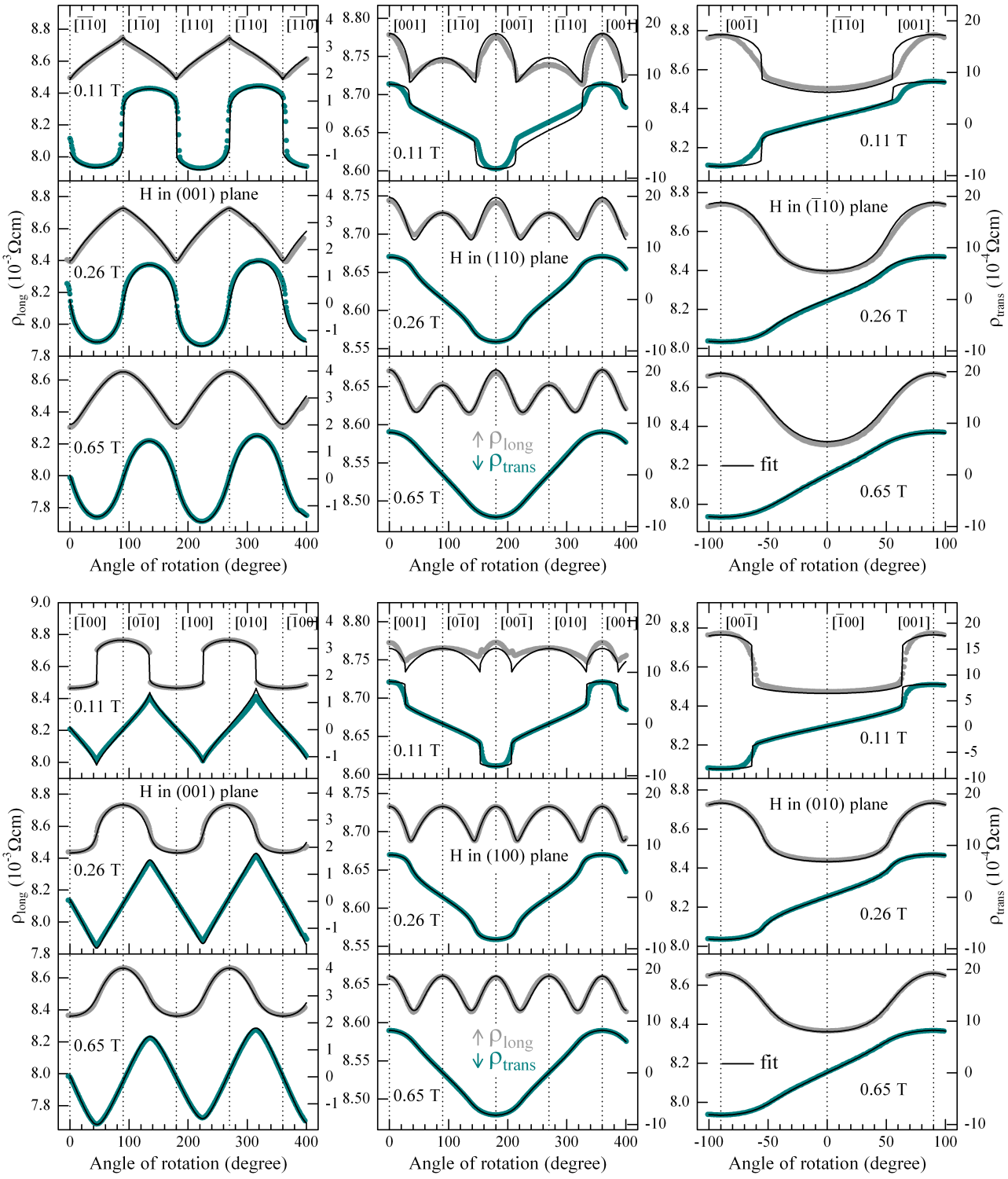

Abbildung 5.10: Gemessene Widerstandskurven ρ_{long} und ρ_{trans} sowie dazugehörige Anpassung für die nahezu unverspannte Probe B683 mit Strom entlang der [110]-Richtung (oben) und [100]-Richtung (unten)

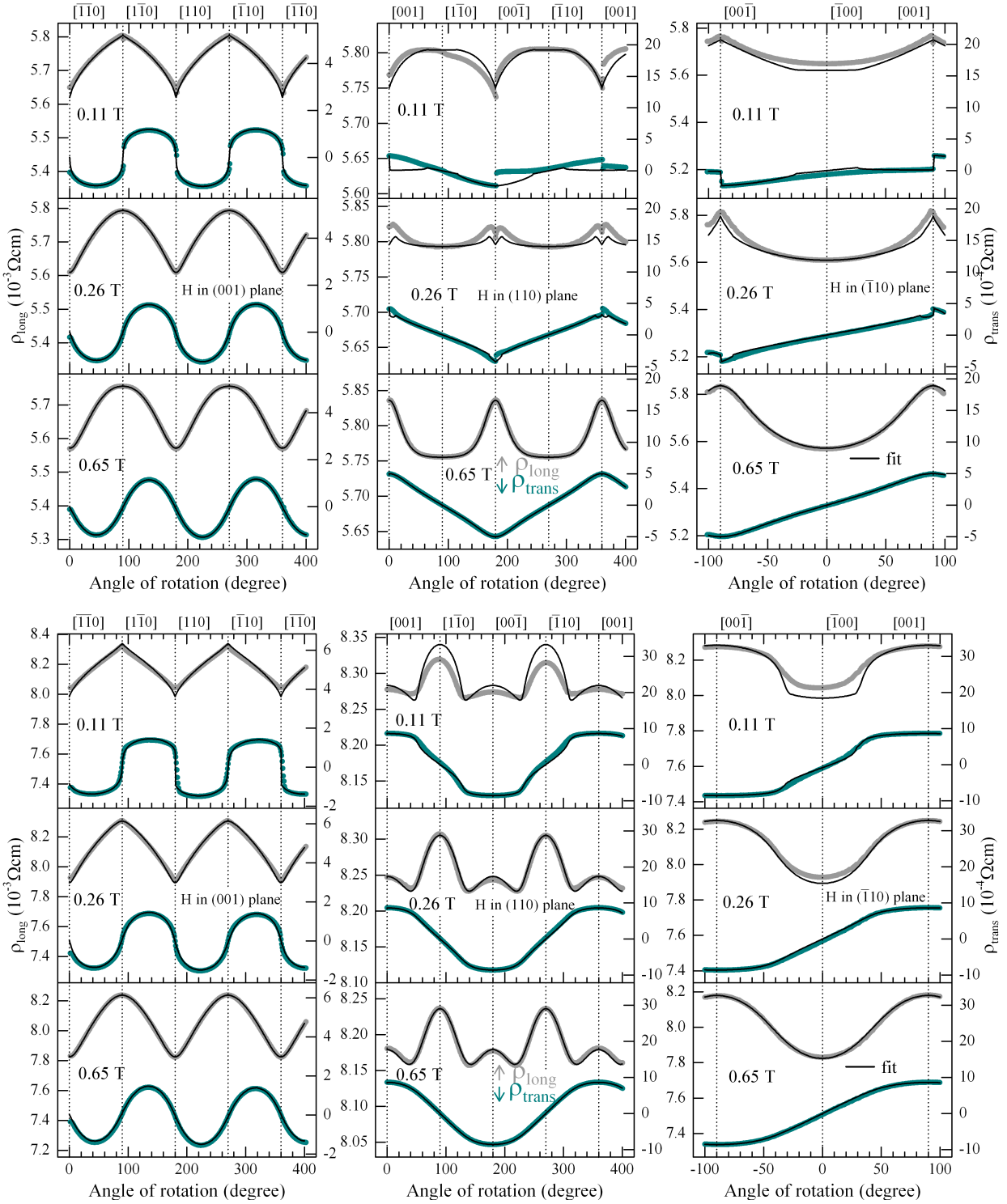

Abbildung 5.11: Gemessene Widerstandskurven ρ_{long} und ρ_{trans} sowie dazugehörige Anpassung für die kompressiv verspannte Probe B716 (oben) und die tensil verspannte Probe B681 (unten) mit Strom entlang der [110]-Richtung

richtung[3].
Schon vom Betrachten der gemessenen Widerstände lassen sich erste qualitative Schlüsse auf die MA ziehen. Vergleicht man in Abbildung 5.11 den Verlauf der transversalen Widerstandskurven im Bereich um 180° bei Drehung mit Feld in der (110)-Ebene, so lässt dort die Verbreiterung des Kurvenverlaufs bei der tensil verspannten Probe auf eine leichte Achse schließen, wohingegen die Verengung des Kurvenverlaufs bei der kompressiv verspannten Probe an derselben Stelle auf eine harte Achse hindeutet.

5.4.2 Widerstandsparameter

Eine Verzerrung des Kristallgitters in GaMnAs führt zu einer Verformung der Valenzbänder [TD01], die in einer Veränderung der MA resultiert. Außerdem hat diese Verformung auch einen deutlichen Einfluss auf den AMR. Zunächst soll untersucht werden, wie sich in unseren Proben die aus den Magnetotransportmessungen bestimmten Widerstandsparameter ρ_i mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} verändern.
Die Widerstandsparameter $\rho_0 - \rho_8$ wurden für beide Stromrichtungen unabhängig voneinander bestimmt. Die Werte für ρ_0 streuen im Bereich zwischen 5×10^{-3} Ωcm und 8.8×10^{-3} Ωcm, was vermutlich auf Schwankungen in der Ladungsträgerdichte und der Beweglichkeit zurückzuführen ist. Normiert man jedoch die anderen Widerstandsparameter auf ρ_0, so ist eine deutliche Korrelation mit der Verzerrung zu erkennen. In Abbildung 5.12 sind die Widerstandsparameter $\rho_1 - \rho_4$ normiert auf ρ_0 aufgetragen, dabei sind in Abbildung 5.12 (a) die Werte für $\boldsymbol{j} \parallel [100]$ zu sehen, in Abbildung 5.12 (b) die für $\boldsymbol{j} \parallel [110]$. Für ρ_2 ist für beide Stromrichtungen eine ausgeprägte, annähernd lineare Abhängigkeit zu erkennen, während sich ρ_1 nur bei Strom in [110]-Richtung stark ändert. Ansonsten zeigen die übrigen Parameter nur eine schwache Abhängigkeit.
In Abbildung 5.13 sind die übrigen Widerstandsparameter $\rho_5 - \rho_8$ normiert auf ρ_0 über ε_{zz} für beide Stromrichtungen aufgetragen. Auch hier sind unterschiedlich stark ausgeprägte, näherungsweise lineare Abhängigkeiten zu erkennen.
Da sich, wie in Kapitel 3 beschrieben, die Widerstandsparameter ρ_i für die beiden Stromrichtungen aus den selben, richtungsunabhängigen Entwicklungskoeffizienten $A, \ldots, E_3$ sowie $a, \ldots, e_7$ zusammensetzen, hängen die Widerstandsparameter für die beiden Stromrichtungen voneinander ab. So müssen beispielsweise die Relationen

$$\begin{aligned} \rho_1' &= \rho_3 + \rho_7, \quad \rho_3' = -\rho_3, \quad \rho_6' = \rho_6, \\ \rho_7' &= \rho_1 + \rho_3, \quad \rho_8' = \rho_8 \end{aligned} \tag{5.11}$$

[3] 45° bei Strom entlang [110], parallel beziehungsweise senkrecht bei Strom entlang [100]

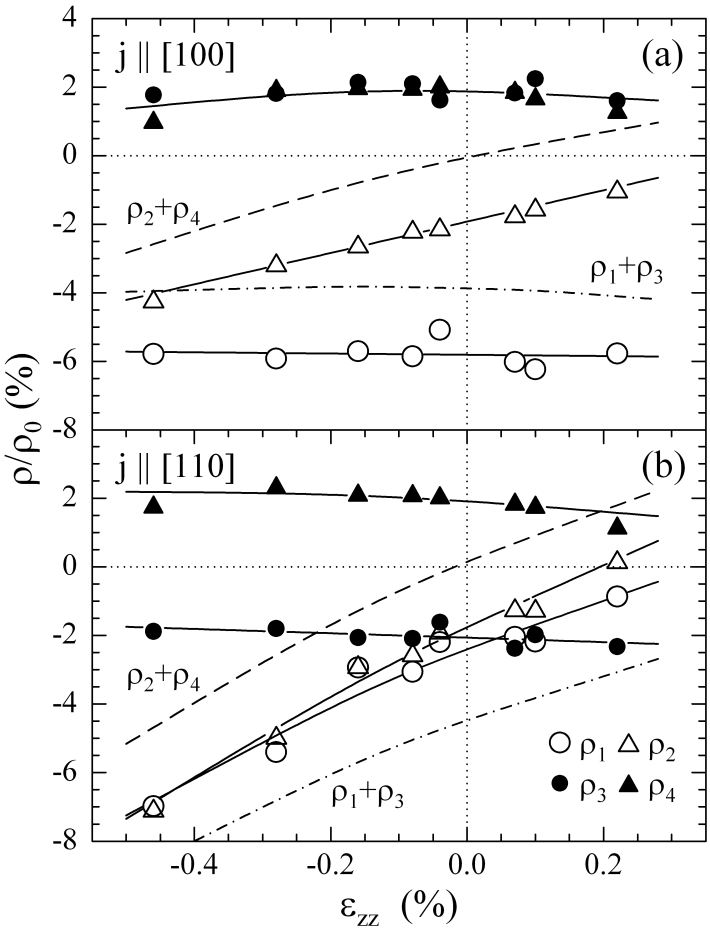

Abbildung 5.12: Werte der normierten Widerstandsparameter $\rho_1/\rho_0 - \rho_4/\rho_0$ in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} in (a) für $\boldsymbol{j} \parallel [100]$ und in (b) für $\boldsymbol{j} \parallel [110]$. Die gestrichelte Linien markieren die Verzerrungsabhängigkeit von $\rho_2 + \rho_4$, die strichgepunkteten Linien stehen für $\rho_1 + \rho_3$.

erfüllt sein. Gestrichene Parameter entsprechen hier $\boldsymbol{j} \parallel [110]$, ungestrichene $\boldsymbol{j} \parallel [100]$. Betrachtet man die Abbildungen 5.12 und 5.13 genauer, stellt man fest, dass diese Bedingungen in guter Näherung erfüllt sind. Dies untersreicht die Konsistenz des zugrunde liegenden theoretischen Modells.
Abbildung 5.14 zeigt die universellen, von der Stromrichtung unabhängigen Entwicklungsparameter $B + b,\ C_1, \ldots,\ e_4$, normiert auf den Parameter A und aufgetragen über der Verzerrung. Diese lassen sich aus den Widerstandsparametern $\rho_0 - \rho_8$ für beide Stromrichtungen berechnen[4]. Wie aus den Diagrammen der Widerstandsparameter schon zu erahnen war, scheint auch hier eine lineare

[4]Wird der Parameter ρ_9, der aus Messungen in den hier verwendeten Konfigurationen nicht zugänglich ist, auch direkt mitbestimmt, so genügt auch ein Parametersatz für eine Stromrichtung.

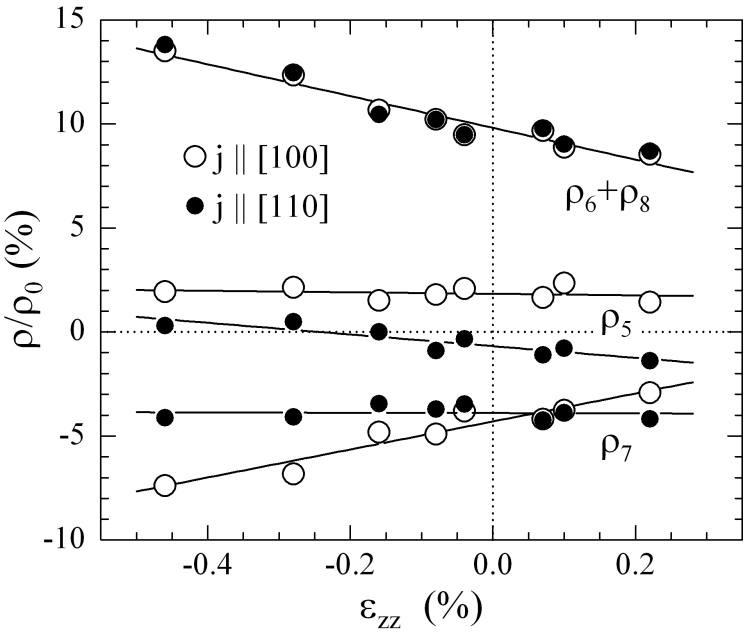

Abbildung 5.13: Werte der normierten Widerstandsparameter $\rho_5/\rho_0 - \rho_8/\rho_0$ in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} für $\boldsymbol{j} \parallel [100]$ und für $\boldsymbol{j} \parallel [110]$.

Abhängigkeit der Entwicklungsparameter von der Verzerrung vorzuliegen. Diese systematische Variation der Widerstandsparameter mit ε_{zz} macht sich auch in den gemessenen winkelabhängigen Widerstandskurven bemerkbar.
In Abbildung 5.15 sind exemplarisch für einige Messkonfigurationen die winkelabhängigen Verläufe von ρ_{long} bei $\mu_0 H = 0.65$ T in Abhängigkeit von ε_{zz} für $-0.46 \leq \varepsilon_{zz} \leq 0.22$ dargestellt. Rote Punkte kennzeichnen hier die Messwerte, die durchgezogenen Linien die berechneten Anpassungskurven. Da bei großen Feldstärken $\boldsymbol{M}$ und $\boldsymbol{H}$ näherungsweise als parallel betrachtet werden können, ist der Kurvenverlauf in erster Linie durch die Widerstandsparameter und damit den AMR festgelegt. Im oberen Diagramm sind Kurven für $\boldsymbol{j} \parallel [110]$ bei Rotation des Felds in der Probenebene zu sehen. Die Entwicklung der dort eingezeichneten Amplitude $(\rho_1 + \rho_3)/\rho_0$ lässt sich in Abbildung 5.12 (b) nachvollziehen.
Das Auftreten von mehr als zwei Maxima im winkelabhängigen Verlauf von ρ_{long} in Abbildung 5.15 (b) und (c) ist auf das Zusammenspiel der Terme zweiter und vierter Ordnung, $\rho_2 m_n^2$ und $\rho_4 m_n^4$, zurückzuführen. Zusätzliche Maxima treten dann auf, wenn die Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 vom Betrag vergleichbar sind und unterschiedliche Vorzeichen haben, was auch in Abbildung 5.12 (a) und (b) nachvollzogen werden kann.
In Abbildung 5.12 (a) ist zu erkennen, dass bei Stromfluss in [100]-Richtung ρ_1, ρ_3 sowie $\rho_1 + \rho_3$ im wesentlichen unverändert bleiben. Wie in Abbildung 5.16 exemplarisch für drei verschiedene Werte von ε_{zz} zu sehen ist, zeigt konsequen-

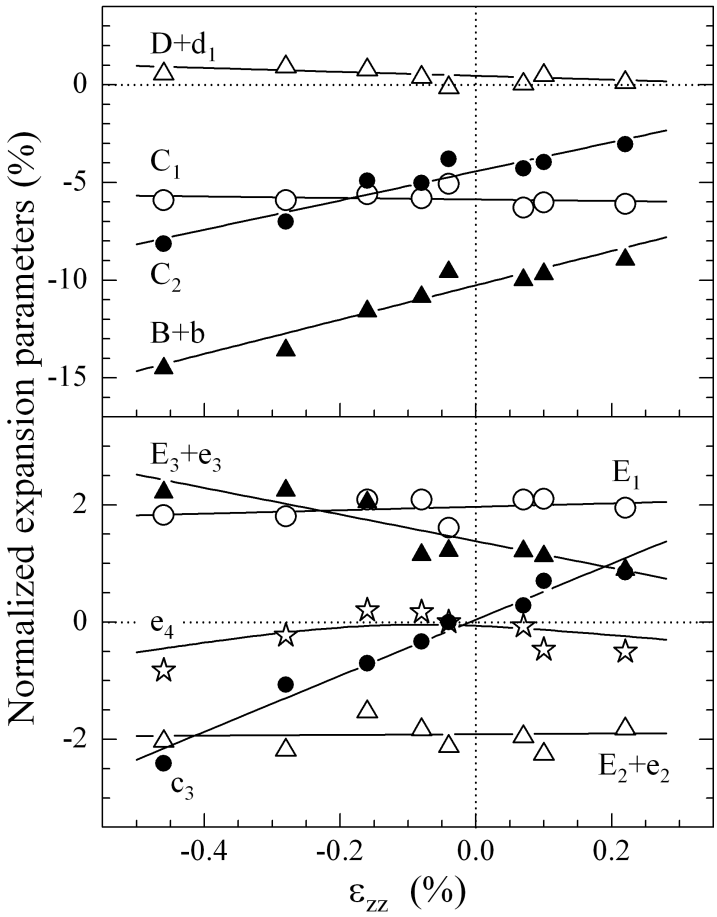

Abbildung 5.14: Werte der auf A normierten Entwicklungskoeffizienten in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz}.

terweise auch der longitudinale Widerstand keine systematische Variation mit der Verzerrung bei Drehung des Felds in der Schichtebene.

Die Entwicklung des transversalen Widerstands mit der Verzerrung für Strom in [110]-Richtung und Drehung des Magnetfelds in der Ebene senkrecht dazu ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Zunahme der Amplitude $\rho_6 + \rho_8$ mit Abnehmender Verzerrung ist in Abbildung 5.13 wiederzufinden. Der Parameter $\rho_6 = -(B+b)$ ist dabei, wie in Abbildung 5.14 gezeigt, eine Größenordnung größer als $\rho_8 = -(D+d_1)$ und trägt ein entgegengesetztes Vorzeichen. Der zu dem dominanten Term ρ_6 gehörige Beitrag linear in m_n wird üblicherweise mit dem anomalen Hall-Effekt verknüpft.
In dem Diagramm ist auch eine gestrichelte Linie zu sehen. Sie stellt die Kur-

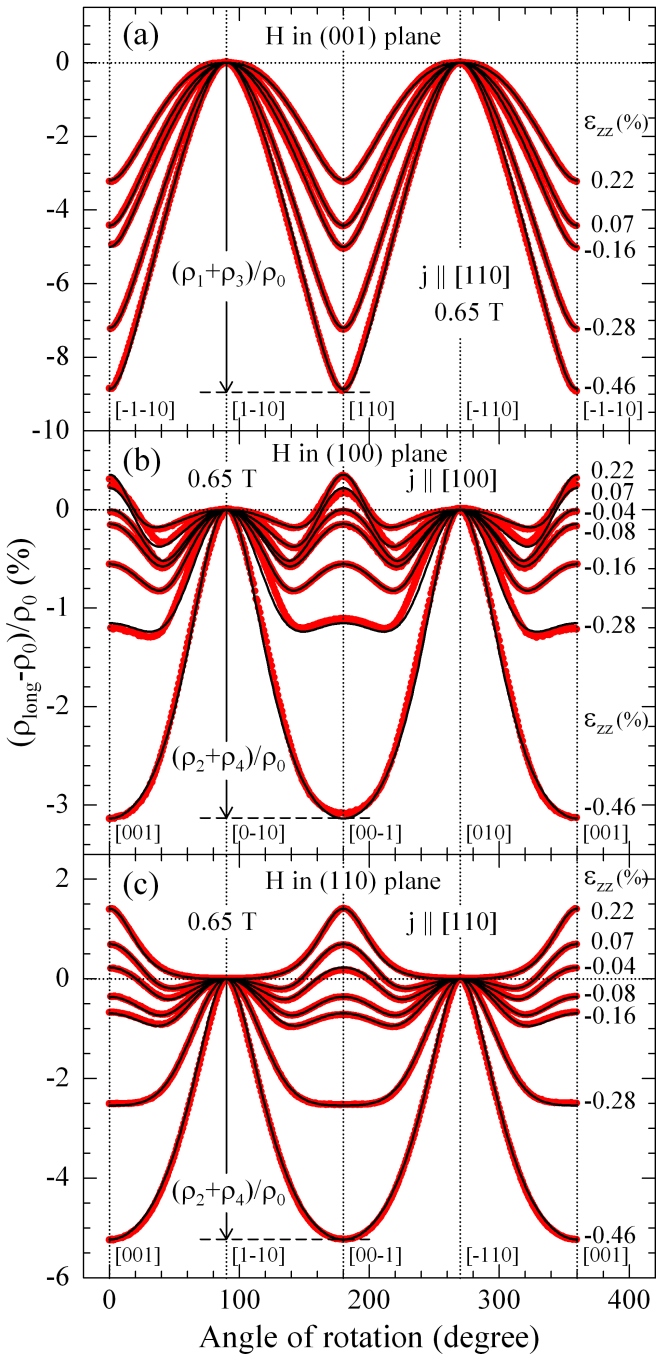

Abbildung 5.15: Variation der Winkelabhängigkeit des normierten longitudinalen Widerstands mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} bei (a) Drehung des Magnetfelds in der (001)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110], (b) Drehung des Magnetfelds in der (100)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [100] und (c) Drehung des Magnetfelds in der (110)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110] [Lim08].

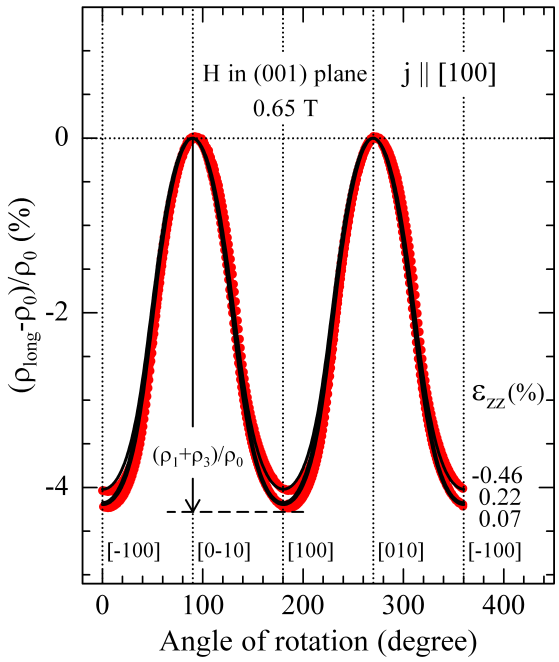

Abbildung 5.16: Winkelabhängigkeit des normierten longitudinalen Widerstands bei Drehung des Magnetfelds in der (001)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [100], exemplarisch für drei verschiedene vertikale Verzerrungen ε_{zz}.

ve dar, die unter Vernachlässigung von magnetischer Anisotropie[5] mit den Widerstandsparametern für die Probe mit der größten senkrechten Verzerrung ε_{zz} berechnet wurde. Die Abweichung weisst folglich darauf hin, dass bei der Probe mit stark kompressiver Verspannung die Magnetisierung selbst bei der größten, mit unserem Versuchsaufbau realisierbaren Magnetfeldstärke von 0.65 T nicht vollständig parallel zum äußeren Feld verläuft. Dies lässt auf eine ausgeprägte magnetische Anisotropie entlang der Richtung senkrecht zur Schicht schließen. Was sich hier schon andeutet, eine ausgeprägte Abhängigkeit der MA von der Verzerrung, soll nun im Folgenden detailliert behandelt werden.

5.4.3 Anisotropieparameter

Parameter zweiter Ordnung

In Abbildung 5.18 sind die aus den Magnetotransportmessungen gewonnenen Resultate für den uniaxialen Anisotropieparameter senkrecht zur Schicht B_{001} zusammengefasst. Klar erkennbar ist die lineare Abhängigkeit von der vertikalen Verzerrung für ungetemperte (gefüllte Symbole) und getemperte Proben (offene Symbole) [Dae08]. Wir beobachten einen Übergang von positiven Werten für

[5] In diesem Fall ist $\boldsymbol{m}$ || $\boldsymbol{H}$ exakt erfüllt.

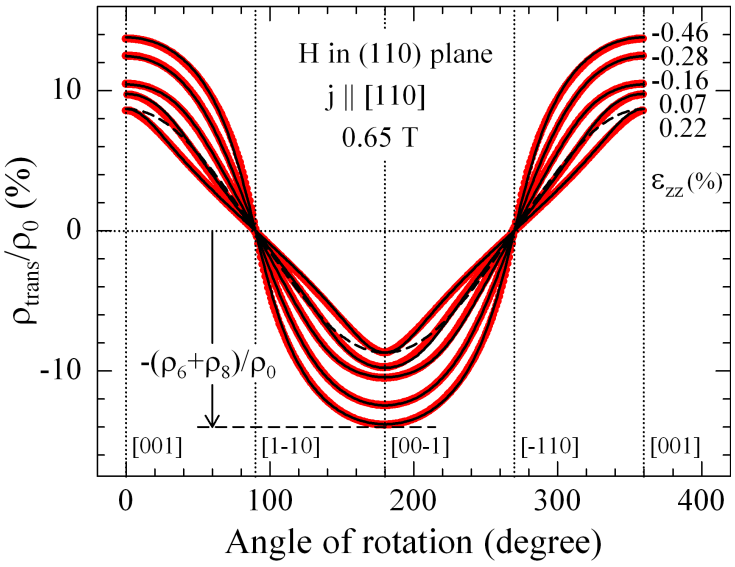

Abbildung 5.17: Variation der Winkelabhängigkeit des normierten transversalen Widerstands mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} bei Drehung des Magnetfelds in der (110)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110] [Lim08].

B_{001} für kompressiv verspannte Proben zu negativen Werten für tensile Verspannung. Es fällt auf, dass das Verhältnis der Geradensteigungen m von getemperten und ungetemperten Proben gerade dem Verhältnis der mittleren Ladungsträgerdichten $\overline{p}$ entspricht:

$$\frac{m_{as-grown}}{m_{annealed}} = \frac{\overline{p}_{as-grown}}{\overline{p}_{annealed}}. \tag{5.12}$$

Bei $\varepsilon_{zz} = 0$, also für den Fall kubischer Symmetrie, verschwindet der (intrinsische) Kristallbeitrag $B_{2\perp}$ zu B_{001}, deshalb lässt sich aus dem Achsenabschnitt der (extrinsische) Formanisotropiebeitrag B_d zu B_{001} bestimmen. Der so gewonnene Wert $B_d = \mu_0 M/2 \approx 60$ mT entspricht jedoch einer Probenmagnetisierung $\mu_0 M \approx 120$ mT. SQUID[6]-Messungen haben einen Wert $\mu_0 M \approx 40$ mT für die Sättigungsmagnetisierung ergeben, was um einen Faktor drei zu klein ist, verglichen mit dem aus den Transportmessungen ermittelten Wert. Die Ursache hierfür ist noch ungeklärt. Ein zusätzlicher, extrinsischer Beitrag zu B_{001} könnte dies erklären. Denkbar wäre beispielsweise Oberflächenanisotropie [Liu07, Wan07, Lim06a].
Betrachtet man nun den ε_{zz}-abhängigen Kristallanisotropiebeitrag $B_{2\perp} = B_{001} - B_d$, so zeigt sich, dass bei einer Normierung auf die Ladungsträgerdichte die Werte für getemperte und ungetemperte Proben auf einer Geraden liegen.
Dies wird in Abbildung 5.19 demonstriert. Schwarz gefüllte Symbole stehen hier

[6]engl.: Superconducting Quantum Interference Device

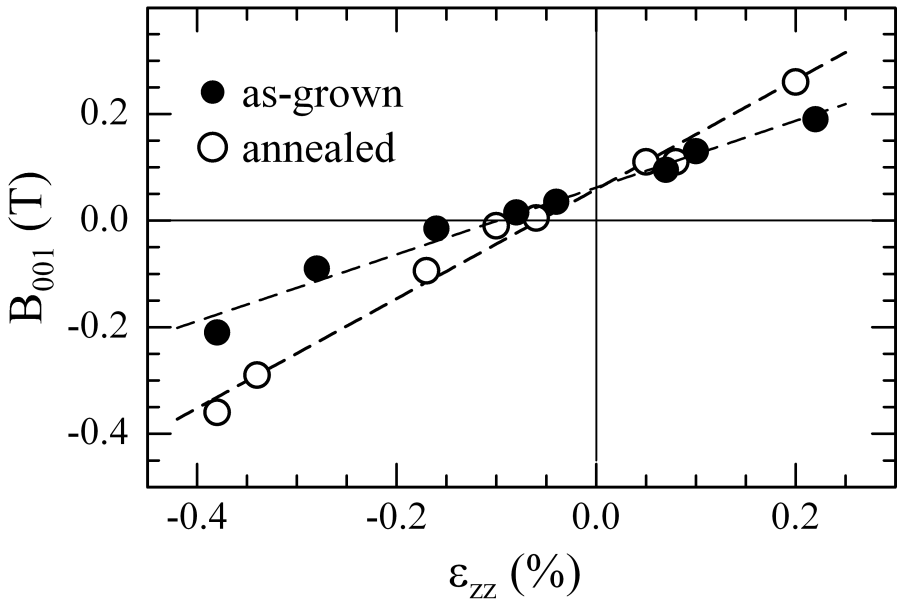

Abbildung 5.18: Uniaxialer out-of-plane Anisotropieparameter B_{001} in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz}

für die ungetemperten Proben, rote offene für die getemperten. Die jeweiligen Ausgleichsgeraden sind in denselben Farben eingezeichnet und liegen ununterscheidbar übereinander.
Die experimentellen Ergebnisse zeigen also, dass für den Ladungsträgerdichte- und Verzerrungs-Bereich, der von den hier untersuchten Proben abgedeckt wird, $B_{2\perp}$ proportional ist sowohl zur Verzerrung als auch zur Ladungsträgerdichte:

$$B_{2\perp} \sim \varepsilon \cdot p. \tag{5.13}$$

In Abbildung 5.20 ist die Verzerrungsabhängigkeit des Parametes $B_{\bar{1}10}$ gezeigt. Wie dort zu sehen ist, stellt sich dieser oftmals diskutierte uniaxiale Beitrag unklaren Ursprungs in unseren Proben als vernachlässigbar klein heraus. Da es Erklärungsversuche gibt, die den Beitrag mit Inhomogenitäten in den Schichten in Verbindung bringen [Ham05, Ham06a, Ham06b], lässt sich vermuten, dass das Wachstum von GaMnAs einen großen Einfluss auf $B_{\bar{1}10}$ hat. Möglicherweise treten aufgrund der Wachstumsbedingungen für die hier untersuchten Proben solche Inhomogenitäten gar nicht auf oder sind nur äußerst schwach ausgeprägt.

Parameter vierter Ordnung

Das Verhalten der Parameter vierter Ordnung ist in Abbildung 5.21 zu sehen. $B_{4||}$ zeigt sowohl für ungetemperte (gefüllte Symbole) als auch getemperte Proben (offene Symbole) nur eine äußerst schwache Abhängigkeit von der Verzerrung. Im

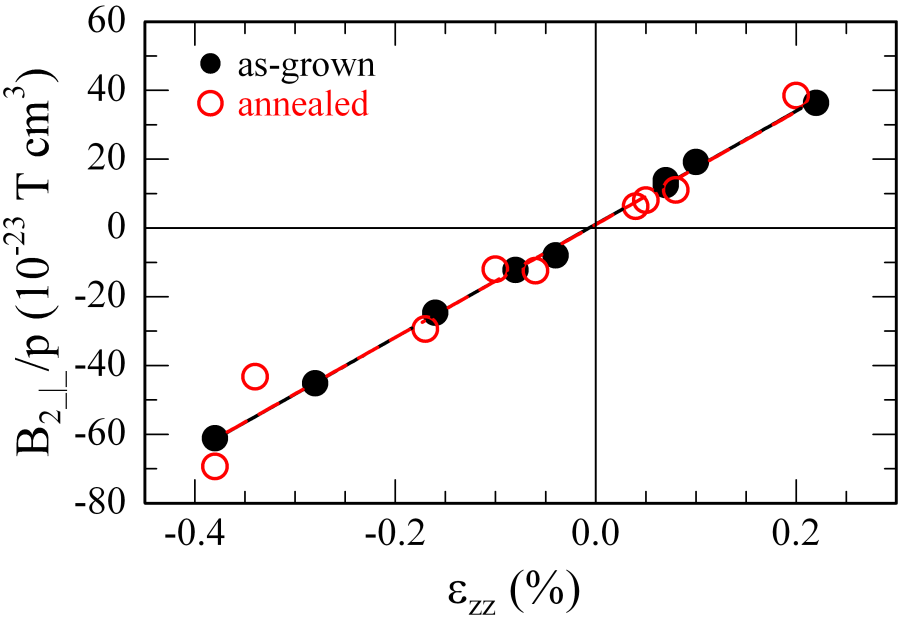

Abbildung 5.19: Intrinsischer out-of-plane Anisotropieparameter $B_{2\perp}$ normiert auf die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der vertikalen Verzerrung ε_{zz}. Schwarze, gefüllte Symbole kennzeichnen ungetemperte Proben und rote, offene Symbole die getemperten Proben. Die dazu jeweils dazu gehörigen Anpassungsgeraden sind in den entsprechenden Farben eingezeichnet.

wesentlichen streuen die Werte um $B_{4||}$ =-25 mT, allerdings relativiert sich die Streuung, wenn man bedenkt, dass die für B_{001} gewählte Skala in Abbildung 5.18 eine Größenordnung größer war. Deshalb kann dieser Parameter näherungsweise als konstant betrachtet werden. $B_{4\perp}$ zeigt für kompressiv verspannte Proben ein ähnliches Verhalten wie $B_{4||}$, allerdings findet für stark tensil verspannte Proben ein Übergang zu positiven Werten statt.
In Abbildung 5.22 sind die Parameter $B_{4||}$ sowie $B_{001} + B_{\perp}$ für ungetemperte und getemperte Proben über ε_{zz} aufgetragen. Wie man dort sehen kann, kreuzen sich die Ausgleichsgeraden bei $\varepsilon_{zz} = -0.13\%$ für die ungetemperten beziehungsweise bei $\varepsilon_{zz} = -0.07\%$ für die getemperten Proben. Mit zunehmender Verzerrung ε_{zz} findet bei diesen Werten ein Übergang von einer magnetisch leichten Achse senkrecht zur Probenoberfläche zu einer magnetisch leichten Achse in der Schichtebene statt.

5.4.4 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen

In diesem Abschnitt werden nun die experimentellen Resultate mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Dazu wurde im Rahmen der in Kapitel 2 vorgestellten mikroskopischen Theorie die freie Energiedichte für vertikale Verzerrungen ε_{zz}

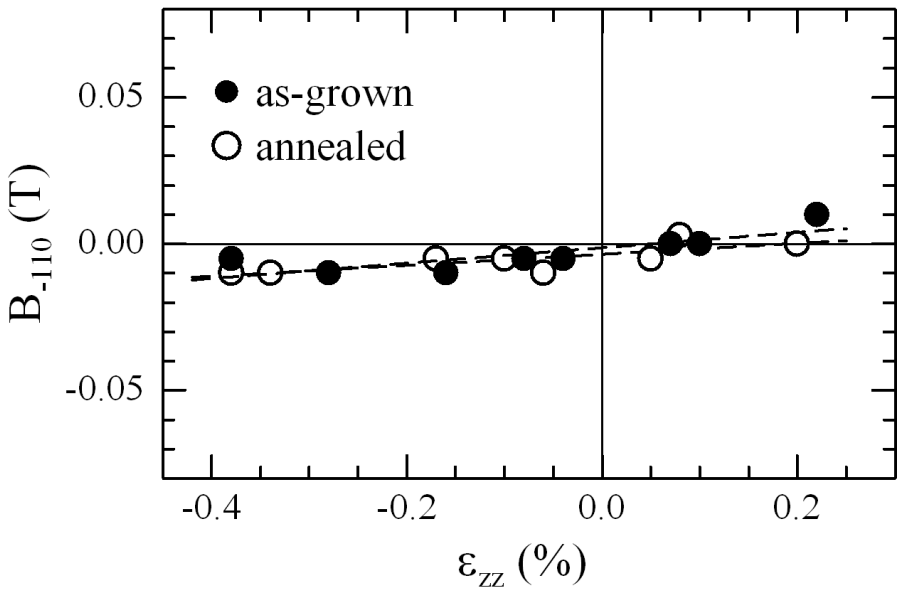

Abbildung 5.20: Verzerrungsabhängigkeit des extrinsischen Anisotropieparameters $B_{\bar{1}10}$ für ungetemperte (gefüllte Symbole) und getemperte Proben (offene Symbole).

im Bereich zwischen -0.4% und 0.2% berechnet. Bei diesen Rechnungen wurden für die Löcherdichten der ungetemperten und getemperten Proben jeweils die Mittelwerte $\overline{p}_{ag} = 3.4 \times 10^{20} cm^{-3}$ und $\overline{p}_{an} = 5.8 \times 10^{20} cm^{-3}$ verwendet. Aus der Anpassung des numerisch berechneten winkelabhängigen Verlaufs der freien Energiedichte mit Gleichung

$$F_{M,\mathrm{int}}(\boldsymbol{m}) = B_0 + B_{2\perp} m_z^2 + B_{4\parallel}(m_x^4 + m_y^4) + B_{4\perp} m_z^4 \tag{5.14}$$

bestimmt man so theoretische Anisotropieparameter, die die intrinsischen Beiträge zur MA repräsentieren.

In Abbildung 5.23 sind nun die Ergebnisse der Rechnungen für $B_{2\perp}/p$ als durchgezogene Linie (ungetemperte) und gepunktete Linie (getemperte) eingezeichnet. Zusätzlich sind die experimentell ermittelten Werte als gefüllte und offene Kreise dargestellt. Die Rechnungen reproduzieren die experimentell gefundene lineare Abhängigkeit. Eine perfekte Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ergab sich für die Werte $B_G = -23$ meV für die ungetemperten Proben und $B_G = -39$ meV für die getemperten Proben. Der in Kapitel 2 eingeführte Parameter B_G ist definiert als

$$B_G = \frac{A_F \beta M}{6 g \mu_B}. \tag{5.15}$$

Da sowohl das Austauschintegral β als auch der „Fermi-Liquid“-Parameter A_F

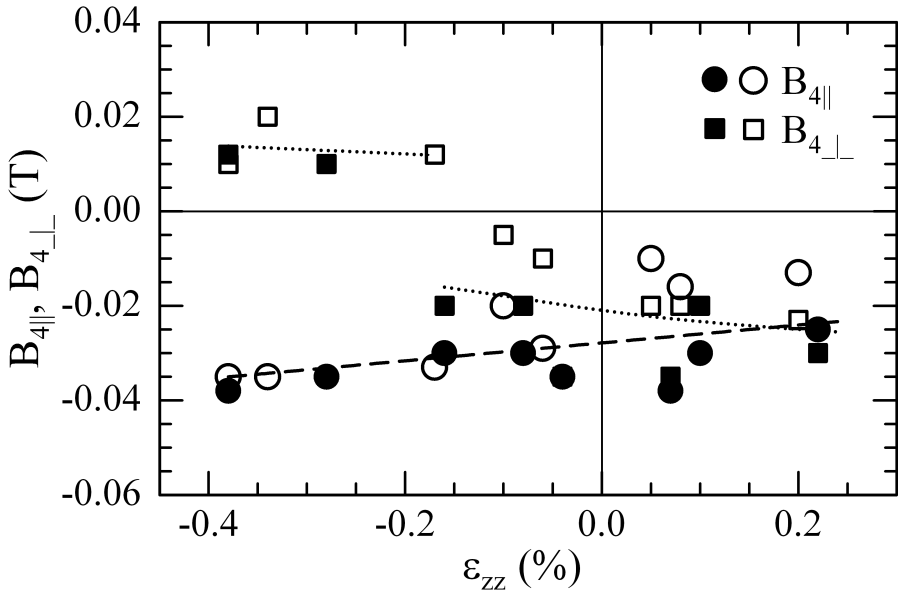

Abbildung 5.21: Verzerrungsabhängigkeit der intrinsischen Anisotropieparameter vierter Ordnung in plane ($B_{4||}$) und out-of-plane ($B_{4\perp}$) für ungetemperte (gefüllte Symbole) und getemperte Proben (offene Symbole).

von der Ladungsträgerdichte abhängen können, scheint es gerechtfertigt zu sein, den Parameter B_G zu variieren. Wie bereits erwähnt, haben SQUID-Messungen an einer ungetemperten Probe der Serie gezeigt, dass die Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 H \approx 40$ mT beträgt. Es stellte sich ferner heraus, dass sich beim Tempern eine Zunahme von weniger als 10% ergibt. Da die Proben innerhalb der Serie vergleichbar sind, kann dies als repräsentativ für die übrigen Schichten aufgefasst werden. Mit dieser Magnetisierung ergeben sich Werte für das Austauschintegral von $N_0\beta = -1.5$ eV für die ungetemperten und von $N_0\beta = -2.3$ eV für die getemperten Proben, was innerhalb des Wertebereichs liegt, den man in der Literatur findet (0.9 eV $\leq |N_0\beta| \leq$ 3.3 eV [Bha99, Oka98, Bou02, Mat98]). Die theoretischen Berechnungen bestätigen also den experimentell gefundene Zusammenhang

$$B_{2\perp} \sim \epsilon \cdot p \tag{5.16}$$

für den intrinsischen Beitrag $B_{2\perp}$ zur magnetischen Anisotropie.
Für den Parameter $B_{4||}$ ergeben die Rechnungen bei den ungetemperten Proben einen konstanten Wert von -23 mT, was sich sehr gut mit dem experimentell gefundenen Mittelwert von -30 mT deckt. Bei den getemperten Proben ergibt sich ein ebenfalls konstanter Wert, jedoch beträgt dieser -80 mT, was etwa um einen Faktor 2.5 größer ist als der experimentell gefundene Mittelwert.

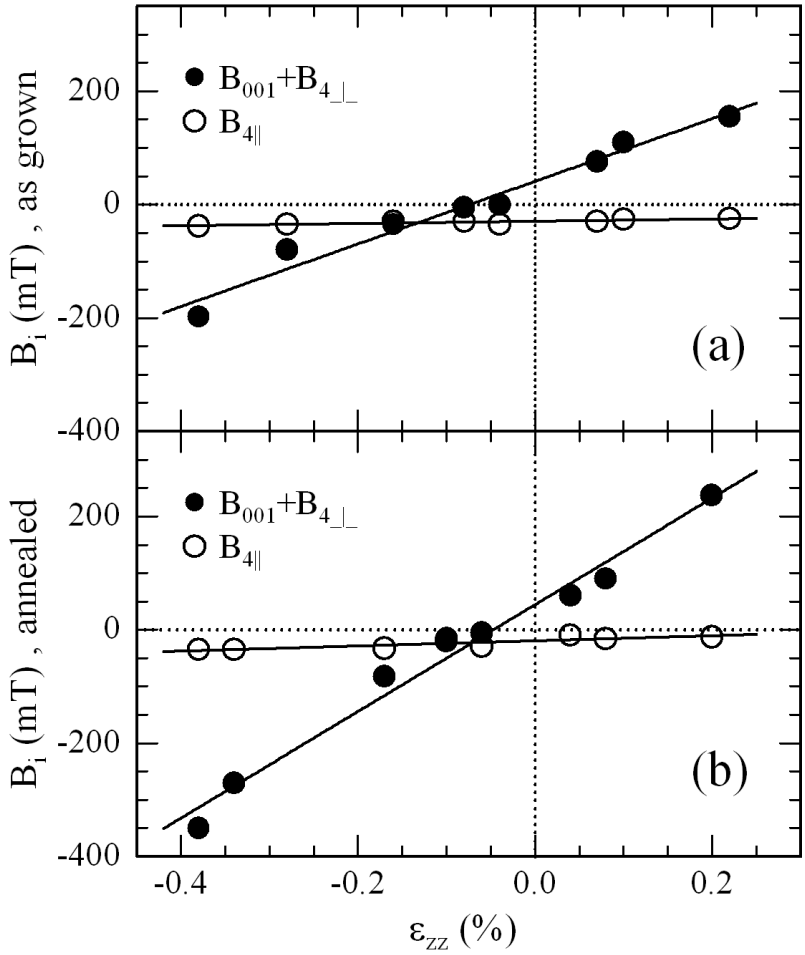

Abbildung 5.22: $B_{4||}$ sowie $B_{001} + B_{\perp}$ für ungetemperte (a) und getemperte (b) Proben über ε_{zz} aufgetragen.

Das experimentell gefundene Verhalten von $B_{4\perp}$ ist noch nicht vollständig verstanden. Dass für stark tensil verspannte Proben ein Übergang zu positiven Werten stattfindet, wird von den Rechnungen nicht wiedergegeben. In Anbetracht der im Rahmen des Dietl-Modells gemachten Näherungen und Vereinfachungen ist insgesamt trotz dieser Diskrepanz die quantitative Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Werten als sehr zufriedenstellend zu betrachten.

5.5 Einfluss der Temperatur auf die magnetische Anisotropie in GaMnAs

Außer der Verzerrung und der Löcherkonzentration spielt auch die Temperatur eine wichtige Rolle für die MA in GaMnAs. In Proben mit niedriger Löcherkonzentration

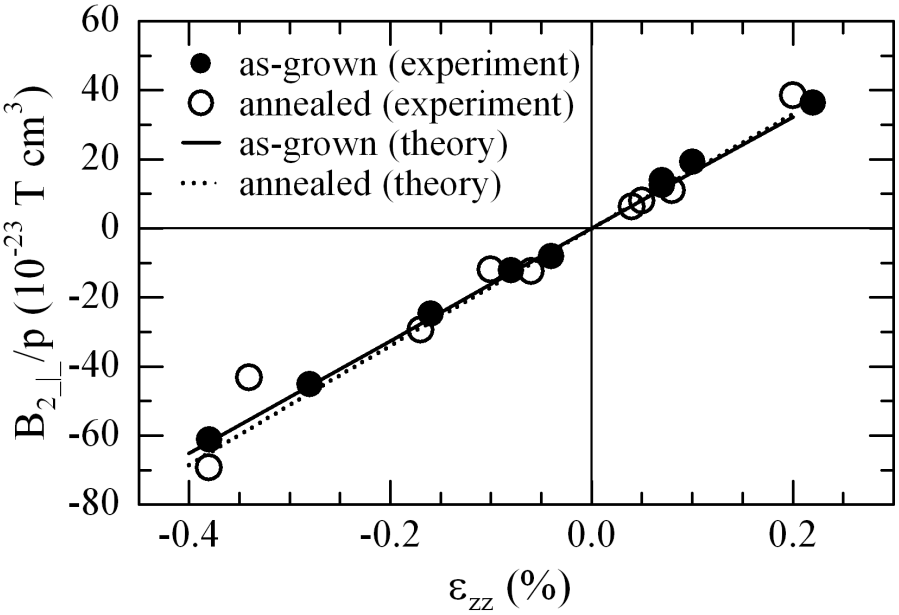

Abbildung 5.23: Verzerrungsabhängigkeit des intrinsischen Parameters zweiter Ordnung $B_{2\perp}$ normiert auf die Löcherdichte. Gefüllte Kreise kennzeichnen die experimentell bestimmten Werte für ungetemperte Proben, offene Kreise die Werte für die getemperten. Die Resultate der theoretischen Berechnungen sind als durchgezogene (ungetempert) beziehungsweise gepunktete Linie (getempert) eingezeichnet.

($p \lesssim 10^{20}$ cm^{-3}) wird von einer Reorientierung der magnetisch leichten Achse von der Richtung senkrecht zur Probenoberfläche in die Schichtebene mit steigender Temperatur berichtet [Saw04]. Außerdem wurde bei Proben mit höherer Löcherkonzentration beobachtet, dass für steigende Temperatur der uniaxiale Beitrag zur MA in der Schichtebene dominierend wird und die kubischen Terme überdeckt [Saw05, Shi07].
Um nun den Einfluss der Temperatur auf die MA in unseren Proben zu untersuchen, wurden winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei verschiedenen Temperaturen herangezogen. Durchgeführt wurden die Messungen am Walther-Meißner-Institut in Garching in einem Helium-Durchflusskryostaten ähnlich dem in Kapitel 3.3.3 beschriebenen. Dieser Kryostat der Firma Oxford ist mit einem einachsig drehbaren Probenhalter ausgestattet, der zwei verschiedene Montagepositionen zulässt und somit auch alle in Kapitel 3 beschriebenen Messkonfigurationen ermöglicht. Über den regulierbaren Heliumfluss und einen Heizwiderstand lässt sich, im Gegensatz zum sonst verwendeten Badkryostat, die Temperatur variieren, außerdem sind durch die Supraleitspulen größere Feldstärken möglich als mit dem sonst standardmäßig verwendeten Elektromagnetsystem. Gemessen

wurde bei $\mu_0 H = 1$ T, 0.25 T und 0.1 T.

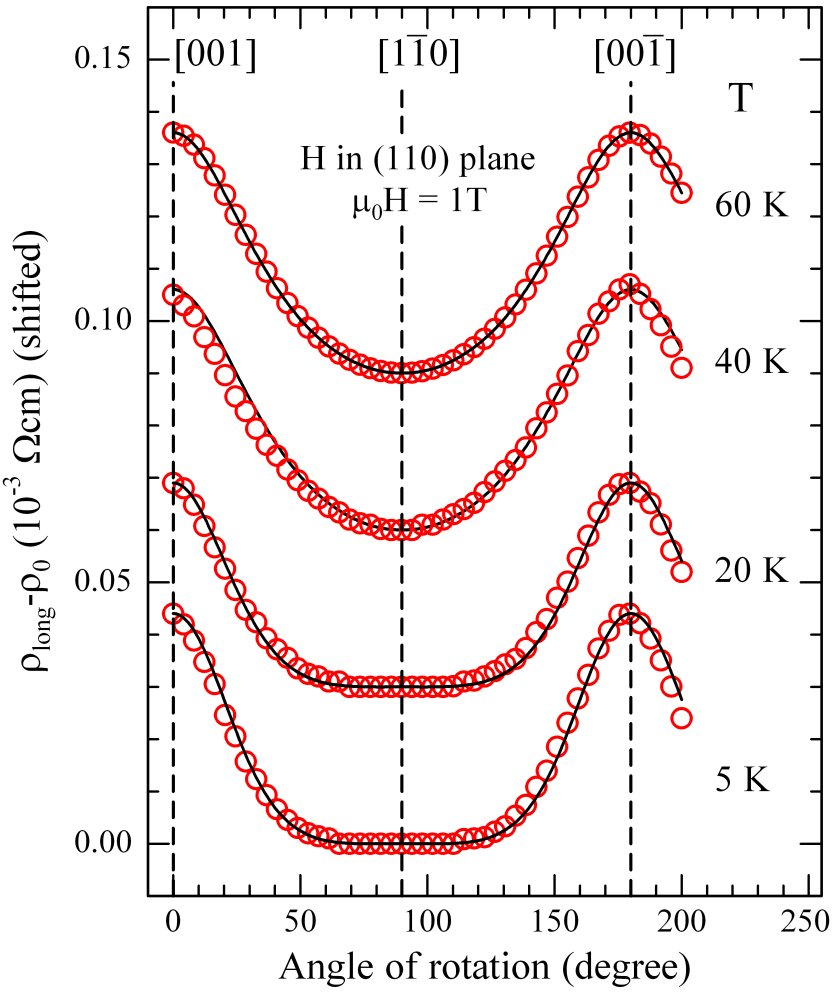

Abbildung 5.24: Verlauf des longitudinalen Widerstands der kompressiv verspannten GaMnAs-Probe B689 bei Rotation des Magnetfelds in der (110)-Ebene für Temperaturen zwischen 5 K und 60 K und einer Magnetfeldstärke von $\mu_0 H = 1$ T. Aus den Anpassungen (durchgezogene Linien) wurden die Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 bestimmt.

In Abbildung 5.24 ist der Verlauf des longitudinalen Widerstands der kompressiv verspannten GaMnAs-Probe B689 bei Rotation des Magnetfelds in der (110)-Ebene für Temperaturen zwischen 5 K und 60 K und einer Magnetfeldstärke von 1 T sehen. Die Annahme $\boldsymbol{m} \parallel \boldsymbol{H}$ ist in diesem Fall in sehr guter Näherung erfüllt. Die beobachtete Temperaturabhängigkeit der Messkurven ist unabhängig von der MA und folglich ausschließlich auf Änderungen der Widerstandsparameter zurückzuführen.
In Abbildung 5.25 ist die Abhängigkeit der auf ρ_0 normierten Widerstandspara-

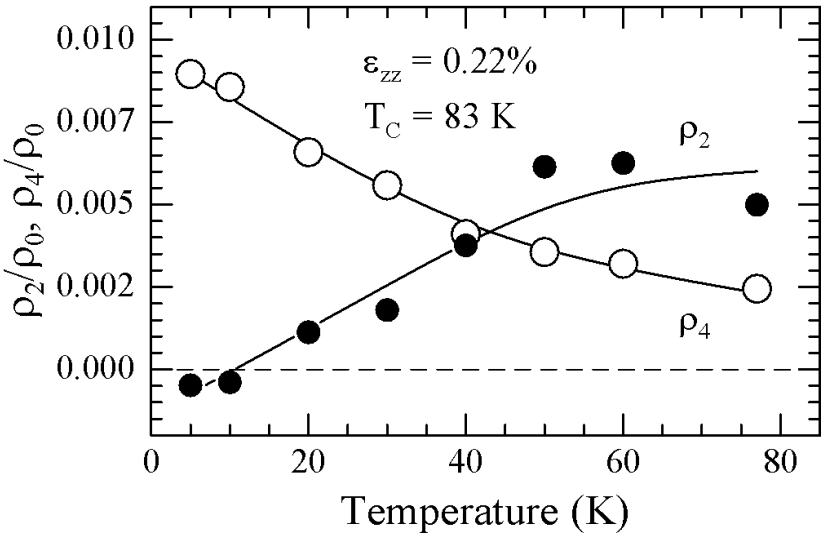

Abbildung 5.25: Temperaturabhängigkeit der Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 normiert auf ρ_0.

meter ρ_2 und ρ_4 von der Temperatur zu sehen. Diese Parameter bestimmen den Verlauf bei winkelabhängigen Messungen mit Magnetfeld in der (110)-Ebene. Wie in der Abbildung zu erkennen ist, nimmt mit steigender Temperatur ρ_2, ein Parameter zweiter Ordnung, auf Kosten von ρ_4, einem Parameter vierter Ordnung, zu. Ab einer Temperatur von etwa 60 K scheint diese Zunahme in eine Abnahme überzugehen. Dies ist nicht verwunderlich, da oberhalb der Curie-Temperatur nicht von einem ausgeprägten AMR auszugehen ist und die Widerstandsparameter daher verschwinden sollten. Schätzt man die Curie-Temperatur aus dem Maximum des temperaturabhängigen Schichtwiderstands R(T) ab [Mat98] (hier nicht gezeigt), so erhält man für die Probe B689 einen Wert von $T_C = 83$ K. Daher scheint es zunächst erstaunlich, dass bei Temperaturen knapp unterhalb T_C ρ_2 und ρ_4 nicht verschwinden. SQUID-Daten, aus denen die tatsächliche Curie-Temperatur dieser Probe genauer bestimmt werden könnte, sind leider nicht vorhanden. Eine alternative Methode zur Bestimmung der Curie-Temperatur aus der Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstands wird in der Arbeit von Michael Glunk [Glu09a] vorgestellt. In der dort aus Vergleichen mit SQUID-Messungen empirisch begründeten Methode wird die Curie-Temperatur aus der Position des Wendepunkts von R(T) bestimmt, was für diese Probe $T_C \approx 105$ K liefert.
Um den weiteren Verlauf der Parameter ρ_2 und ρ_4 zu untersuchen, wurden nun bei höheren Temperaturen winkelabhängige Magnetotransportmessungen herangezogen, das äußere Feld $\mu_0 H = 0.65$ T lag dabei in der (110)-Ebene. Dazu wurde der Kryostat zunächst abgekühlt. Anschließend wurden während des Aufwärmens wiederholt Messungen in der oben beschriebenen Konfiguration durchgeführt. Da

die Temperatur bei den einzelnen Messungen nicht konstant war, konnten die Parameter ρ_2 und ρ_4 so nicht zuverlässig getrennt bestimmt werden. Jedoch liefert die Differenz aus maximalem und minimalem Widerstand der so gewonnenen Messkurven die Summe der beiden Parameter $\rho_2 + \rho_4$.

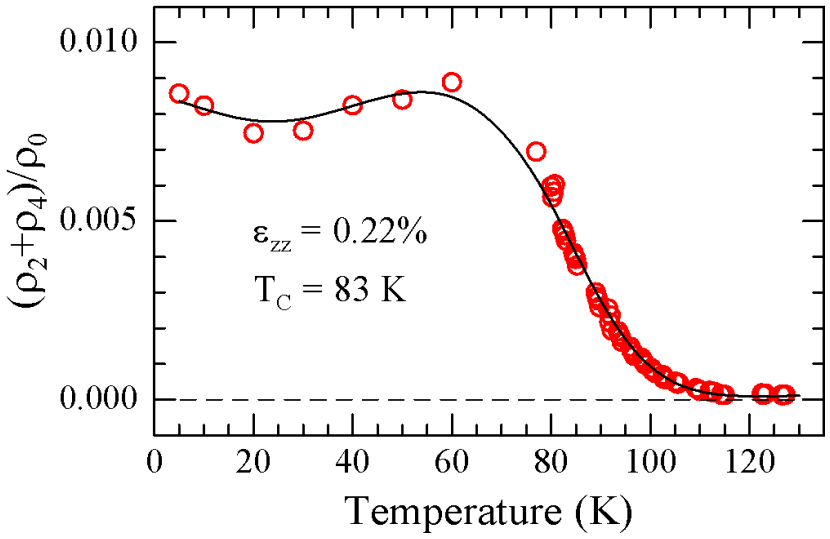

Abbildung 5.26: Auf ρ_0 normierte Summe der Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 im Temperaturbereich zwischen 5 K und 120 K.

Das Resultat dieser Messungen ist in Abbildung 5.26 zu sehen. Es ist zu erkennen, wie $(\rho_2 + \rho_4)/\rho_0$, von kleineren Schwankungen abgesehen, zunächst konstant bleibt, um dann für $T > 60$ K abzunehmen und ab ≈ 105 K gegen null zu gehen. Die Temperaturabhängigkeit von $\rho_2 + \rho_4$ passt somit sehr gut zu dem Wert für T_C, der sich aus der Position des Wendepunkts von R(T) ergibt, das Maximum von R(T) liefert offensichtlich einen zu kleinen Wert[7].
Abbildung 5.27 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter, die sich für die Probe B689 aus den winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei kleineren Magnetfeldern ergab. Sowohl bei B_{001} als auch $B_{4||}$ und $B_{4\perp}$ stellt man einen betragsmäßigen Rückgang der Werte fest. Dabei gehen $B_{4||}$ und $B_{4\perp}$ als Parameter vierter Ordnung schneller zurück als B_{001}. Die MA in GaMnAs ist auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung im Valenzband zurückzuführen und hängt, neben Parametern wie der Löcherkonzentration oder der Verzerrung, von der Größe der Spinaufspaltung der Valenzsubbänder ab. Da die Spinaufspaltung proportional ist zur Magnetisierung, welche mit steigender Temperatur zurückgeht, hängt somit auch die MA von der Temperatur ab. Somit ist auch nachvollziehbar, dass Terme,

[7]Da in den Kapiteln 5 und 6 die (aus dem Maximum von R(T) bestimmten) absoluten Werte für T_C keine große Bedeutung haben und es hauptsächlich auf den Vergleich der Proben untereinander ankommt, hat diese systematische Abweichung keine Auswirkung auf die dort getroffenen Aussagen.

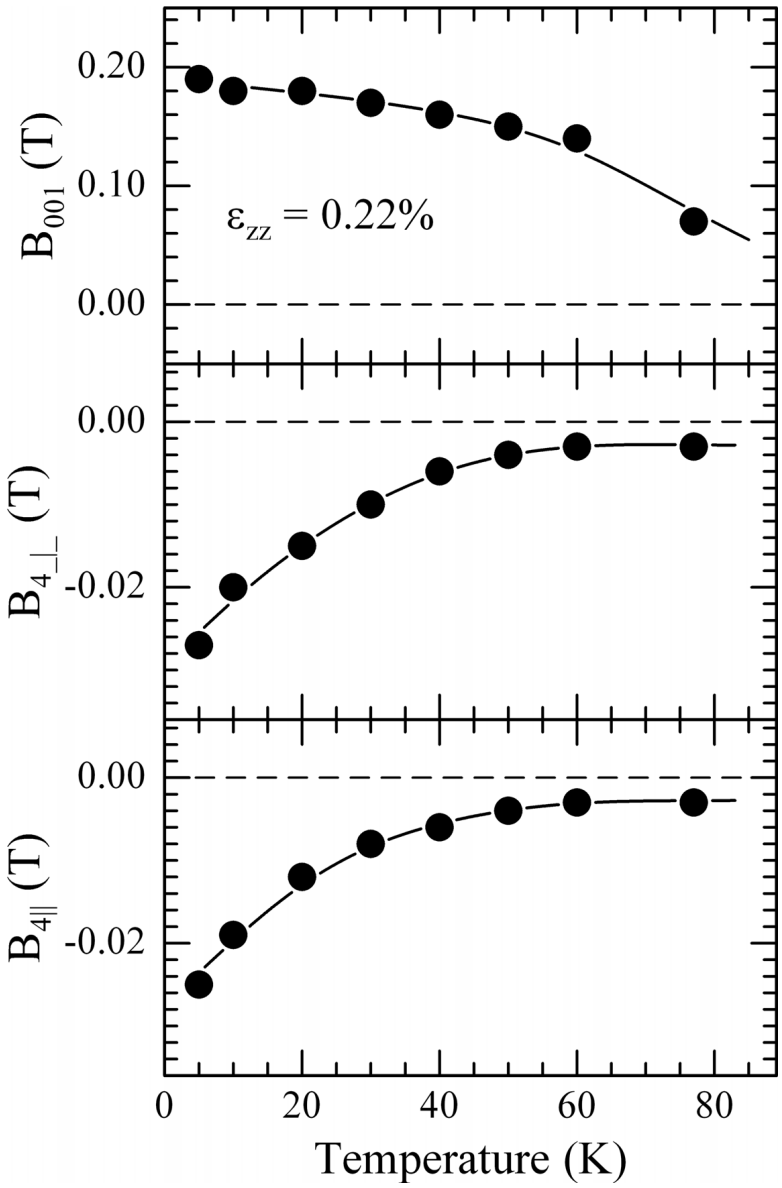

Abbildung 5.27: Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$, $B_{4\perp}$ und B_{001} bei der kompressiv verspannten GaMnAs-Probe B689, gewachsen auf (001)-GaAs Substrat.

die mit M^4 verknüpft sind, stärker zurückgehen als Terme zweiter Ordnung. Der uniaxiale in-plane Beitrag $B_{\bar{1}10}$ stellte sich über den gesamten Temperaturbereich als vernachlässigbar klein heraus. Wie bereits früher erwähnt, spielt dieser Beitrag in den hier untersuchten Proben lediglich eine untergeordnete Rolle.
Auf dieselbe Art und Weise wurde nun auch für die quasi-unverspannte Probe B683 die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter bestimmt. Die Resultate sind in Abbildung 5.28 zu sehen. Wie bei der kompressiv verspannten Probe schon zu sehen war, ist auch hier ein betragsmäßiger Rückgang der Werte der Parameter zweiter und vierter Ordnung zu erkennen. $B_{4||}$ und $B_{4\perp}$, die wegen der näherungsweise kubischen Symmetrie hier gleich sein müssen, nehmen ebenfalls schneller ab als B_{001}. Dieser Parameter wird bei der unverspannten Probe allein der Formanisotropie zugeschrieben und spiegelt somit direkt die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung wider. Auch bei dieser Probe scheint die wirkliche Curie-Temperatur größer zu sein als der Wert von 61 K, der sich aus dem Maximum von R(T) ergab. Jedoch weist der Verlauf von R(T) in diesem Fall keinen Wendepunkt auf, so dass es für diese Probe nicht möglich ist, den Wert für T_C so abzuschätzen.

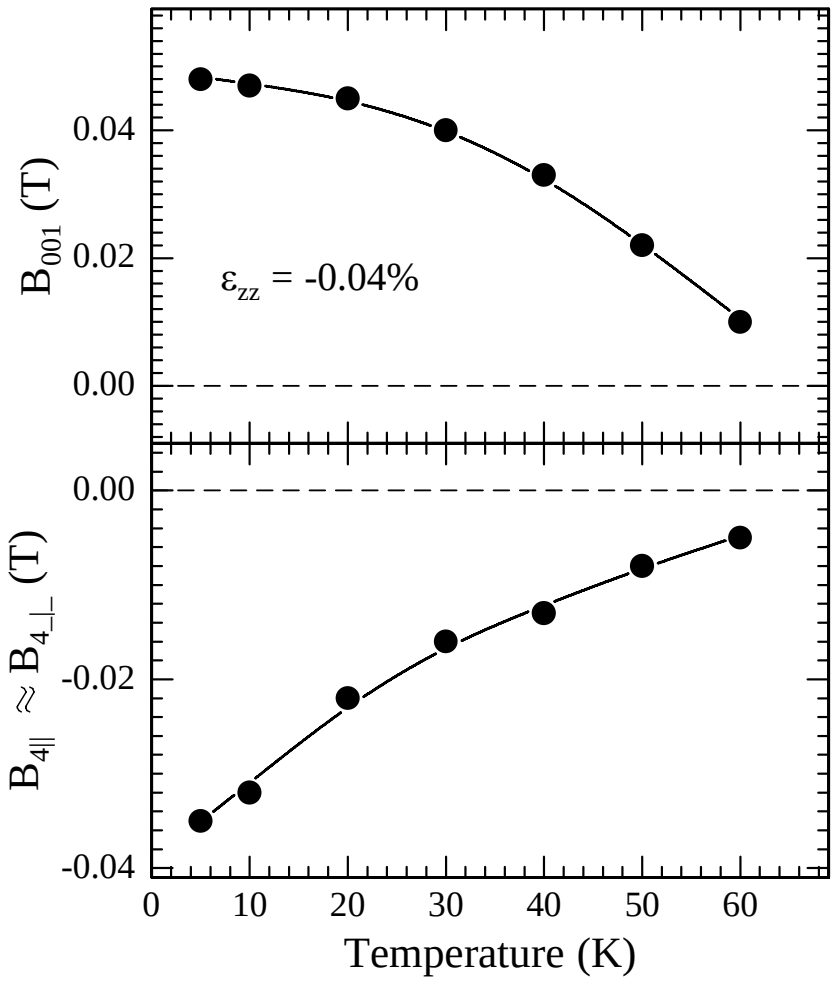

Abbildung 5.28: Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$ und B_{001} bei der quasi-unverspannten GaMnAs-Probe B683, gewachsen auf einem relaxierten InGaAs-Template. Wegen der näherungsweise kubischen Symmetrie der Einheitszelle muss hier $B_{4||} = B_{4\perp}$ gelten.

Kapitel 6

GaMnAs auf hochindizierten Substraten

In diesem Kapitel werden die strukturellen und elektronischen Eigenschaften von GaMnAs-Schichten untersucht, die auf hochinduzierten Substraten, hier konkret (113)A, gewachsen wurden. Abgesehen von einer Veröffentlichung über Wachstum auf (114)A-Oberflächen [Omi01] war im Vorfeld der vorliegenden Arbeit über das Wachstum von GaMnAs auf hochinduzierten Substraten nicht viel bekannt. Vom LT-Wachstum von GaAs weiß man, dass, im Gegensatz zu (111)- und (112)-Oberflächen, auf (113)A-orientierten Substraten monokristallines Wachstum möglich ist [Hag97, Che95]. Vor diesem Hintergrund bot es sich an, die (113)A-Kristalloberfläche auszuwählen, um die Eigenschaften von auf hochinduzierten Substraten gewachsenem GaMnAs zu untersuchen. Darüber hinaus weisst die (113)A-Oberfläche auch interessante Bindungsverhältnisse auf.

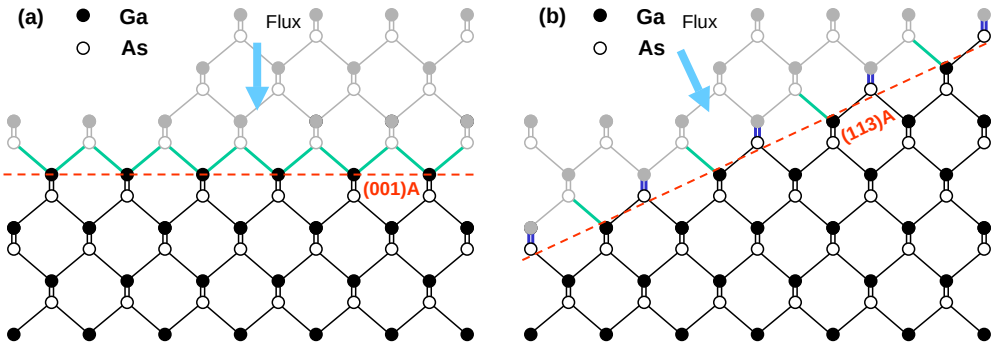

Abbildung 6.1: Bindungsverhältnisse auf (a) einer (001)A und (b) einer (113)A Oberfläche. Der Blick durch den Kristall erfolgt entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung. Die rote Linie markiert die (001)A- beziehungsweise die (113)A-Ebene, der Fluss der Konstituenten zur Wachstumsoberfläche ist durch den Pfeil gekennzeichnet.

Wie in Abbildung 6.1(b) zu sehen ist, besitzt auf der (113)A-Oberfläche jedes Ga-Atom eine offene Bindung in Wachstumsrichtung (grün) zum Einbau von As, während es auf der (001)A-Oberfläche zwei sind. Dies hat zur Folge, dass auf der (113)A-Oberfläche mehr As (in Form von As_{Ga}-Defekten) eingebaut wird. Das liegt daran, dass GaMnAs unter As-Überschuss gewachsen wird und es durch die niedrigen Wachstumstemperaturen zu einer Bedeckung der Oberfläche mit noch nicht eingebauten As-Atomen kommt. Da nun der Einbau von As auf As-Platz weniger effektiv abläuft als auf einer (001)-Oberfläche, wird konsequenterweise auf (113)A mehr As auf Ga-Plätzen eingebaut [Hag97]. Diese Unterschiede im Wachstum von GaMnAs haben auch Auswirkungen auf die elektrischen und magnetischen Eigenschaften von (001)- und (113)A-GaMnAs.
Diese Unterschiede lassen sich auch gezielt nutzen. Wie in Abbildung 6.2 schematisch dargestellt ist, können durch geeignete Vorstrukturierung der Substrate GaMnAs-Mikrostrukturen in Form von Streifenstrukturen mit (113)A-orientierten Seitenfacetten auf (001)-orientierten GaAs-Substraten hergestellt werden. Diese Strukturen weisen lateral begrenzte Bereiche mit unterschiedlichen elektronischen und magnetischen Eigenschaften auf, was sich bei Magnetotransportmessungen bemerkbar machen sollte.

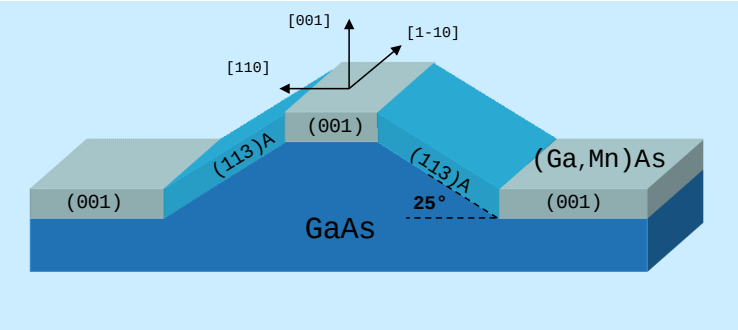

Abbildung 6.2: Schematische Darstellung einer GaMnAs-Stegstruktur (113)A-Seitenfacetten

Im folgende werden nun zuerst die strukturellen und elektronischen Eigenschaften von großflächigen GaMnAs-Proben mit bis zu 5% Mn auf (001)- und (113)A-Substraten untersucht und verglichen. Anschließend wird die Herstellung und die Charakterisierung von GaMnAs-Stegstrukturen mit lateral aneinandergrenzenden (001)- und (113)A-orientierten Bereichen beschrieben. Abschließend wird untersucht, wie sich die Substratorientierung auf die MA in GaMnAs auswirkt.

6.1 Strukturelle und elektronische Eigenschaften von GaMnAs auf großflächigen (113)A-orientierten Substraten

Um zu untersuchen, welchen Einfluss die Substratorientierung auf das Wachstum von GaMnAs, und damit auf die strukturellen, elektronischen sowie magnetischen Eigenschaften hat, wurde eine Serie von 180 nm dicken GaMnAs-Schichten mit unterschiedlichen Mn Konzentrationen von bis zu 5% auf (001)- und (113)A-orientierten Substraten gewachsen. Alle Schichten wurden bei derselben Wachstumstemperatur von etwa 250 °C und einem festen As_4/Ga Flussverhältnis von ≈ 5 gewachsen, dabei wurde vor dem eigentlichen GaMnAs-Wachstum eine etwa 30 nm dicke HT-GaAs-Pufferschicht bei 580 °C abgeschieden. Um die Vergleichbarkeit der (001)- und der (113)A-Probe für die jeweilige Mn-Konzentration sicherzustellen, wurden bei jeder Mn-Konzentration die (001)- und die (113)A-Probe gleichzeitig gewachsen. Dies erfolgte, indem zwei Substrate, (001) und (113)A, nebeneinander auf dem Probenhalter befestigt wurden. Nach dem Wachstum wurden Stücke der Proben bei 250 °C für 30 Minuten in Luft getempert. AFM- und Röntgenuntersuchungen zeigen, dass die (001)- und (113)A-Schichten eine vergleichbare strukturelle Qualität aufweisen, eine Tendenz zu Clusterung wurde nicht beobachtet. Details hierzu sind in [Däu05] zu finden.

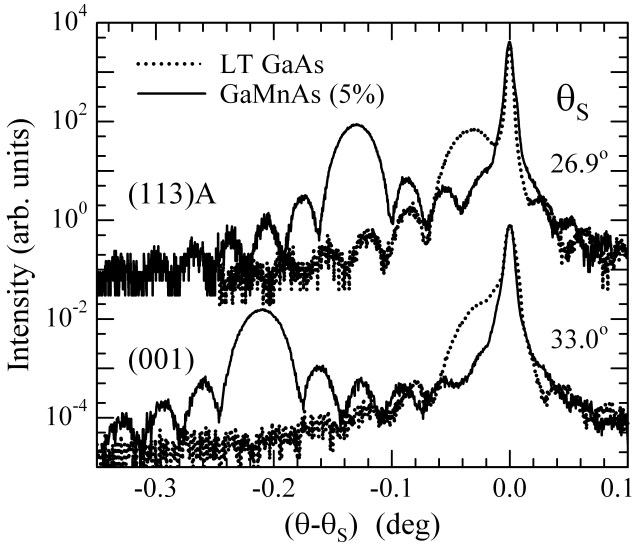

Abbildung 6.3: $\omega/2\theta$-Scans für die symmetrischen (004)- (113)-Reflexe an LT-GaAs (Punkte) und $Ga_{0.95}Mn_{0.05}As$ auf (001)- und (113)A-Substrat.

Um die relaxierte Gitterkonstante der Schichten zu bestimmen, wurden $\omega/2\theta$-Scans durchgeführt. Exemplarisch sind in Abbildung 6.3 Messungen an LT-GaAs

(Punkte) und GaMnAs mit 5% Mn (Linien), jeweils auf (001)- und (113)A-Substraten, zu sehen. Dabei wurden die symmetrischen (004)- beziehungsweise (113)-Reflexe verwendet. Das Maximum bei 0° ist dem Substrat zuzuschreiben, links davon liegen die unterschiedlichen Maxima der Schichten, was bedeutet, dass dort die Gitterkonstanten größer sind. Vergleicht man die Kurven für LT-GaAs auf (001) und (113)A miteinander, so fällt auf, dass für LT-GaAs auf (113)A das Schichtmaximum deutlicher vom Substratmaximum getrennt ist. Da bei LT-GaAs eine Vergrößerung der Gitterkonstante allein auf den Einbau von überschüssigem As zurückzuführen ist, zeigt dies, dass es bei Wachstum auf (113)A-Substraten zu einem vermehrten Einbau von As kommt. Die in allen Kurven zu sehenden Oszillationen kommen von der Schichtdicke und weisen darauf hin, dass die Proben glatte Oberflächen und Grenzflächen aufweisen.
Der relative Netzebenenabstand berechnet sich aus der Position des Schichtmaximums bezogen auf die Position des Substratmaximums gemäß Gleichung 4.7, die relaxierte Gitterkonstante folgt dann über den Ausdruck

$$a_{\mathrm{rel}} = a_0(1 + b\frac{\Delta d}{d}). \tag{6.1}$$

Der Wert des Faktors b ist festgelegt durch die elastischen Konstanten und hängt außerdem noch von der Substratorientierung ab. Für den Fall einer (001)-Schicht ist der Wert gegeben durch den einfachen Zusammenhang

$$b_{001} = \frac{1}{1 + 2\frac{c_{12}}{c_{11}}}. \tag{6.2}$$

Setzt man die elastischen Konstanten für GaAs ein, so ergibt dies $b_{001} = 0.525$. Für (113)A-Schichten nimmt dieser Ausdruck eine deutlich komplizierte Form an, der berechnete numerische Wert beträgt $b_{113} = 0.580$. Für Details dazu sei an dieser Stelle auf [Dre08] verwiesen.
In Abbildung 6.4 sind die gemessenen Werte $\Delta d/d$ sowie die daraus gerechneten relaxierten Gitterparameter für (001) und (113)A GaMnAs-Schichten zu sehen. Man erkennt deutlich eine lineare Abhängigkeit vom Mangangehalt x. Allerdings ist die Steigung bei den (113)A-Proben flacher. Außerdem fällt auf, dass bei x=0, also LT-GaAs, die relaxierte Gitterkonstante bei (113)A-GaMnAs größer ist, eine Tatsache, die schon bekannt war von (001) Proben, die aufgrund anderer Wachstumsbedingungen einen größeren Arsenüberschuss beinhalteten [Sta01, Avr05].
Die Gitterkonstante von GaMnAs wird bestimmt durch die Konzentration von Punktdefekten [Mas03, Zha05]

$$a_{\mathrm{rel}}(x_S, x_I, y) - a_0 = c_1 y + c_2 x_S + c_3 x_I(\text{Å}). \tag{6.3}$$

y, hier die Konzentration von $\mathrm{As_{Ga}}$ in Prozent, x_S und x_I die Konzentrationen von substitutionell beziehungsweise auf Zwischengitterplatz eingebauten Mn. Die Werte der Parameter c_i streuen in der Literatur. Benutzt man den Wert $c_1 = 0.93$, der sich aus Dichtefunktionaltheorie sowie den experimetellen Werten in [Sta01]

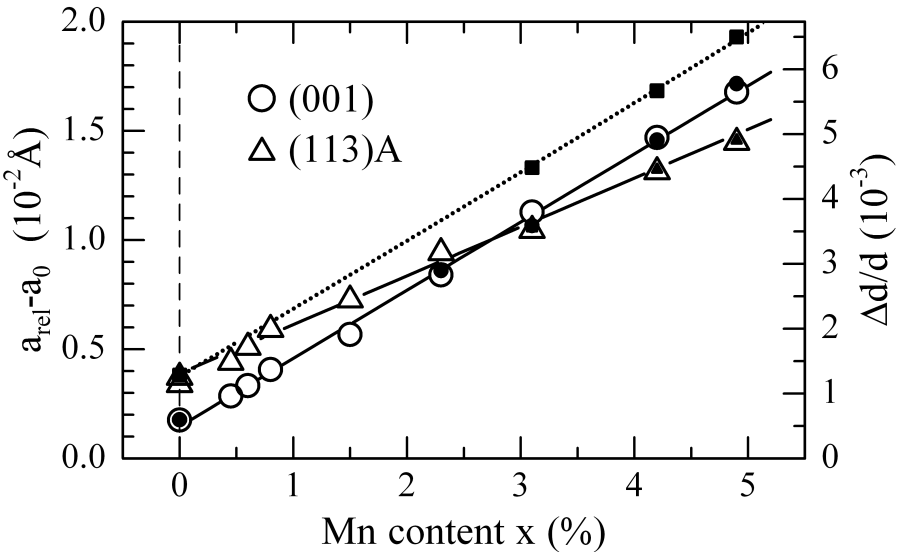

Abbildung 6.4: $\Delta d/d$ und relaxierte Gitterkonstante in Abhängigkeit der Mn-Konzentration für (001)- und (113)A-GaMnAs. Offene Symbole stellen Messwerte dar, die gefüllten berechnete Werte. Die viereckigen Symbole repräsentieren die gerechneten Werte für (113)A GaMnAs unter Verwendung der Gleichungen 6.3, 6.4 und 6.5

ergibt, so erhält man für die Konzentration As_{Ga} in unseren Proben aus der Röntgenmessung bei x=0 (LT-GaAs) die Werte y=0.19% für (001) und y=0.38% für (113)A. Dies bestätigt die oben formulierte Vermutung von verstärktem Einbau von überschüssigem As bei Wachstum auf (113)A-orientierten Substraten, die beobachtete Verdoppelung von y stimmt überein mit den Ergebnissen in [Hag97], wo LT-GaAs Proben, die unter vergleichbaren Bedingungen gewachsen worden sind, untersucht wurden.

In Abbildung 6.5(a) ist die Ladungsträgerdichte für (001)- und (113)A-GaMnAs als Funktion der Mn-Konzentration zu sehen. Die Bestimmung der Ladungsträgerdichte wurde in Kapitel 3 beschrieben und erfolgte aus Hochfeld-Magnetotransportmessungen bei einer Temperatur von 4K. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen in [Wan05b], findet man sowohl bei den ungetemperten als auch bei den getemperten Proben für (113)A deutlich kleinere Werte. Bei den Proben auf (001) ist bei den ungetemperten Schichten ein Rückgang der Ladungsträgerdichte für Mn-Konzentrationen $> 3\%$ festzustellen, während bei (113)A-GaMnAs erst für Konzentrationen $> 4.2\%$ eine Abnahme festzustellen ist. Eine Selbstkompensation durch Einbau von Mn auf Zwischengitterplätzen setzt bei (113)A-Proben folglich erst bei größeren Mn-Konzentrationen ein.

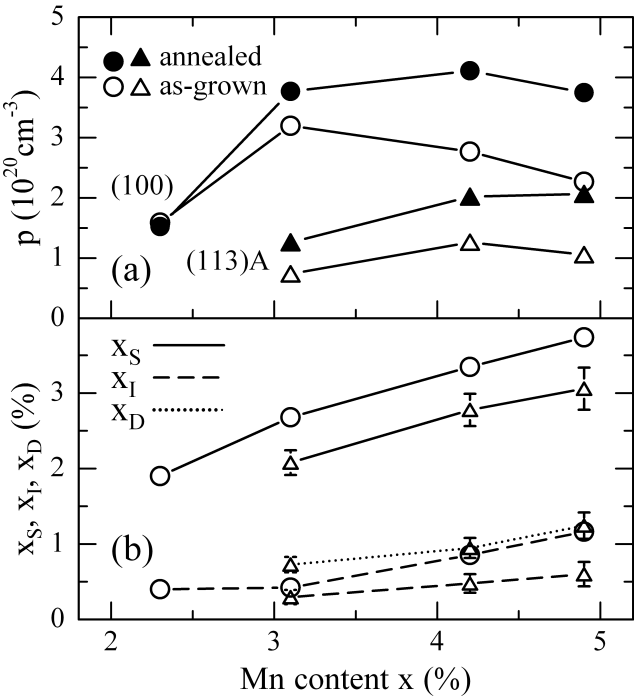

Abbildung 6.5: (a) Löcherdichten für getemperte (gefüllte Symbole) und ungetemperte Proben (offene Symbole) auf (001)- und (113)A Substraten. (b) Konzentrationen x_S, x_I und x_D, die aus den Messwerten für Ladungsträgerdichte und Gitterparameter bestimmt wurden.

Die Ladungsträgerdichte, die relaxierte Gitterkonstante sowie der Einbau von Mn auf Ga- oder Zwischengitterplätzen sind nicht unabhängig voneinander, die Bedingungen

$$x = x_S + x_I \tag{6.4}$$
$$p = x_S - 2x_I - y \tag{6.5}$$

müssen immer simultan erfüllt sein. Hier setzt man voraus, dass Mn nur auf Ga-Platz oder Zwischengitterplatz eingebaut werden kann. Unter der Annahme, dass der Einbau von As_{Ga} vom Mn-Gehalt nicht beeinflusst wird, kann mit dem für LT-GaAs bestimmten As_{Ga}-Gehalt gerechnet werden. Mit den experimentell bestimmten Ladungsträgerdichten ergeben sich somit für die jeweils vorgegebene Gesamtmangankonzentration x aus den Gleichungen 6.4 und 6.5 die Konzentrationen x_S und x_I von Mn auf Ga-Platz und Zwischengitterplatz. Gemäß Gleichung 6.3 kann nun die Gitterkonstante berechnet werden. Die beste Anpassung an die gemessenen Gitterparameter für die (001)-Proben erhält für die Parameterwerte $c_2 = 0.25$ und $c_3 = 0.52$, was in guter Übereinstimmung ist mit den von Zhao et al. experimentell bestimmten Werten ($c_2 = 0.26 \pm 0.08$ und

$c_3 = 0.6 \pm 0.2$ [Zha05]). Diese berechneten Werte sind als gefüllte Kreise in Abbildung 6.4 zu sehen.
Bei den (113)A-Proben jedoch ergibt sich unter Verwendung der oben bestimmten Werten für c_2 und c_3 eine deutliche Abweichung zwischen gemessenen Werten und den berechneten Gitterkonstanten, die in Abbildung 6.4 als gefüllte Rechtecke dargestellt sind. Die beste Übereinstimmung ergibt sich nun für deutlich kleinere Werte der Parameter, $c_2 = 0.18$ und $c_3 = 0.25$. Da eine Abhängigkeit der Gitterausdehnungskoeffizienten von der Substratorientierung physikalisch äußerst fragwürdig erscheint, ist anzunehmen, dass die für (001) gemachten Annahmen bei (113)A-GaMnAs nicht mehr zutreffend sind und zu starke Vereinfachungen enthalten. Zumindest bei den besonders As-reichen (113)A-Schichten muss folglich davon ausgegangen werden, dass ein signifikanter Teil der Mn Atome weder auf Ga-Platz noch auf den in Abbildung 2.5 gezeigten Zwischengitterplätzen eingebaut wird. Die zugehörige Konzentration wird im folgenden als x_D bezeichnet. Die Existenz von Mn auf nicht mit der Zinkblendestruktur vereinbaren Plätzen, beispielsweise als Anlagerung in Mn-As-Komplexen oder Mn-Mn-Einschlüssen, wird bereits in den Arbeiten von Yu et al. [Yu02] sowie Kuryliszyn-Kudelska et al. [KK04] erwähnt. Diese Defekte haben nur einen sehr kleinen Einfluss auf die Gitterkonstante, was zu einer Abnahme der Steigung der Geraden $a_{\mathrm{rel}}(x)$ führt.

$$x = x_S + x_I + x_D \tag{6.6}$$
$$p = x_S - 2x_I - y - nx_D \tag{6.7}$$

An die Stelle der Gleichungen 6.4 und 6.5 treten nun die Gleichungen 6.6 und 6.7, in denen x_D für die Konzentration von willkürlich eingebauten Mn steht. In Gleichung 6.7 wurde eine etwaige elektrische Aktivität durch Einführung des Ionisationsgrad n berücksichtigt. Da davon ausgegangen wird, dass kein Einfluss auf die Gitterkonstante besteht, bleibt Gleichung 6.3 weiterhin gültig. Über die von x_D abhängigen Konzentrationen x_S und x_I besteht jedoch ein indirekter Einfluss auf die Gitterkonstante.
Unter Verwendung der für (001)-GaMnAs bestimmten Parameter c_2 und c_3 lassen sich nun die Konzentrationen x_S, x_I und x_D aus den Messwerten für p und a_{rel} bestimmen[1]. In Abbildung 6.5(b) sind die so berechneten Konzentrationen zusammen mit den Werten für die (001)-Proben zu sehen. Die Fehlerbalken kennzeichnen dabei die Variationen der jeweiligen Konzentrationen, die sich für Ionisationsgrade $0 \leq n \leq 1$ ergeben.
Die Änderung der Ladungsträgerdichte beim Tempern ist auf eine Ausdiffusion und/oder Umgruppierung von $\mathrm{Mn_I}$ zurückzuführen. Daher deutet schon die niedrigere Ladungsträgerzunahme durch Tempern bei den (113)A-Proben auf eine deutlich niedrigere Konzentration von Mn auf Zwischengitterplätzen hin. Dies

[1] Die Gleichungen 6.3, 6.6 und 6.7 bilden ein eindeutig bestimmtes, lineares Gleichungssystem mit den Konzentrationen x_S, x_I und x_D als Unbekannten.

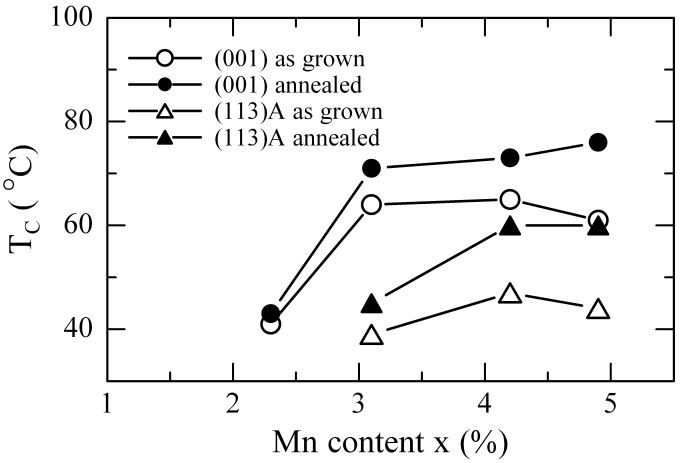

Abbildung 6.6: Abhängigkeit der Curie-Temperatur vom Mn-Gehalt für getemperte und ungetemperte Proben auf (001)- und (113)A-Substraten.

bestätigen die in Abbildung 6.5 gezeigten Resultate. Der Einbaus eines substantiellen Teils der Mn-Atome weder auf Ga- noch auf Zwischengitterplätzen hat zur Folge, dass der Anteil x_S in den (113)A-Proben dennoch kleiner ausfällt. Bei (001)-Proben, die mit einem hohen V/III-Flussverhältnis gewachsen wurden und deshalb mehr As beinhalten, wurde beobachtet, dass überschüssige As- und Mn-Atome um Ga-Plätze konkurrieren. Dies führt dazu, dass in As-reichen Proben weniger Mn-Atome auf Ga-Plätzen eingebaut werden [Avr05]. Diese Analogie legt nahe, dass die beobachteten Effekte in den (113)A-Proben dem vermehrte Einbau von As_{Ga}, hervorgerufen durch die speziellen Bindungsverhältnisse auf der (113)A-Oberfläche, zuzuschreiben sind.
In Abbildung 6.6 sind die Curie-Temperaturen T_C für ungetemperte und getemperte Proben auf (001)- und (113)A-Substraten in Abhängigkeit des Mn-Gehalts zu sehen. Bestimmt wurden die Curie-Temperaturen ebenfalls aus temperaturabhängigen Schichtwiderstandsmessungen. Wegen $T_C \sim x_{eff} p^{1/3}$ spiegelt sich hier im wesentlichen den Verlauf der Löcherdichte p wieder. Den höchsten Wert zeigen jeweils die getemperten Proben mit 5% Mn, bei der (001) Probe fällt dieser mit ≈ 75 K wieder deutlich größer aus als bei der (113)A-Probe, wo lediglich ≈ 60 K erreicht werden.

6.2 GaMnAs auf strukturierten Substraten

Im vorigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass es durch Unterschiede in den Bindungsverhältnissen auf der Oberfläche zu einem vermehrten Einbau von überschüssigem As in (113)A-Proben kommt. Dies führt zu verstärktem Einbau von As auf willkürlichen Plätzen und zu einer verringerten Ladungsträgerdichte sowie Curie-

Temperatur, also zu deutlichen Unterschieden in den elektrischen und magnetischen Eigenschaften.
Dies soll nun genutzt werden zur Realisierung von GaMnAs-Mikrostrukturen, die lateral begrenzten Bereiche mit unterschiedlichen elektronischen und magnetischen Eigenschaften aufweisen. Zu diesem Zweck wurden durch Photolithographie und selektives, nasschemisches Ätzen Streifenstrukturen entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung mit (113)A-orientierten Seitenfacetten aus den (001)-orientierten GaAs-Substraten hergestellt und anschließend mit GaMnAs überwachsen. Der schematisch Aufbau einer solchen Struktur ist in Abbildung 6.2 zu sehen. Zur Strukturierung der Substrate wurde eine Streifenmaske aus Photolack mit Streifen unterschiedlicher Breite entlang der $[1\bar{1}0]$-Richtung photolithographisch erzeugt und anschließend in einer Ätzlösung $NH_4OH : H_20_2 : H_2O$ wie $10 : 0.7 : 100$ geätzt[2]. Diese Ätzlösung erzeugt Seitenfacetten entlang der Streifen, die (113)A-orientiert sind. Mittels AFM-Messungen wurde die Orientierung dieser Seitefacetten aus dem Winkel zwischen Seitenfacette und (001)-Substratboden bestimmt, für (113)A-Facetten beträgt dieser 25.2°. Durch Variation der Ätztiefe zwischen 200 nm und 600 nm ließen sich so Streifenstrukturen herstellen, die Seitenfacetten mit Längen zwischen 0.5 μm und 1.4 μm aufweisen. Je nach Breite der Lackmaske variierte dabei die Breite der (001)-orientierten Oberseite der Streifen zwischen 0 und ≈ 15 μm. Das Überwachsen der strukturierten Substrate erfolgte unter den nominell gleichen Bedingungen wie bei den planaren (001)- und (113)A-Proben. Die verwendete Schichtdicke betrug in diesem Fall 40 nm, die Mn-Konzentration 5%. Als Referenzen wurden zusammen mit dem strukturierten Substrat noch jeweils ein planares (001)- und (113)A-Substrat mit auf dem Probenhalter befestigt und gleichzeitig überwachsen.

Abbildung 6.7 zeigt eine AFM-Aufnahme eines solchen überwachsenen Streifens, die Breite der (001)-orientierten Oberseite beträgt ≈ 1.5 μm, die Breite der (113)A-Seitenfacette ≈ 1.4 μm. Der weiße Pfeil markiert die Stromflussrichtung. Zur Kontaktierung für die Transportmessungen wurde eine ganze Serie solcher Strukturen hintereinander angeordnet und zwischen den Abgriffen einer Hallbar platziert. In Abbildung 6.8(a) ist eine REM-Aufnahme eines Ausschnitts der Hallbar mit einer Serie von Streifenstrukturen zu sehen, wobei links die Kante der Hallbar als weißer Streifen zu erkennen ist. Abbildung 6.8(b) zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme der ganzen Hallbar mit unterschiedlich dimensionierten Streifen zwischen den Spannungsabgriffen. Durch die Verwendung vieler, äquidistanter Streifen mit identischen Abmessungen lässt sich so der Anteil an (113)A-Flächen vergrößern. Von den im selben Wachstumsvorgang hergestellten (001)- und (113)A-orientierten Referenzschichten wurden für die Transportuntersuchungen ebenfalls Hallbars hergestellt. Um dieselben Verhältnisse wie bei den strukturierten Proben zu erhalten (vergleiche Abbildung 6.10), wurden die Hallbars entlang der [110]- beziehungsweise der $[33\bar{2}]$-Richtung orientiert. Im Folgen-

[2] NH_4OH-Konzentration 28%, H_20_2-Konzentration 31%

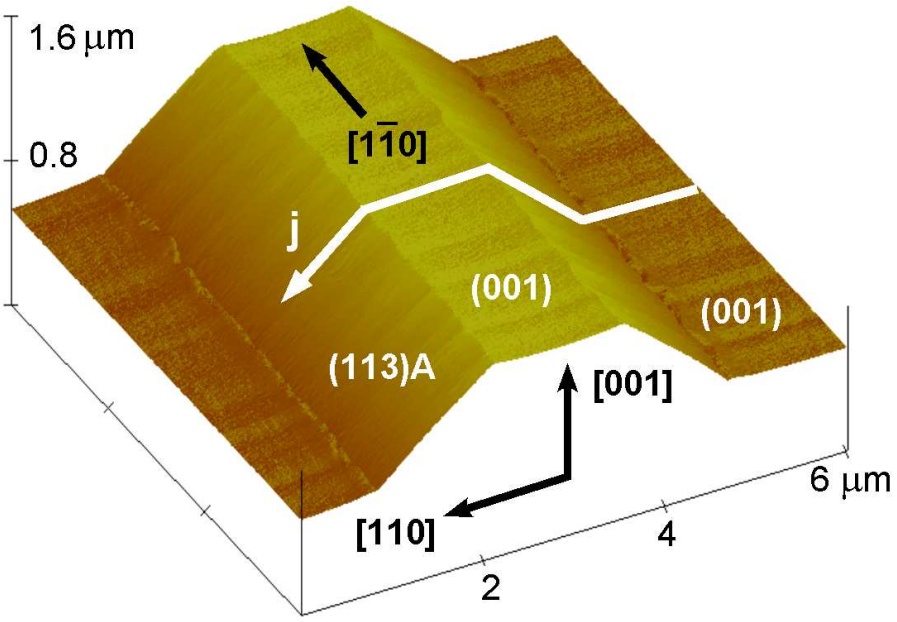

Abbildung 6.7: AFM-Aufnahme GaMnAs-Stegstruktur mit 1.4 μm breiten (113)A-Seitenfacetten und 1.5 μm breiter Oberseite.

den werden nun die Ergebnisse diskutiert, die sich für die in Abbildung 6.7 gezeigten, 1.5μm breiten Streifen bei den Proben des Satzes B533[3] ergaben. Bei diesen Streifen nimmt das Flächenverhältnis (113)A zu (001) mit $\approx 18:82$ den größten Wert an, folglich ist dort auch der stärkste Einfluss der (113)A-Seitenfacetten zu erwarten.

6.2.1 Temperaturabhängige Messungen

Zur Bestimmung der Curie-Temperatur wurde der Verlauf der Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstands R(T) an den planaren Referenzproben und an der strukturierten Probe aufgenommen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.9 gezeigt, die Widerstandswerte der (113)A-Probe sind zur besseren Darstellbarkeit durch zwei dividiert aufgetragen. Es ergaben sich Curie-Temperaturen von $\approx$ 53 K für die (001)-Probe (grün) und $\approx$ 68 K für (113)A-Probe (blau). Diese Werte liegen in derselben Größenordnung wie die bei den dicken Proben mit 5% Mn bestimmten. Dass die Werte insgesamt etwas größer sind, ist auf die geringere Probendicke der hier untersuchten Schichten zurückzuführen, ein bekanntes Phänomen in GaMnAs [Sø02]. Die schwarz eingezeichnete Kurve stellt die Messung an der

[3]Unter dieser Probennummer sind drei GaMnAs-Schichten, die bei einem Wachstumprozess hergestellt wurden, zusammengefasst: Die struktuerierte Probe sowie die beiden (001)- und (113)A-Referenzschichten.

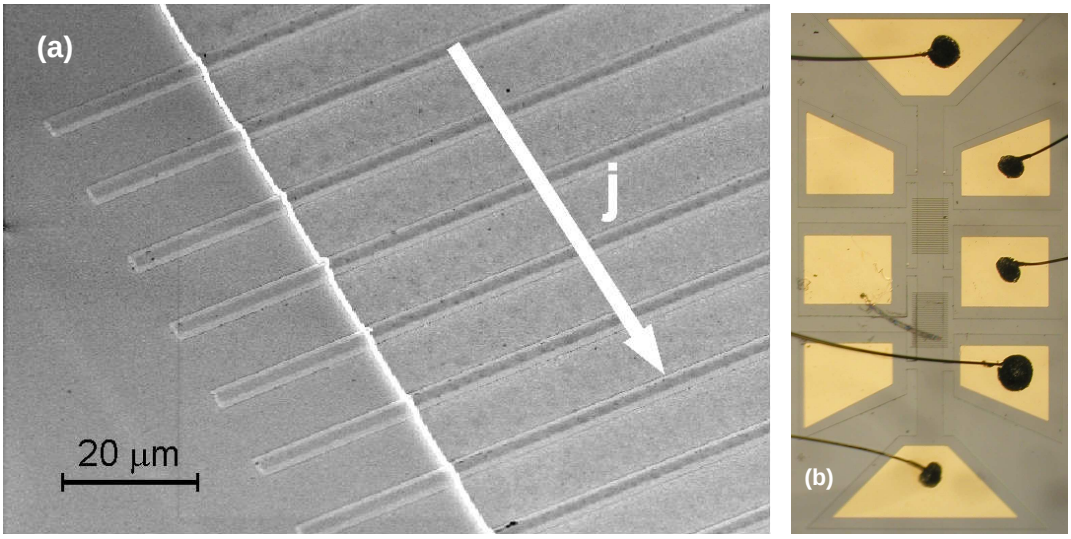

Abbildung 6.8: (a) REM-Aufnahme eines Ausschnitss einer Hallbar mit einer Serie von Streifenstrukturen. Links ist die Kante der nach dem Überwachsen der Stege photolithographisch definierten Hallbar zu sehen. (b) Lichtmikroskopbild einer kompletten Hallbar mit unterschiedlich breiten Streifen oben und unten zwischen den Spannungsabgriffen

strukturierten Probe dar, die rote Kurve ist eine gemäß den Flächenverhältnissen gewichtete Superposition aus den beiden planaren Kurven. Wie man sieht, liegen die gemessene Kurve und die Superposition fast exakt übereinander, was auf eine Koexistenz von (001)- und (113)A-GaMnAs in der strukturierten Probe schließen lässt.

6.2.2 Magnetfeldabhängige Messungen

Außer den temperaturabhängigen Messungen wurden auch noch magnetfeldabhängige Messungen an allen drei Proben bei einer festen Temperatur von 4.2 K durchgeführt. Dabei wurde das Magnetfeld parallel zur [001]-Kristallrichtung angelegt und von -0.6 T zu +0.6 T und wieder zurück variiert.
Bei der (001)-Probe und der strukturierten Probe war das Magnetfeld senkrecht zur Substratoberfläche orientiert, was in Abbildung 6.10 schematisch dargestellt ist. Die (113)A-Probe jedoch musste, um die Verhältnisse bei der Messung an den Strukturen zu reproduzieren, um $\approx 25°$ gekippt werden, so dass auch dort $\boldsymbol{B} \parallel [001]$ erfüllt war.
Abbildung 6.11 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen. Von oben nach unten sind hier die Messkurven für (001), (113)A und die strukturierte Probe zu sehen, aufgetragen ist dabei die normierte relative Änderung des longitudinalen Wider-

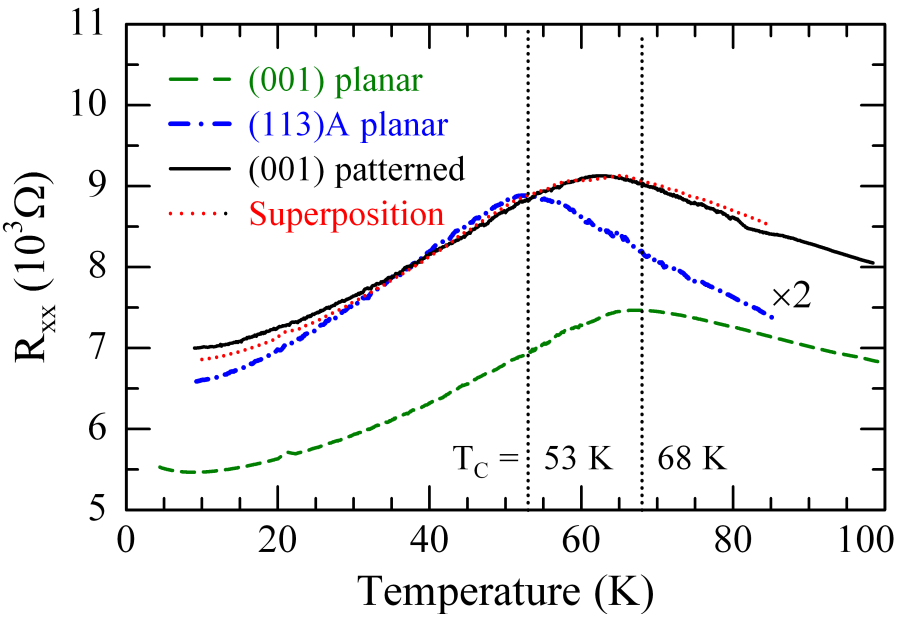

Abbildung 6.9: Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstands bei der Probe B533 für die planaren (001)- und (113)A-Referenzproben sowie für die strukturierte Probe mit ≈ 1.5 μm breiten Streifen. Die Werte für die (113)A-Probe sind mit 2 zu multiplizieren.

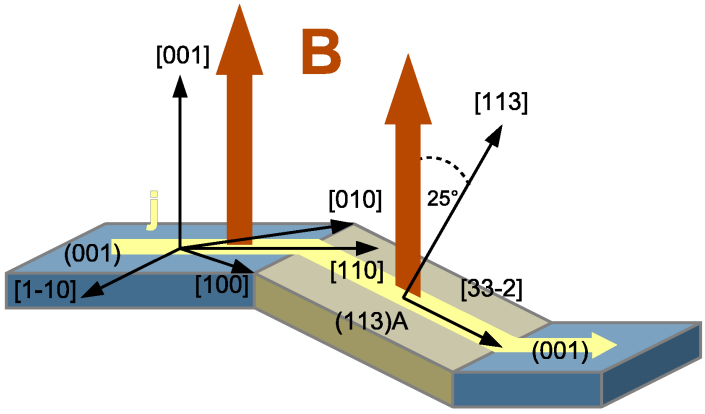

Abbildung 6.10: Orientierung von Stromfluss und äußerem Magnetfeld bei einer GaMnAs-Stegstruktur mit (113)A-Seitenfacetten

stands R_{xx}. Die durchgezogene rote Linie repräsentiert die Messung von negativen zu positiven Magnetfeldstärken, die gestrichelte grüne Linie die Rückrichtung von positiven zu negativen Magnetfeldstärken. Bei allen drei Messungen wird der Verlauf für große Magnetfeldstärken vom (isotropen) negativen Magnetowiderstand

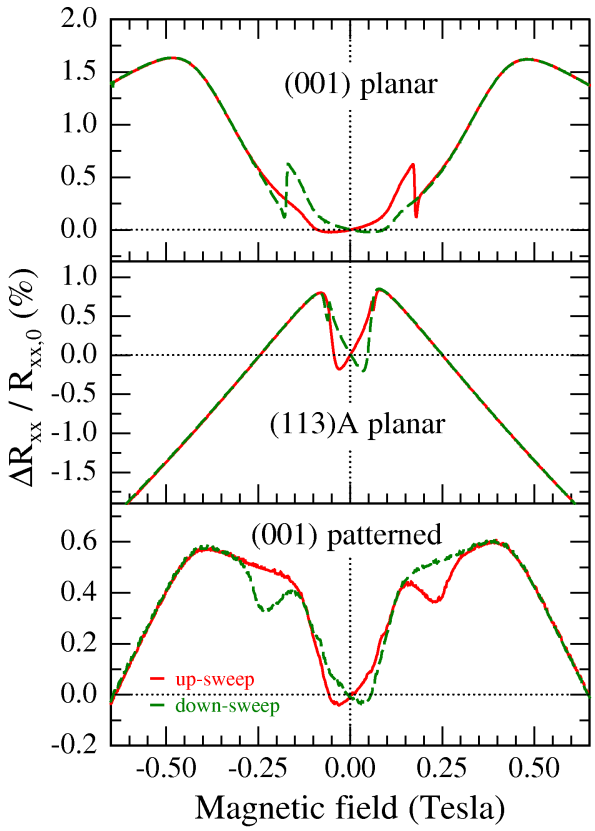

Abbildung 6.11: Magnetfeldabhängigkeit des longitudinalen Widerstands mit Magnetfeld entlang der [001]-Richtung bei der Probe B533 für (001)-, (113)A- und strukturierte GaMnAs-Schichten.

bestimmt. Bei kleinen Feldstärken hingegen spielen die MA und der AMR eine wichtige Rolle. Wie wir gesehen haben, ist sowohl für (001)- als auch für (113)A-Proben bei kleiner Feldstärke die Magnetisierung annähernd parallel zur (001)-Ebene. Mit steigendem Magnetfeld wird sich nun die Magnetisierung allmählich parallel zum äußeren Feld in [001]-Richtung, also senkrecht zur Probenoberfläche, orientieren. Da für $\boldsymbol{m}$ || [001] der Widerstand größer ist als bei Orientierung der Magnetisierung in der (001)-Ebene, führt dies zu einer Zunahme des Widerstands. Bei der (001)-Probe findet der Übergang zwischen vom AMR und vom NMR bestimmten Regime bei einer Feldstärke $\mu_0 H \approx 0.5$ T statt, bei der (113)A-Probe hingegen schon bei $\mu_0 H \approx 0.1$ T. Die Messung an der strukturierten Probe wiederum besitzt deutlich erkennbar charakteristische Merkmale von beiden anderen Messkurven.
Sowohl die temperaturabhängigen als auch die magnetfeldabhängigen Messungen zeigen folglich, dass in den auf vorstrukturiertem Substrat gewachsenen GaMnAs-Schichten lateral aneinandergrenzende Bereiche existieren, die (001)- und (113)A-spezifische Eigenschaften aufweisen.

6.3 Magnetische Anisotropie in GaMnAs auf (001)- und (113)A-orientierten Substraten

Abschließend wird in diesem Abschnitt nun die magnetische Anisotropie in (113)A-orientiertem GaMnAs untersucht und Vergleiche mit den Resultaten für (001)-orientierte Schichten angestellt. Die hierfür verwendeten Proben sind die zusammen mit der strukturierten Probe gewachsenen, planaren Referenzproben B533 auf (001)- und (113)A-GaAs.
In Kapitel 5 zeigte sich, dass die MA in GaMnAs sehr stark von der Verzerrung der Schicht beeinflusst wird. Bei einer biaxial verspannten Schicht, die pseudomorph auf einem (001)-Substrat aufgewachsen wird, ist die kubische Einheitszelle in Wachstumsrichtung tetragonal verzerrt, der Verzerrungszustand der Schicht ist vollständig beschrieben durch die Verzerrung in Wachstumsrichtung, repräsentiert durch die Komponente ε_{zz} des Verzerrungstensors. Bei der magnetischen Anisotropie resultiert hieraus eine lineare Abhängigkeit des Parameters $B_{2\perp}$ von ε_{zz}. Für GaMnAs-Schichten, die auf (113)A-orientierten Substraten aufgewachsen wurden, stellt sich die Situation etwas komplizierter dar. Ausgehend von klassischer Elastizitätstheorie wurde in [Dre08] gezeigt, dass der Verzerrungstensor für (113)A-orientierte Substrate gegeben ist durch den Ausdruck

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_H \begin{pmatrix} +0.95 & -0.05 & -0.35 \\ -0.05 & +0.95 & -0.35 \\ -0.35 & -0.35 & -0.62 \end{pmatrix}, \tag{6.8}$$

wobei hier die Definition $\varepsilon_H = (a_\mathrm{S} - a_\mathrm{rel})/a_\mathrm{rel}$ verwendet wurde. Zusätzlich zu der tetragonalen Verzerrung kommt nun im wesentlichen noch eine Scherung in die $[\bar{3}\bar{3}2]$-Richtung hinzu. Dies hat eine trikline Verzerrung der Einheitszelle zur Folge, wobei die $(1\bar{1}0)$-Ebene als Symmetrieebene erhalten bleibt. Das Bravais-Gitter der verzerrten Schicht ist somit monoklin basiszentriert. Die Ursache hierfür liegt in der elastischen Anisotropie von GaMnAs. In der Zinkblendestruktur zeigen die Bindungen in die [111]-Richtung, was diese Richtung, verglichen mit der [001]-Richtung, zu einer elastisch härteren Richtung macht. Bei pseudomorphem Wachstum auf (113)-orientiertem Substrat hat das nun eine Verschiebung von der elastisch harten [111]-Richtung hin zur elastisch weichen [001]-Richtung zur Folge. Die Entwicklung von F_M nach den Komponenten der Magnetisierungsrichtung (siehe Kapitel 2) unter Berücksichtigung der Symmetrie des Systems liefert nun den Ausdruck [Dre08]

$$\begin{aligned} F_M(\boldsymbol{m}) &= const. + B_{z^2} m_z^2 + B_{xy} m_x m_y + B_{xz}(m_x + m_y) m_z \\ &+ B_{z^4} m_z^4 + B_{x^4}(m_x^4 + m_y^4) + B_{xyz^2} m_x m_y m_z^2 + B_{x^2z^2}(m_x + m_y) m_x m_y m_z \end{aligned} \tag{6.9}$$

für die intrinsischen Beiträge zu F_M. Nimmt man nun noch die extrinsischen Beiträge zu F_M hinzu, die uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene $B_{\bar{1}10}\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{t}$ sowie

die Formanisotropie $B_{113}\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{n}$ senkrecht zur Schicht, so ergibt sich zusammengefasst für die auf M normierte freie Energiedichte bei (113)A-orientierten GaMnAs Schichten:

$$\begin{aligned} F_M(\boldsymbol{m}) &= const. + B_{z^2}m_z^2 + B_{xy}m_xm_y + B_{xz}(m_x+m_y)m_z \\ &+ B_{z^4}m_z^4 + B_{x^4}(m_x^4+m_y^4) + B_{xyz^2}m_xm_ym_z^2 + B_{x^2z^2}(m_x+m_y)m_xm_ym_z \\ &+ B_{113}\boldsymbol{m}\cdot\boldsymbol{n} + B_{\bar{1}10}(m_x-m_y)^2. \end{aligned} \tag{6.10}$$

Die intrinsischen Parameter B_{x^4}, B_{z^4} und B_{z^2} entsprechen hier den Parametern $B_{4||}$, $B_{4\perp}$ und $B_{2\perp}$ bei (001)-orientierten GaMnAs-Schichten. Da die kubischen $\langle 100\rangle$-Achsen bei (113)-orientierten Proben nicht in der Schichtebene oder senkrecht zur Schichtebene liegen, wurde bei der (113)A-Probe nicht nach parallel und senkrecht zur Schicht eingeteilt. Der Parameter B_{z^2} wurde schon in [Lim06b] empirisch eingeführt. Dies war nötig, um die winkelabhängigen Magnetotransportmessungen zufriedenstellend beschreiben zu können. Damals wurde vermutet, dass die Ursache für diesen Beitrag in einer Verzerrung der Schicht entlang der [001]-Kristallrichtung liegt. Die Ergebnisse der Untersuchung der Verzerrung von (113)A-GaMnAs in [Dre08] zeigen nun, dass diese ad-hoc gemachte Annahme zumindest teilweise richtig war. Zwar liegt in Wirklichkeit eine trikline Verzerrung der Einheitszelle vor, jedoch weist der anisotrope Anteil $\bar{\varepsilon}_A = \bar{\varepsilon} - \mathbb{1}\varepsilon_H$ des Verzerrungstensors eine sehr große ε'_{zz}-Komponente auf, die somit nun eine Begründung für diesen Beitrag liefert.
Zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie wurden winkelabhängige Magnetotransportmessungen in den drei in Kapitel 3 beschriebenen Konfigurationen durchgeführt. Anders als bei den (001)-Proben sind dies bei der (113)A-orientierten Probe Drehungen mit Magnetfeld in der (113)-, der $(\bar{3}\bar{3}2)$- sowie der $(\bar{1}10)$-Ebene. Abbildung 6.12 zeigt die in diesen Konfigurationen gemessenen Widerstandskurven sowie die Simulationen, aus denen die Anisotropieparameter bestimmt wurden für die (001)-orientierte (oben) und die (113)-orientierte Probe (unten). Die Parameter, die sich aus den Anpassungen ergaben, sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 aufgelistet.

$B_{4\|\|}$ (T)	$B_{4\perp}(T)$	B_{001} (T)	$B_{\bar{1}10}$ (T)
-0.02	0	0.017	0.002

Tabelle 6.1: Anisotropieparameter der (001)-orientierten GaMnAs-Schicht.

Bei der (113)A-Schicht ist eine deutliche Asymmetrie in ρ_{trans} bei der Messung mit Magnetfeld in der (113)A-Ebene zu erkennen. Die gestrichelte Kurve im Diagramm für $\mu_0 H = 0.65$ T in dieser Konfiguration entspricht dem Widerstandsverlauf für $\boldsymbol{m} \,||\, \boldsymbol{H}$. Diese Kurve ist weitestgehend symmetrisch, folglich ist die Asymmetrie bei der Messkurve darauf zurückzuführen, dass die Magnetisierung

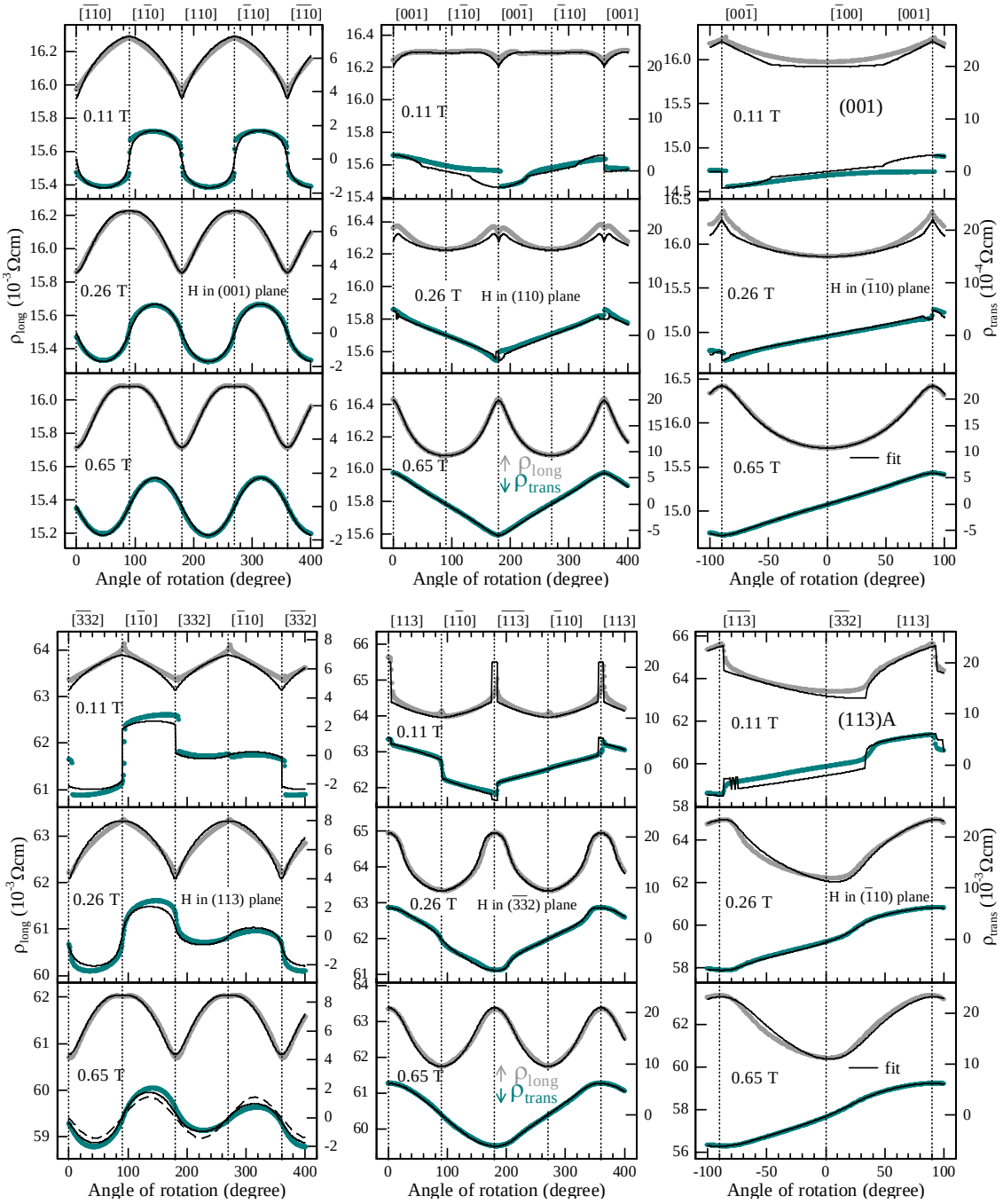

Abbildung 6.12: Winkelabhängige Magnetotransportmessungen an einer (001)-orientierten (oben) und einer (113)A-orientierten GaMnAs-Probe in den im Text beschriebenen Messkonfigurationen.

B_{x^4} (T)	$B_{z^4}(T)$	B_{z^2} (T)	$B_{\bar{1}10}$ (T)	B_{113} (T)
-0.044	-0.031	0.022	-0.001	0.016

Tabelle 6.2: Anisotropieparameter der (113)A-orientierten GaMnAs-Schicht.

auch bei dieser Feldstärke nicht exakt dem äußeren Feld folgt. Aufgrund der MA in (113)A-GaMnAs weicht die Magnetisierung aus der (113)A-Ebene hin zur (001)-Ebene aus, in der die magnetisch leichten kubischen Achsen liegen.

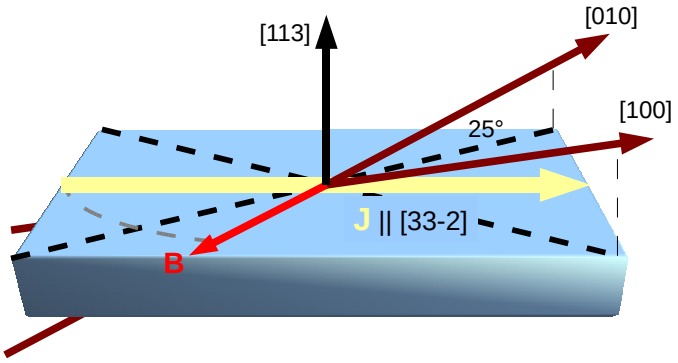

Abbildung 6.13: Drehung des Magnetfelds in der (113)A-Ebene

Wie in Abbildung 6.13 zu erkennen ist, zeigen die kubischen Achsen im Winkelbereich zwischen 90° und 270° nach oben. Folglich weicht die Magnetissierung in diesem Bereich nach oben aus, die daraus resultierende Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schicht hat einen positiven Beitrag zu ρ_{trans} aufgrund des anomalen Halleffekts zur Folge. Im übrigen Winkelbereich zeigt die Abweichung nach unten, was einen negativen Beitrag zur Folge hat. Dies führt somit zu der beobachteten Asymmetrie bei der Messung.
Dass die Anisotropieparameter der beiden (simultan gewachsenen) Proben deutlich voneinander abweichen, liegt daran, dass Probenparameter wie Ladungsträgerdichte sowie $\mathrm{Mn_{Ga}}$-, $\mathrm{Mn_I}$ und $\mathrm{As_{Ga}}$- Konzentration wegen der Unterschiede beim Wachstum nicht gleich sind und somit die Proben unterschiedliche magnetische Eigenschaften aufweisen.
Bei der (113)A-Probe ergaben sich die Parameter B_{xyz^2} und $B_{x^2z^2}$ aus der Anpassung zu Null. Dies war zu erwarten, da im anisotropen Teil $\bar{\varepsilon}_A$ des Verzerrungstensor für (113)-orientierte Schichten die übrigen Beiträge deutlich kleiner sind als die ε'_{zz}-Komponente. Daher scheint es auch plausibel, dass die Parameter B_{xyz^2} und $B_{x^2z^2}$ gegenüber B_{z^2} vernachlässigbar sind. Der Parameter B_{xy} wurde nicht berücksichtigt, da sich der Beitrag $B_{xy}m_xm_y$ als eine Kombination aus $B_{\bar{1}10}(m_x - m_y)^2$ und $B_{z^2}m_z^2$ ausdrücken lässt und somit B_{xy} nicht von diesen beiden Parametern getrennt werden kann.

Kapitel 7

Magnetische Anisotropie in Nano- und Mikrostreifen

In den vorangegangenen Kapiteln 5 und 6 stand der Einfluss der Verspannung auf die MA in großflächigen GaMnAs-Proben im Mittelpunkt des Interesses. Nun soll untersucht werden, wie sich die Reduktion der lateralen Abmessungen auf die MA in GaMnAs auswirkt.
Die MA in mikrostrukturierten GaMnAs-Schichten mit Abmessungen bis hinunter zu 0,8 μm wurde in der Vergangenheit bereits von Hamaya et al. [Ham03, Ham04] untersucht. Dort wurden magnetfeldabhängige Messungen des Widerstands bei unterschiedlichen, festgehaltenen Orientierungen des Magnetfelds durchgeführt, was allerdings nur eine grobe Abschätzung der unterschiedlichen Anisotropiebeiträge zulässt.[1] Als Ursache für die Änderung der MA wurde dort Formanisotropie genannt. Wenisch et al. [Wen07] untersuchten die Anisotropie in Mikro- und Nanostreifen mit 200 nm Breite und machten anisotrope Relaxationsprozesse, die bei der Strukturierung verspannter GaMnAs-Schichten stattfinden, für die beobachteten Effekte verantwortlich.
Diese anisotropen Relaxationsprozesse sind schematisch in Abbildung 7.1 für kompressiv und tensil verspanntes GaMnAs dargestellt. Bei der kompressiv verspannten Probe wird durch die tetragonale Verzerrung in z-Richtung die kubische Einheitszelle von GaMnAs in z-Richtung elongiert, während sie in der Substratebene auf die Gitterkonstante von GaAs komprimiert wird. Durch anisotrope Relaxation in den Streifen wird dies nun teilweise ausgeglichen. Dies bedeutet, dass senkrecht zur Streifenrichtung die GaMnAs-Schicht nach außen ausweicht, während sich gleichzeitig die Elongation in z-Richtung reduziert.[2]
Bei der tensil verspannten GaMnAs-Schicht auf InGaAs findet derselbe Prozess statt, allerdings in genau umgekehrter Richtung. Aufgrund der größeren Gitterkonstanten des relaxierten InGaAs-Puffers, ist die GaMnAs-Einheitszelle in

[1] Was insbesondere auch auf das dort verwendete, unzureichende Modell für den AMR zurückzuführen ist.

[2] Die Randbedingung $\sigma = 0$ muss auf der Oberfläche erfüllt sein

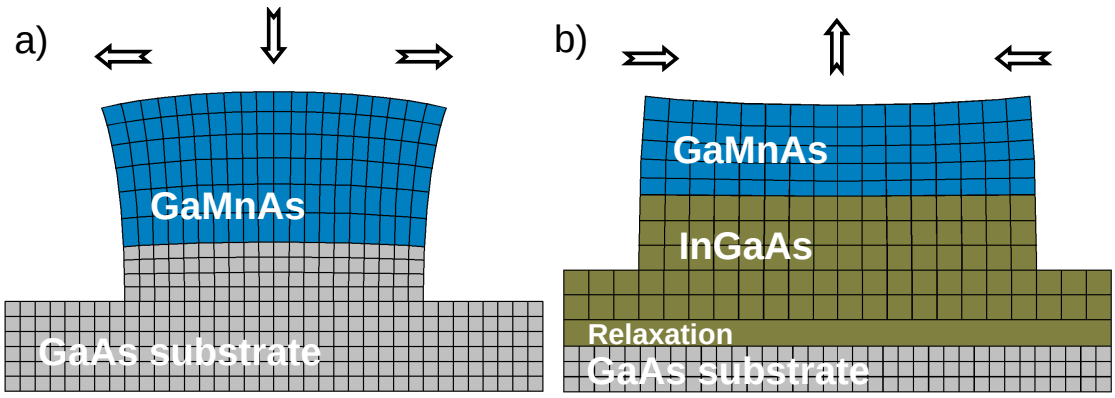

Abbildung 7.1: Schematische Darstellung der anisotropen Relaxation: a) In Streifen aus kompressiv verspanntem GaMnAs auf GaAs-Substrat; b) In Streifen aus tensilverspanntem GaMnAs auf relaxiertem InGaAs-Substrat.

z-Richtung kontrahiert, während $a_{||}$ auf die InGaAs-Gitterkonstante vergrößert wird. In den Strukturen weicht die GaMnAs-Schicht folglich nach innen aus, während die Kontraktion in z-Richtung teilweise abgebaut wird.
Zur Klärung der Frage, wie sich die Formanisotropie und die Relaxation bei der Präparation von schmalen Strukturen auf die MA auswirkt, wurde eine Serie 50 μm langer GaMnAs-Streifen mit verschiedenen Breiten hergestellt. Als Ausgangsmaterial wurden eine kompressiv verspannte GaMnAs-Schicht auf GaAs Substraten sowie tensil- beziehungsweise unverspannte GaMnAs-Schichten auf relaxierten InGaAs-Templates verwendet. Die magnetische Anisotropie in diesen Strukturen wurde mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen quantitativ und systematisch bestimmt.

7.1 Herstellung der Strukturen

Für die Herstellung der Strukturen wurden 40 nm dicke GaMnAs-Schichten mit etwa 5% Mn verwendet, die unter nominell identischen Wachstumsbedingungen wie die 180 nm dicken GaMnAs-Schichten der Probenserie in Kapitel 5 gewachsen wurden. Für die relaxierten InGaAs-Templates wurden Indiumkonzentrationen von 3.2 % und 6.5% gewählt. Wegen der geringen Schichtdicken von 40 nm lässt sich die Verzerrung der GaMnAs-Schichten nicht direkt mit Hilfe von HRXRD bestimmen. Aus diesem Grund wurde jeweils die Gitterkonstante der darunter liegenden, relaxierten InGaAs-Pufferschicht bestimmt und dann die Verzerrung ε_{zz} in der GaMnAs-Schicht unter Verwendung der in Kapitel 5 ermittelten, mittleren relaxierten Gitterkonstanten von GaMnAs mit 5% Mn berechnet. Dieses Vorgehen scheint wegen der vergleichbaren Wachstumsbedingungen für die 40 nm und 180 nm dicken GaMnAs-Schichten als gerechtfertigt. Man erhält so $\varepsilon_{zz} =$

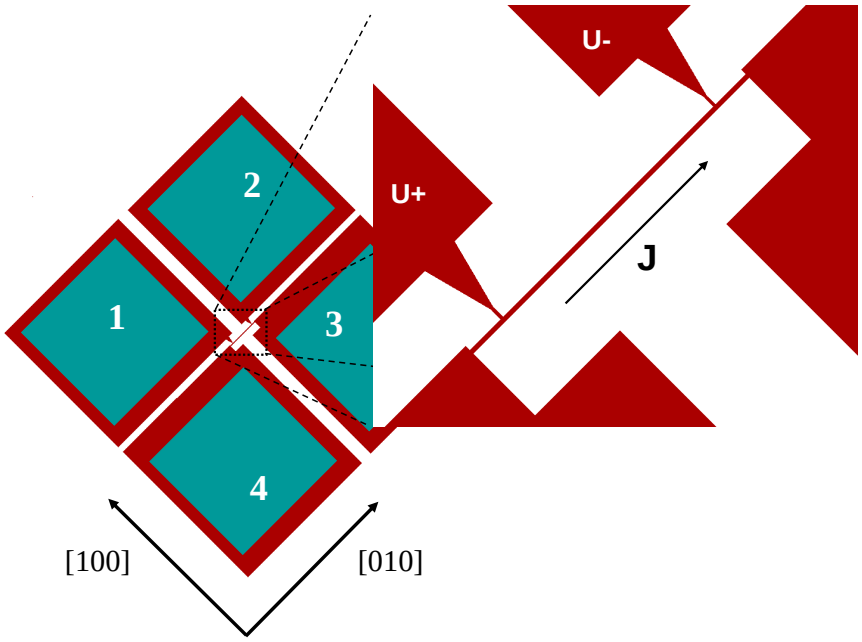

Abbildung 7.2: Probenlayout mit Spannungsabgriffen (1, 2) und Stromkontakten (3, 4)

0.0% bei der Probe B726 mit 3.2% In, ε_{zz} = -0.12% bei der Probe B730 mit 6.5% In und ε_{zz} = 0.22% bei der Probe B727 ohne InGaAs-Pufferschicht. Die Herstellung der GaMnAs-Streifen erfolgte über einen inversen Elektronenstrahl-Lithographieprozess, bei dem zuvor entworfene Layouts mit dem Elektronenstrahlschreiber in eine Lackschicht übertragen wurden. Wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist, besitzen die verwendeten Layouts vier Kontakte, zwei Stromkontakte sowie zwei Spannungsabgriffe zur Widerstandsmessung. Die untersuchten Drähte haben alle eine feste Länge von 50 μm, die Breiten variieren zwischen 60 nm und 12,8 μm, so dass die Aspektverhältnisse im Bereich von etwa 1:833 bis hin zu 1:4 liegen. Die Orientierung der Drähte ist entlang der [010]-Kristallrichtung.

Eine schematische Darstellung des Lithographieprozesses ist in Abbildung 7.3 zu sehen. Zunächst wurde ein System aus zwei positiv-Lackschichten (80 nm PMMA 50K und 40 nm PMMA 950K) aufgebracht und anschließend die gewünschte Struktur selbst mit dem Elektronenstrahlschreiber geschrieben, was nach dem Entwickeln ein inverses Bild der Struktur im Lack erzeugt. Die beiden Lackschichten sind dabei so gewählt, dass die obere einen geringeren Dunkelabtrag aufweist als die untere, was beim Entwickeln zu einer Unterhöhlung und damit günstigeren Lift-off-Eigenschaften führt.
Nach kurzer Reinigung in O_2-Plasma wurde daraufhin eine 60 nm dicke Titanschicht aufgedampft. Bei einem Lift-off-Prozess in N-Methyl-2-Pyrrolidon bei 120 °C wurde der Lack zusammen mit der darüber liegenden Ti-Schicht entfernt,

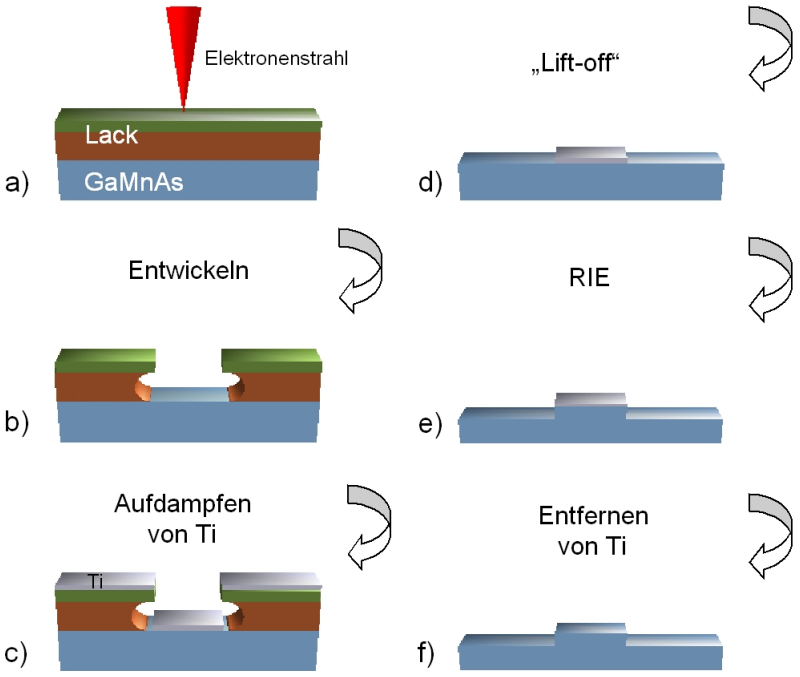

Abbildung 7.3: Schematische Darstellung der einzelnen Schritte des Lithographieprozesses: a) Elektronenstrahlschreiben, b) Entwickeln, c) Aufdampfen von Ti, d) Lift-off, e) Ätzen, f) Entfernen von Ti.

man erhält so eine Ti-Maske in Form der gewünschten Struktur. Als nächster Schritt erfolgte ein trockenchemischen Ätzprozess (RIE [3]) in einem Chlorplasma, bei dem die zuvor erstellte Ti-Struktur als Ätzmaske zur Herstellung der Streifen diente. Die Reste der Ti-Schicht wurden im Folgenden in Flusssäure selektiv von der Probe entfernt. Die resultierende Ätztiefe im Chlorplasma wurde mittels AFM bestimmt und betrug 100 nm. Abschließend wurden elektrische Kontakte bestehend aus einer Ti-Pt-Au-Schichtfolge in einem optischen Lithographieschritt mit anschließendem Lift-Off hergestellt.

In Abbildung 7.4 a) ist eine Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme eines 60 nm breiten Nanodrahts mit einem Abgriff zur Spannungsmessung zu sehen. Auf Abbildung 7.4 b) ist eine Aufsicht auf eine 3.2 μm breite Struktur mit Stromkontakten sowie den Kontakten zur Spannungsmessung dargestellt. In den Ecken sind jeweils die zur Kontaktierung aufgedampften Goldflächen zu sehen.

[3] engl.: reactive ion etch, reaktives Ionenätzen

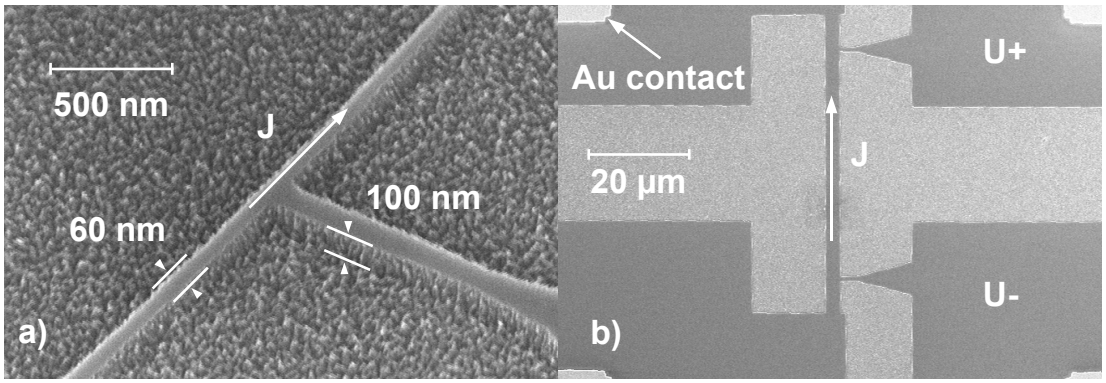

Abbildung 7.4: a) REM-Aufnahme eines 60 nm breiten Nanodrahts mit Abgriff zur Spannungsmessung. b) Aufsicht auf eine 3.2 μm breite Struktur mit Strom- und Spannungskontakten.

7.2 Theoretische Beschreibung der freien Energie in schmalen Streifen

Die Präparation von schmalen GaMnAs-Streifen führt zu neuen Beiträgen in der freien Energie F durch Formanisotropie und anisotrope Relaxation. Auf diese soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Breite (μm)	N_x || [010]	N_y || [100]	N_z || [001]
0.1	0.308983406	0.000541127	0.690350481
0.2	0.197925087	0.000700282	0.801376969
0.4	0.120798602	0.000859437	0.878280638
0.8	0.071304598	0.001059972	0.927615487
1.6	0.04104606	0.001244592	0.957724419
3.2	0.023153861	0.001413296	0.975431998
6.4	0.012834255	0.001579772	0.985585765
12.8	0.00699104	0.0017402	0.99126696

Tabelle 7.1: Komponenten des Entmagnetisierungstensors für rechtwinklige Prismen mit Breiten zwischen 100 nm und 12.8 μm bei fester Länge $l = 50$ μm und Dicke d = 40 nm.

Wie in Kapitel 2 beschrieben, lässt sich mit dem Entmagnetisierungstensor $\bar{\mathbf{N}}$ der Formanisotropiebeitrag zur freien Energie gemäß

$$F^{shape} = \frac{\mu_0}{2} \boldsymbol{M} \bar{\mathbf{N}} \boldsymbol{M} \tag{7.1}$$

berechnen. Für rechtwinklige ferromagnetische Prismen besitzt $\bar{\mathbf{N}}$ Diagonalgestalt [Aha98]. Mit der Magnetisierung

$$\boldsymbol{M} = M \cdot \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix}; m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1 \tag{7.2}$$

ergibt sich für den Beitrag F^{shape} zur freien Energiedichte konkret

$$\begin{aligned} F^{shape} &= \frac{\mu_0}{2} M^2 \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{pmatrix} \\ &= \frac{\mu_0}{2} M^2 N_x + \frac{\mu_0}{2} M^2 \left(N_z - N_x\right) m_z^2 + \frac{\mu_0}{2} M^2 \left(N_y - N_x\right) m_y^2. \end{aligned} \tag{7.3}$$

Zum Formanisotropieparameter $B_d = \mu_0 M^2 \left(N_z - N_x\right)/2$, der bereits in B_{001} berücksichtigt ist (siehe Kapitel 2), kommt nun der Parameter

$$B_{shape} = B_{010} = \frac{\mu_0}{2} M_0 \left(N_y - N_x\right), \tag{7.4}$$

hinzu.
Den Beitrag zur freien Energie, der von anisotroper Relaxation in den Streifen herrührt, kann man phänomenologisch durch

$$F^{relax} = B_{relax} m_y^2 \tag{7.5}$$

ausdrücken. Fasst man nun die beiden Parameter B_{shape} und B_{relax} zum Parameter

$$B_{010} = B_{shape} + B_{relax} \tag{7.6}$$

zusammen, so ergibt sich die auf M normierte freie Energiedichte in den strukturierten Proben zu

$$\begin{aligned} F_M^{Streifen}(\boldsymbol{m}) &= F_M^{Schicht} + B_{010} m_y^2 \\ &= \underbrace{B_{4||}(m_x^4 + m_y^4) + B_{010} m_y^2 + B_{\bar{1}10}(m_x - m_y)^2}_{in-plane} + \underbrace{B_{4\perp} m_z^4 + B_{001} m_z^2}_{out-of-plane}. \end{aligned} \tag{7.7}$$

Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit theoretischen Vorhersagen für die Formanisotropie wurden die Komponenten des Entmagnetisierungstensors für rechtwinklige ferromagnetische Prismen [Aha98] für Breiten zwischen 100 nm und 12.8 μm bei festgehaltener Dicke (40 nm) und Länge (50 μm) berechnet. Die Werte sind in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

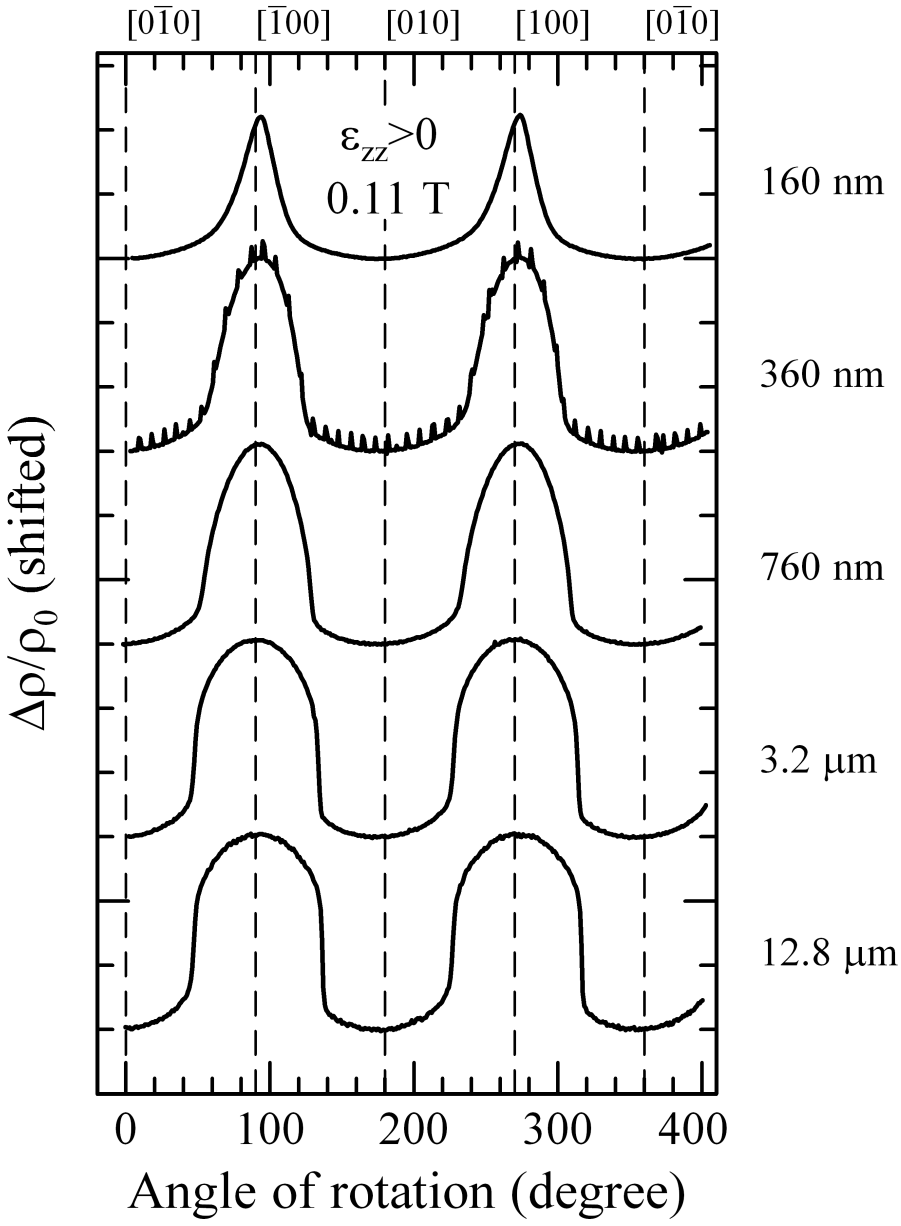

Abbildung 7.5: Drehungen mit Magnetfeld in der (001)-Ebene bei 0.11 T für unterschiedliche Stegbreiten.

7.3 Charakterisierung der Strukturen mittels Magnetotransport

Um die MA in den schmalen Streifen zu bestimmen, wurden, wie in Kapitel 5 für ausgedehnte Schichten beschrieben, winkelabhängige Magnetotransportmessungen bei verschiedenen Feldstärken durchgeführt. Im Gegensatz zu den früheren Messungen hat man bei den Streifen allerdings nur Zugang zum longitudinalen Widerstand. Trotz dieser Einschränkung stellt die Anwendbarkeit der Methode der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen auch auf sehr kleine Strukturen einen großen Vorteil gegenüber anderen Methoden zur Bestimmung der MA, wie beispielsweise SQUID oder FMR[4] dar, die auf relativ große Probenvolumina angewiesen sind.

7.3.1 Drehung des Magnetfelds in der Schichtebene

Um die Abhängigkeit von B_{010} von der Streifenbreite zu bestimmen, wurden das Magnetfeld in der (001)-Ebene der Proben gedreht und dabei ρ_{long} gemessen. Gemäß dem in Kapitel 3 beschriebenen Vorgehen wurden aus diesen Messungen die Parameter, welche die MA in der Schichtebene beschreiben, bei den drei hier untersuchten Proben für Stegbreiten zwischen 60 nm und 12,8 μm quantitativ bestimmt.
In Abbildung 7.5 ist die Veränderung der gemessenen Winkelabhängigkeit von $(\rho_{long} - \rho_0)/\rho_0 = \Delta\rho/\rho_0$ mit der Streifenbreite für die kompressiv verspannte Probe B727 bei 0.1 T zu sehen. Im Bereich um 90° und 180° kann man deutlich eine Einengung des Kurvenverlaufs mit abnehmender Streifenbreite sehen. Dies lässt auf eine zunehmend magnetisch härtere Achse entlang [100], also senkrecht zur Streifenrichtung, schließen.
Abbildung 7.6 zeigt die Entwicklung der experimentell bestimmten Werte von B_{010} mit der Streifenbreite sowie die theoretisch berechneten Werte für den Formanisotropieparameter B_{shape}. Bei den Rechnungen wurde der Wert $\mu_0 M \approx 40$ mT aus Kapitel 5 für die Magnetisierung zugrunde gelegt, der dort aus SQUID-Messungen an einer 180 nm dicken Probe mit derselben Mn-Konzentration bestimmt wurde. Man sieht, dass B_{010} mit abnehmender Breite betragsmäßig zunimmt. Das negative Vorzeichen bedeutet dabei, dass die Streifenrichtung [010] eine magnetisch leichtere Achse darstellt als die [100]-Richtung. Es ist deutlich zu erkennen, dass die berechneten Werte betragsmäßig wesentlich kleiner sind als die experimentell bestimmten Werte für B_{010}. Folglich ist der Beitrag zu B_{010} durch anisotrope Relaxation (B_{relax}) deutlich größer als der Beitrag, der von Formanisotropie (B_{shape}) herrührt.
Abbildung 7.7 zeigt nun einen vollständigen Satz von Messungen bei drei verschiedenen Magnetfeldern an 160 nm breiten Strukturen für die kompressiv, tensil

[4] engl.: Ferromagnetic Resonance

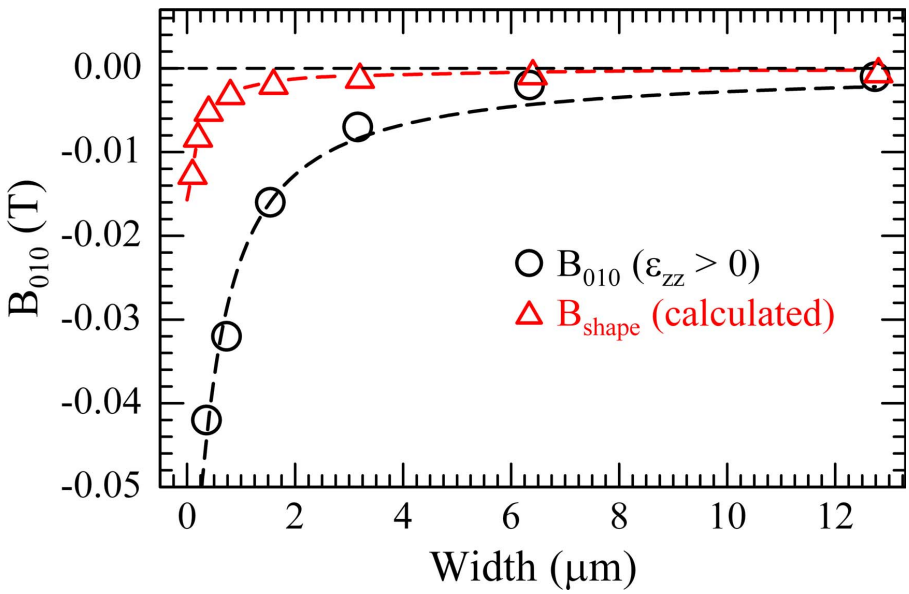

Abbildung 7.6: Berechnete Werte für den Formanisotropieparameter B_{shape} zusammen mit den experimentell ermittelten Werten für B_{010} für die kompressiv verspannte GaMnAs-Schicht B727.

und unverspannte Proben. Die durchgezogene Linie stellt die simulierten Kurvenverläufe dar, aus denen die Anisotropieparameter bestimmt wurden. Wie zuvor beschrieben, ist bei der kompressiv verspannten Probe B727 deutlich die magnetisch harte Richtung entlang [100] (Abbildung 7.7 a)), also senkrecht zur Streifenrichtung, zu erkennen. Bei der tensil verspannten Probe B730 (Abbildung 7.7 c)) tritt die Einengung der Kurve und somit die harte Richtung allerdings um 90° in Richtung [010] gedreht, also parallel zur Streifenrichtung, auf. Bei der unverspannten Probe B730 (Abbildung 7.7 b)) gleicht der Verlauf den Magnetowiderstandskurven, die in Kapitel 5 schon bei großflächigen Proben gemessen wurden. Ein signifikanter Einfluss der Strukturbreite auf den Kurvenverlauf und somit die MA ist hier nicht zu erkennen.

Der resultierende experimentelle Zusammenhang zwischen B_{010} und der Streifenbreite für kompressiv-, tensil- sowie unverspanntes GaMnAs ist nun in Abbildung 7.8 dargestellt. Im Gegensatz zur kompressiv verspannten Probe sieht man, dass für die tensil verspannte Probe die Streifenrichtung mit abnehmender Breite graduell zu einer magnetisch härteren Richtung wird. Die unverspannte Probe zeigt weitestgehend keinen Einfluss der Breite auf die MA, die kleinen positiven Werte resultieren vermutlich aus einer schwachen, tensilen Verspannung in der Schicht. Diese Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit der Annahme in [Wen07]. Die Hauptursache für den durch Strukturierung hervorgerufenen Anisotropiebeitrag $B_{010}m_y^2$ liegt offensichtlich in der anisotropen (Teil-)Relaxation der ursprünglich elastisch verspannten Schicht in [100]-Richtung. Durch die Wahl entsprechender

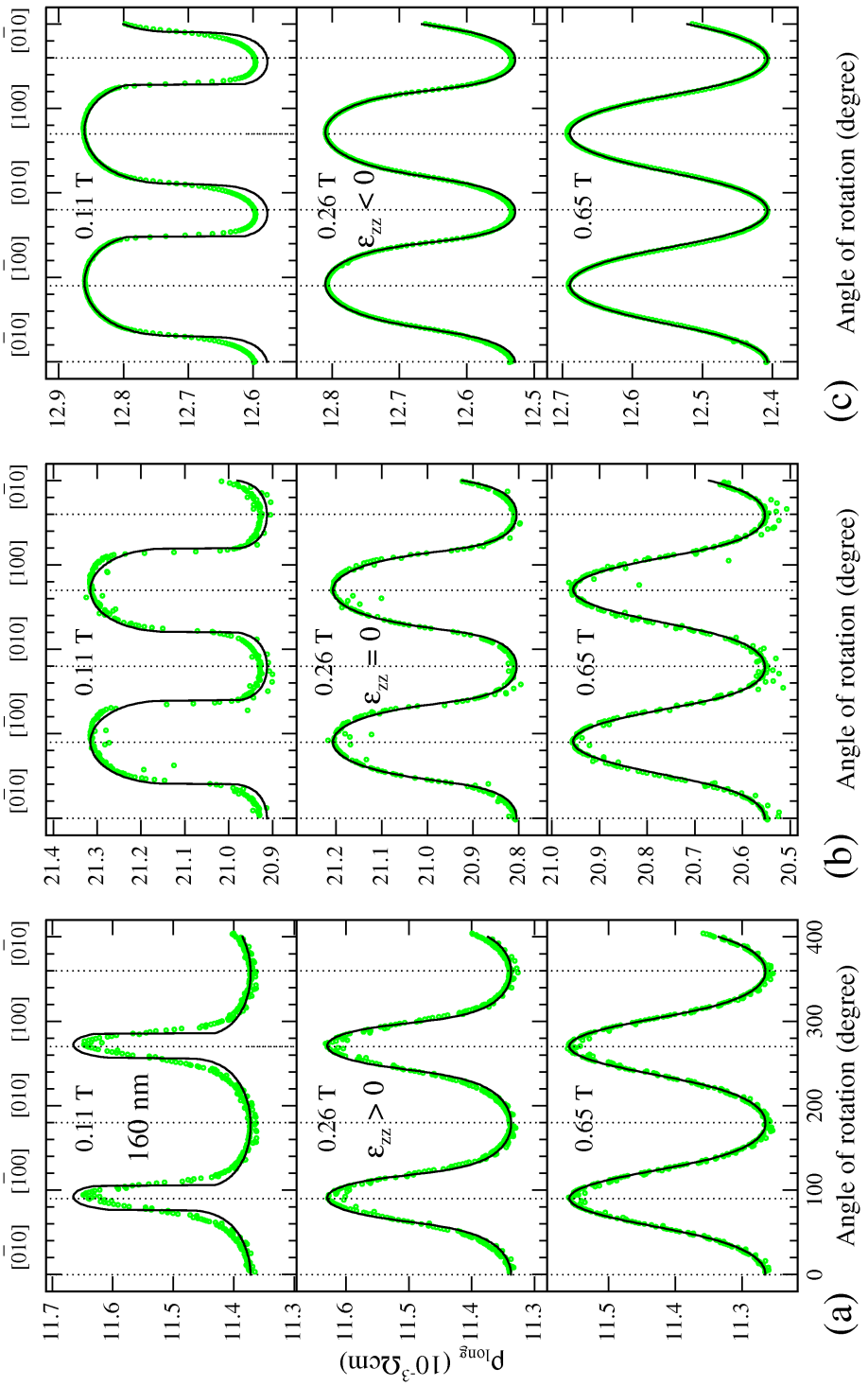

Abbildung 7.7: Rotationen.

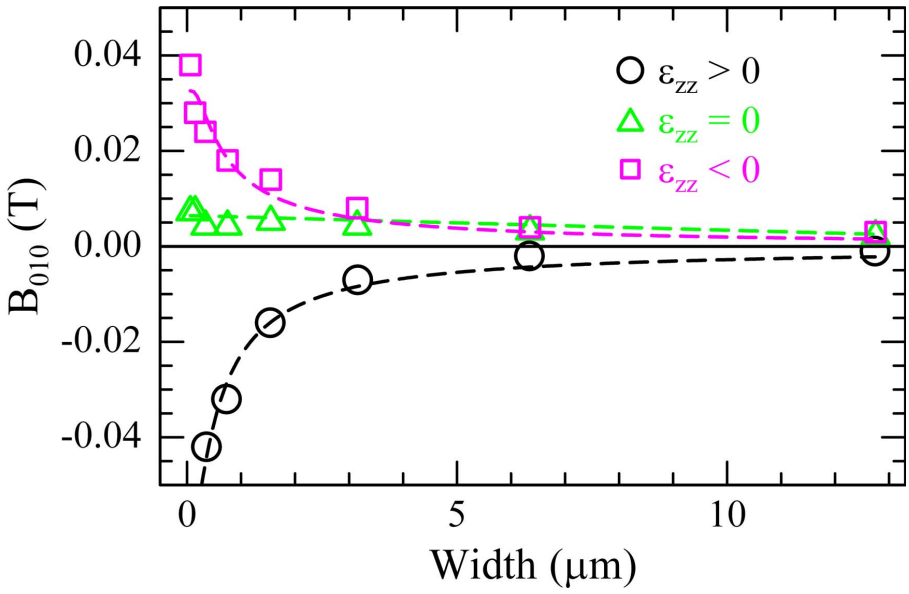

Abbildung 7.8: Zusammenhang zwischen B_{010} und Strukturbreite für kompressiv-tensil- und unverspannte Proben.

Quasisubstrate lässt sich so die MA in GaMnAs-basierten Mikro- und Nanostrukturen gezielt steuern. Das Verhalten der unverspannten Probe unterstreicht darüber hinaus, dass Formanisotropie in GaMnAs nur einen sehr schwachen Einfluss hat.
In Abbildung 7.9 ist schließlich der Zusammenhang zwischen $B_{4||}$ und der Streifenbreite für die kompressiv-, tensil- und unverspannte Probe zu sehen. Bei keiner der Proben kann ein ausgeprägter Einfluss der Streifenbreite auf $B_{4||}$ festgestellt werden. Die Ergebnisse für großflächige Proben in Kapitel 5 haben ergeben, dass im dort untersuchten Verzerrungsbereich $B_{4||}$ in guter Näherung unabhängig von der Verzerrung der Schicht ist. Vor diesem Hintergrund scheint es plausibel, dass auch bei den Streifen keine signifikante Abhängigkeit zu erkennen ist.

7.3.2 Drehungen des Magnetfelds senkrecht zur Stromrichtung

Wie wir in Kapitel 5 gesehen haben, ist bei kompressiv verspannten sowie unverspannten Schichten die [001]-Richtung eine harte Richtung der Magnetisierung, während bei ausreichend tensil verspannten Schichten diese Richtung zu einer leichten Richtung der Magnetisierung wird. Um nun die Auswirkungen der Strukturierung auf die Anisotropieparameter senkrecht zur Schicht, B_{001} und $B_{4\perp}$, zu untersuchen und so ein vollständiges Bild der MA in den Strukturen zu erhalten, wurden winkelabhängige Magnetotransportmessungen mit Magnetfeld in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung durchgeführt.

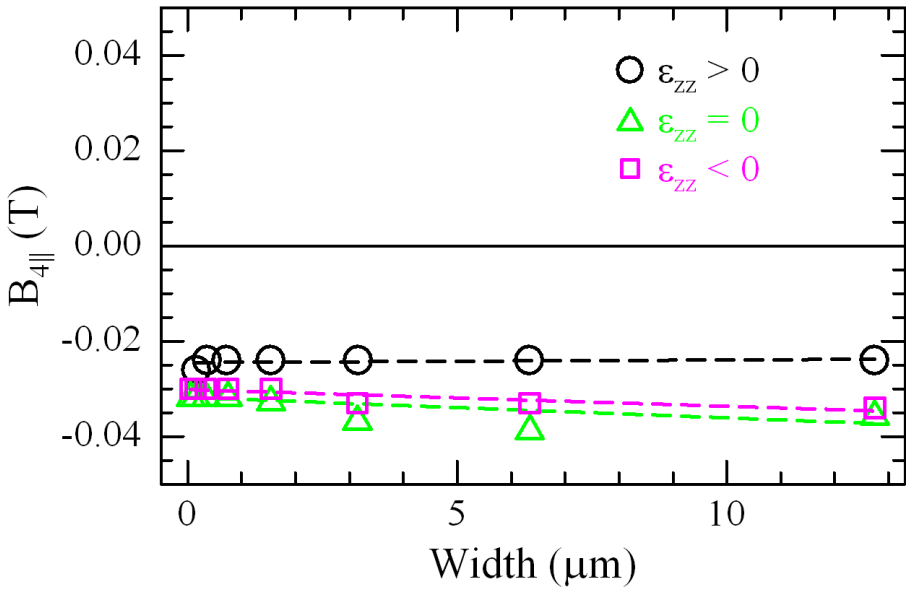

Abbildung 7.9: Zusammenhang zwischen $B_{4||}$ und der Strukturbreite für die kompressiv-, tensil-, und unverspannte Probe.

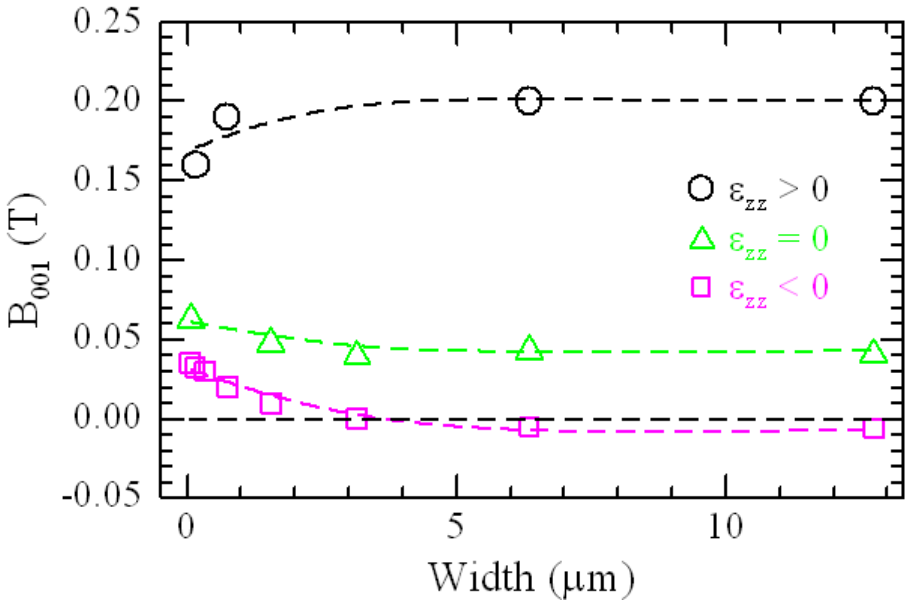

Abbildung 7.10: Zusammenhang zwischen B_{001} und Strukturbreite für die kompressiv-, tensil-, und unverspannte Probe.

Die Ergebnisse der Messungen für den Parameter B_{001} sind in Abbildung 7.10 dargestellt. Es ist zu sehen, dass bei kompressiv verspannten und unverspannten Streifen der Beitrag in [001]-Richtung für alle Breiten positiv ist. Bei der kompressiv verspannten Probe ist tendenziell eine leichter Rückgang mit abnehmender Breite zu erkennen, bei der unverspannten Probe ist erwartungsgemäß kein signifikanter Einfluss der Streifenbreite feststellbar. Da sich die Parameter vierter Ordnung in der Schichtebene und senkrecht dazu näherungsweise als identisch ergaben ($B_{4||} \approx B_{4\perp}$) und B_{010} bei diesen Proben deutlich kleiner ist als B_{001}, bleibt diese Richtung insgesamt für beide Proben eine harte Richtung der Magnetisierung. Die absoluten Werte von $B_{001} = 200$ mT und $B_{001} = 43$ mT für die breitesten Strukturen bei der kompressiv beziehungsweise tensil verspannten Probe decken sich gut mit den Werten von $B_{001} = 190$ mT und $B_{001} = 35$ mT, die sich in Kapitel 5 für die vergleichbaren, 180 nm dicke Referenzproben ergaben.
Bei der tensil verspannten Probe stellt sich die Situation etwas komplizierter dar. Während bei den anderen Proben die [001]-Richtung für alle Streifenbreiten eine magnetisch harte Richtung ist, wechselt B_{001} hier das Vorzeichen von positiven zu negativen Werten mit zunehmender Streifenbreite. Zur Entscheidung über magnetisch harte oder leichte Richtungen müssen die Beiträge in Streifenrichtung, senkrecht zur Streifenrichtung in der Schichtebene und senkrecht zur Schicht miteinander verglichen werden.

Harte und leichte Richtungen der Magnetisierung

In Abbildung 7.11 sind die Anisotropieparameter $B_{4||}$, $B_{4||} + B_{010}$ und $B_{4\perp} + B_{001}$ über der Strukturbreite bei der tensil verspannten Probe B730 aufgetragen. $B_{4||}$ repräsentiert den Beitrag zu F_M senkrecht zur Streifenrichtung in der Schichtebene, $B_{4||} + B_{010}$ den Beitrag in Streifenrichtung und $B_{4\perp} + B_{001}$ den Beitrag senkrecht zur Schicht. Man erkennt, dass für Breiten $\leq 3\ \mu$m $B_{4||}$ kleiner ist als die übrigen Parameter. Das bedeutet, dass für diese Breiten die globale leichte Achse der Magnetisierung senkrecht zur Streifenrichtung in der Schichtebene liegt, ganz im Gegensatz zu großflächigen Proben, wo die leichte Achse in [001]-Richtung zeigt.
Aus den experimentell bestimmten Anisotropieparametern lassen sich sphärische Polardiagramme der freien Energie erstellen. In Abbildung 7.12 sind solche Polardiagramme für Streifenbreiten zwischen 160 nm und 6.4 μm für die (a) kompressiv und (b) tensil verspannte GaMnAs-Schicht dargestellt. Man sieht, wie bei der kompressiv verspannten Probe bei 160 nm die [010]-Streifenrichtung eine magnetisch leichte Achse darstellt, mit zunehmender Streifenbreite gleichen sich die [010]- und die [100]-Richtung kontinuierlich an. Die [001]-Richtung bleibt dabei fast unverändert eine harte Richtung der Magnetisierung. Bei der tensil verspannten Probe hingegen ist zu erkennen, wie das globale Minimum mit zunehmender Streifenbreite von der [100]-Richtung zur [001]-Richtung übergeht.
Diese Ergebnisse passen zu der schematischen Darstellung der anisotropen Re-

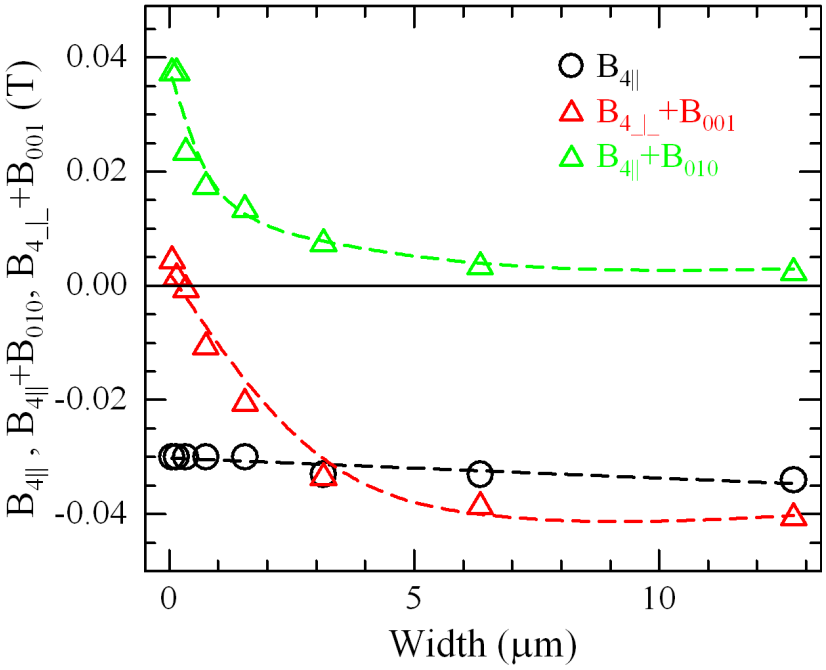

Abbildung 7.11: Abhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$, $B_{4||} + B_{010}$ und $B_{4\perp} + B_{001}$ von der Strukturbreite bei der tensil verspannten Probe B730.

laxation in den Streifen in Abbildung 7.1. Da Elongation in eine Richtung dazu führt, dass diese Richtung magnetisch härter wird, ist bei den kompressiv verspannten Proben die Streifenrichtung eine leichte Achse. Die (schwache) Abnahme von B_{001} ist auf die Reduktion der Elongation der Einheitszelle in [001]-Richtung zurückzuführen.
Bei der tensil verspannten GaMnAs-Schicht auf InGaAs weicht die GaMnAs-Schicht nach innen aus und die Kontraktion in z-Richtung wird teilweise abgebaut. Dies hat zur Folge, dass die Richtung senkrecht zu den Streifen in der Probenebene für kleine Breiten zu einer leichten Achse der Magnetisierung wird. Durch Abbau der Kontraktion der Einheitszelle in z-Richtung kommt es dazu, dass diese (bei ausreichend tensil verspannten, großflächigen Schichten ansonsten magnetisch leichte) Achse magnetisch härter wird. Gegebenenfalls, bei einer geeignet gewählten Zusammensetzung des InGaAs-Templates, kann diese Richtung zu einer magnetisch harten Achse werden. Die globale leichte Richtung ist dann senkrecht zu den Streifen in der Schichtebene.
Es bleibt festzuhalten, dass aufgrund dieser anisotropen Relaxation die Verzerrung in den Streifen nun eigentlich nicht mehr tetragonal ist[5]. Somit sind streng genommen die Ausdrücke für AMR und MA, die in den vorigen Kapiteln für tetragonale Verzerrung hergeleitet wurden, nicht mehr gültig. Da die 90°-Symmetrie

[5]Genau genommen wird die Verzerrung vom Ort abhängen, die kristalline Struktur des Streifens entspricht nicht mehr einem Bravaisgitterr.

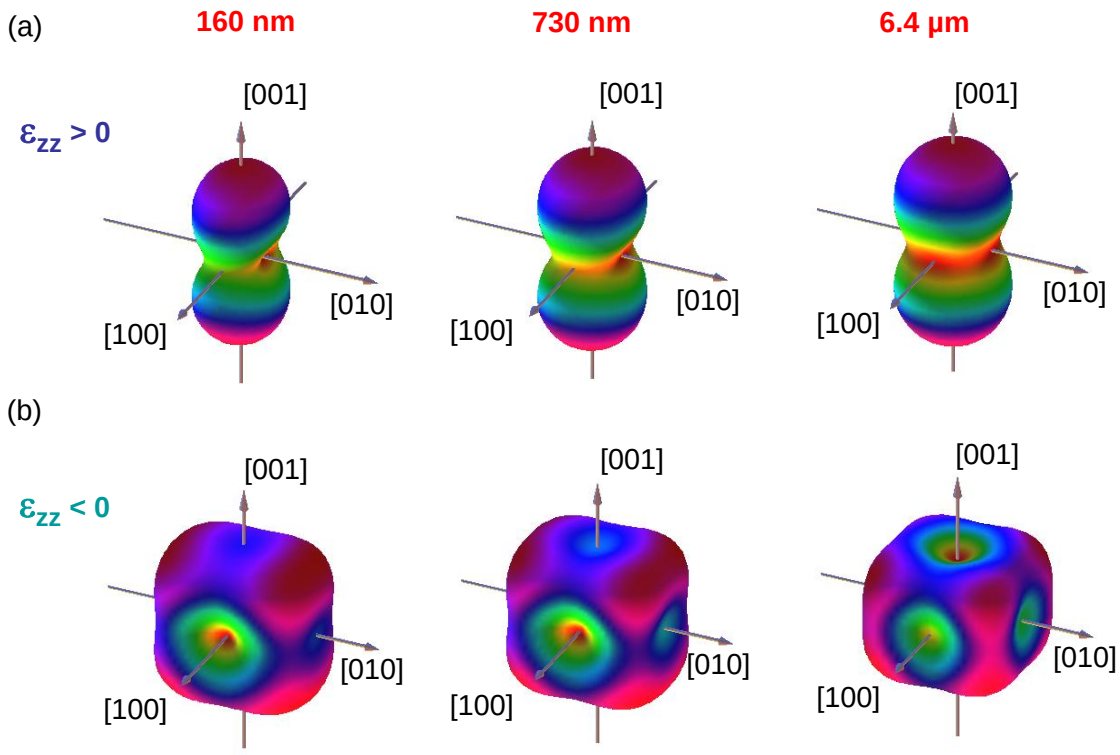

Abbildung 7.12: Sphärische Polardiagramme der freien Energie für verschiedene Streifenbreiten. Dargestellt sind die Ergebnisse für Strukturen (a) aus kompressiv und (b) aus tensil verspanntem GaMnAs

in der Schichtebene aufgehoben ist, kann nicht grundsätzlich davon ausgegangen werden, dass der Parameter $B_{4||}$ nicht unterschiedliche Werte senkrecht und parallel zu den Streifen annimmt. Die gute Übereinstimmung zwischen Messwerten und den basierend auf 7.8 berechneten Werten legen aber nahe, dass die Abweichungen klein genug sind, um die MA in den Streifen mit dem Ausdruck für tetragonal verzerrte Schichten mit einem zusätzlichen, uniaxialen Beitrag zweiter Ordnung in Streifenrichtung gut beschreiben zu können. Wie in Kaptiel 5 zu sehen war, ist der Einfluss von Verspannung im Bereich zwischen -0.4 % und 0.22 % auf den Anisotropieparameter $B_{4||}$ sehr klein. Unter diesem Aspekt scheint es plausibel, dass eine Aufspaltung dieses Terms in zwei Beiträge senkrecht und parallel zur Streifenrichtung nicht erforderlich ist.

7.3.3 Magnetfeldabhängige Messungen

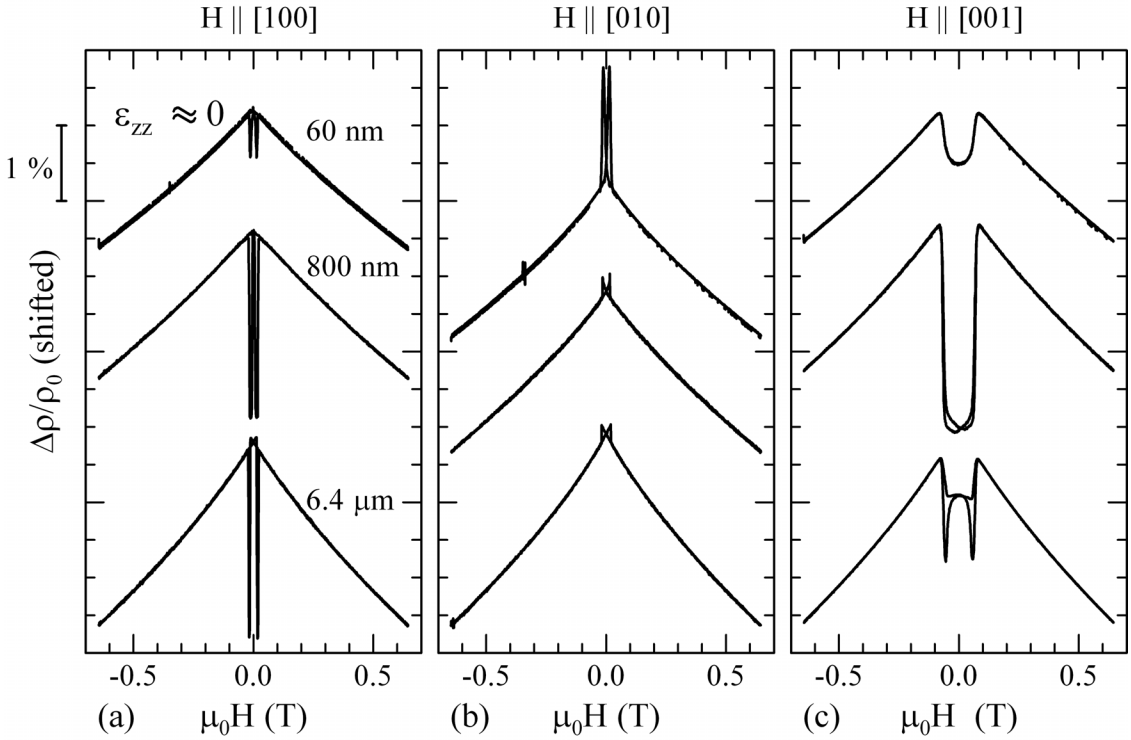

Abbildung 7.13: Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang [010], [100] und [001] bei unverspannten Streifen.

Ergänzend zu den winkelabhängigen Messungen bei fester Feldstärke wurden zusätzlich Messungen bei veränderlichem Magnetfeld mit fester Orientierung entlang der kubischen [100]-Kristallrichtungen durchgeführt. In Abbildung 7.13 sind

magnetfeldabhängige Widerstandsmessungen an der unverspannten Probe für verschiedene Breiten mit Magnetfeld in der Schichtebene senkrecht und parallel zur Streifenrichtung sowie senkrecht zur Substratoberfläche zu sehen. Ein Einfluss der Breite ist hier nicht zu erkennen. Wie in Kapitel 3 diskutiert, ist die Abnahme des Widerstands mit zunehmendem Magnetfeld auf den negativen Magnetowiderstand zurückzuführen. Der charakteristische Widerstandsverlauf für $\boldsymbol{B} \parallel [001]$ weist diese Richtung als harte Richtung der Magnetisierung aus.

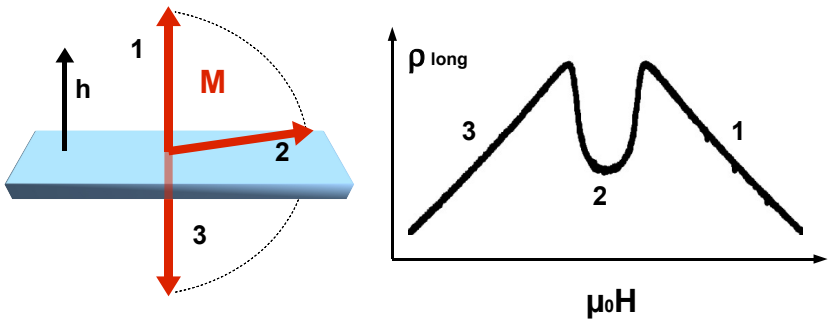

Abbildung 7.14: Links: Schematische Darstellung des Verlaufs der Magnetisierung für den Fall, dass ein variables äußeres Feld $\boldsymbol{B}$ entlang einer magnetisch harten Achse angelegt wird. Rechts: Magnetfeldabhängigkeit von ρ_{long} bei dieser Messung.

Wie in Abbildung 7.14 schematisch dargestellt, klappt die Magnetisierung, von großen Magnetfeldern kommend, schon aus dieser Richtung weg hin zu einer [100]-Richtung in der Schichtebene, wo sie dann zunächst verweilt. Nachdem das Magnetfeld das Vorzeichen gewechselt hat, nähert sich die Richtung der Magnetisierung wieder der Richtung des äußeren Felds an. Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, ist die Winkelabhängigkeit des Längswiderstands gegeben durch den Ausdruck

$$\rho_{long} = \rho_0 + \rho_1 m_j^2 + \rho_2 m_n^2 + \rho_3 m_j^4 + \rho_4 m_n^4 + \rho_5 m_j^2 m_n^2. \tag{7.8}$$

Da die Summe $\rho_1 + \rho_3$ betragsmäßig deutlich größer ist als $\rho_2 + \rho_4$[6], sieht man an Gleichung 7.8, dass bei Orientierung der Magnetisierung senkrecht zur Schicht der Widerstand größer ist, als wenn die Magnetisierungsrichtung in der Schichtebene liegt. Das Klappen der Magnetisierung in die Schichtebene bei kleiner Feldstärke führt zu dem in Abbildung 7.13 gezeigten Kurvenverlauf.
Die Messungen mit Magnetfeld parallel und senkrecht zu den Streifen in der Schichtebene zeigen beide den selben Verlauf, die Spitzen für kleine Felder sind möglicherweise auf nichtkontinuierliche Ummagnetisierungsprozesse oder den Einbau von Domänenwänden zurückzuführen. Die Magnetisierung kehrt ihre Orien-

[6]Im Mittel über alle Streifenbreiten ergab sich $\rho_1 + \rho_3 \approx -0.54 \cdot 10^{-3} \Omega cm$, $\rho_2 + \rho_4 \approx 0.14 \cdot 10^{-3} \Omega cm$.

tierung ohne Zwischenschritt um, ein Verweilen in einer ausgezeichneten, stabilen Richtung ist nicht zu erkennen.

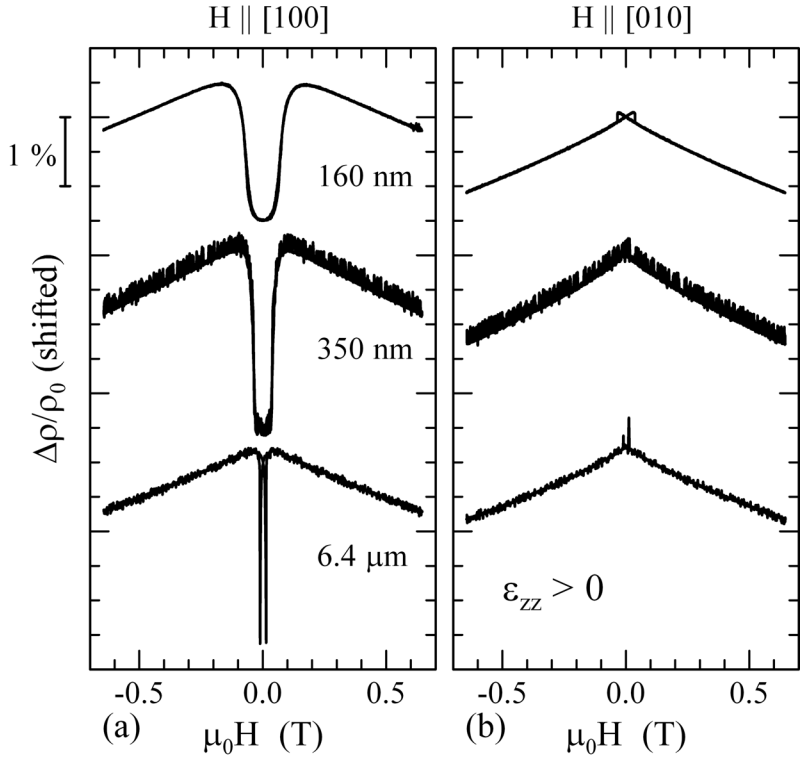

Abbildung 7.15: Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang der [100]- und [010]-Kristallrichtungen bei der kompressiv verspannten Probe für drei verschiedene Stegbreiten.

Anders stellt sich die Situation bei der kompressiv verspannten Probe dar, was in Abbildung 7.15 zu sehen ist. Die globale harte Richtung der Magnetisierung ist hier ebenfalls die [001]-Richtung, somit ergibt sich (hier nicht gezeigt) für Messungen mit $\boldsymbol{H}$ || [001] ein ähnlicher Verlauf, wie er in Abbildung 7.13 (c) zu sehen ist. Bei den Messungen mit Magnetfeld in [100]-Richtung sieht man jedoch, dass, von großer Feldstärke kommend, für Feldstärken unter $\approx$ 300 mT der Widerstand stark abnimmt, mit abnehmender Streifenbreite wird dieser Effekt ausgeprägter. Ein derartiges Verhalten ist für Magnetfeldrichtung entlang der Streifenrichtung nicht zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die [100]-Richtung magnetisch härter ist als die [010]-Richtung und die Magnetisierung somit für kleine Feldstärken aus dieser Richtung in die Streifenrichtung klappt, bevor sie sich dann für größere Feldstärken wieder entlang des äußeren Felds orientiert. Dies hat die beobachtete Abnahme des Widerstands zur Folge, da für $\boldsymbol{m}$ || $\boldsymbol{j}$ der Widerstand kleiner ist.
Liegt das äußere Feld hingegen entlang der Streifenrichtung an, so kehrt sich ledig-

lich die Richtung der Magnetisierung um, ohne dabei in einer Zwischenrichtung zu verweilen.

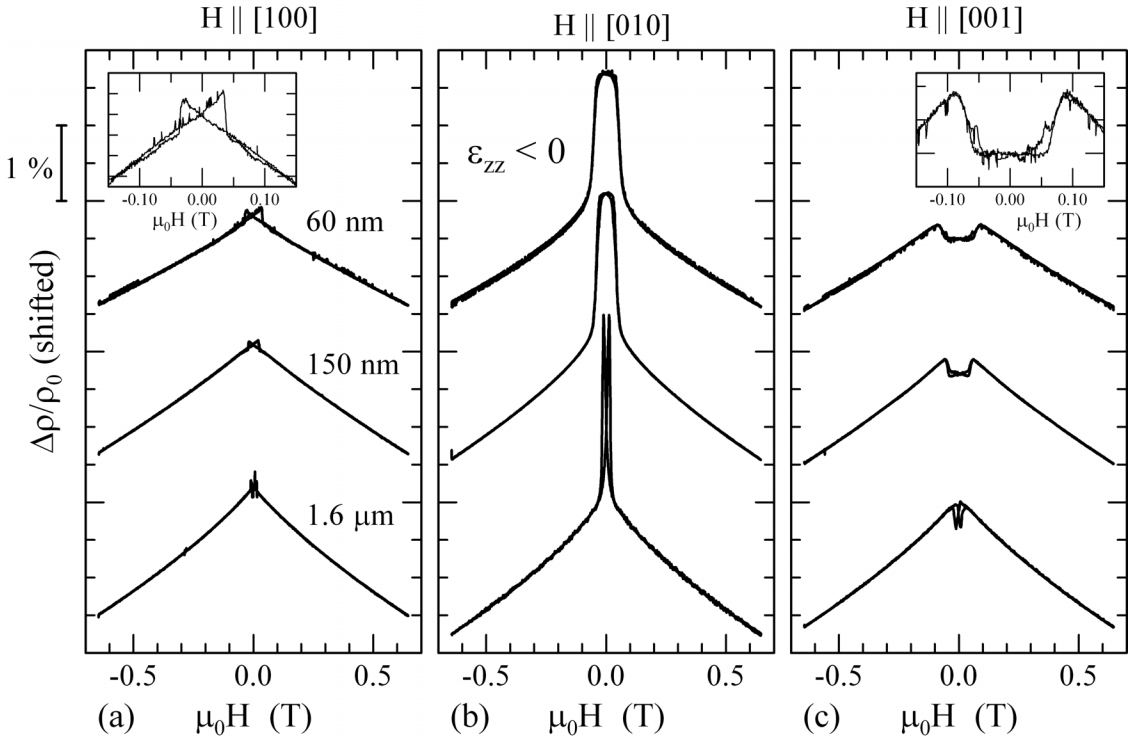

Abbildung 7.16: Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang [010], [100] und [001] tensil.

In Abbildung 7.16 sind schließlich die Messungen bei der tensil verspannten Probe dargestellt. Für die Messung mit Magnetfeld entlang der [100]-Richtung, also senkrecht zu den Streifen, ist beim Ummagnetisierungsprozess kein Umklappen der Magnetisierung in eine andere Richtung zu erkennen. Wird das Magnetfeld jedoch entlang der [010]-Richtung, also parallel zum Streifen, angelegt, zeigt der magnetfeldabhängige Widerstand einen Verlauf, der darauf zurückzuführen ist, dass die Streifenrichtung für kleine Strukturbreiten eine magnetisch harte Richtung ist. Von großen Feldstärken her kommend nimmt der Widerstand im Bereich unter 100 mT deutlich zu und bleibt dann in diesem Maximum relativ konstant, da dort die Magnetisierung entlang der [100]-Richtung orientiert ist. Für diese Orientierung ist der Widerstand größer ist als für $\boldsymbol{m} \parallel \boldsymbol{j}$. Erhöht man nun wieder die Feldstärke, so wird sich die Magnetisierung zunehmend entlang des äußeren Felds ausrichten, der Widerstand nimmt wieder ab. Auch dieser Effekt nimmt mit zunehmender Streifenbreite ab.
Bei der Messung mit $\boldsymbol{H} \parallel$ [001] sieht man für die kleinsten Stegbreiten einen

Verlauf, der dem in Abbildung 7.13 (c) gezeigten ähnelt, was diese Richtung als harte Richtung der Magnetisierung auszeichnet. Für zunehmende Streifenbreite wird diese Richtung magnetisch leichter. Insgesamt unterstreichen die magnetfeldabhängigen Messungen somit die Konsistenz der im vorhergehenden Abschnitt aus winkelabhängigen Messungen bestimmten magnetischen Anisotropieparameter.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zunächst beschrieben, wie mit winkelabhängigen Magnetotransportmessungen die magnetische Anisotropie in GaMnAs untersucht werden kann. Diese Methode basiert auf analytischen Ausdrücken, welche phänomenologisch die Abhängigkeit des longitudinalen und transversalen Widerstandes von der Orientierung der Magnetisierung beschreiben. Dazu wurde eine Entwicklung des Widerstandstensors nach den Richtungscosinus m_x, m_y und m_z der Magnetisierung durchgeführt. Die dabei auftretenden Entwicklungskoeffizienten konnten zu einigen wenigen Widerstandsparametern zusammengefasst werden, die sich aus winkelabhängigen Magnetotransportmessungen bei großen Magnetfeldstärken bestimmen lassen, da dort die Magnetisierung parallel zur vorgegebenen Magnetfeldrichtung orientiert ist. Bei Kenntnis der Widerstandsparameter lassen sich anschließend aus den gemessenen Widerstandskurven bei kleineren Feldstärken die magnetischen Anisotropieparameter ermitteln.
Diese Methode wurde dann angewandt, um die Verzerrungsabhängigkeit der magnetischen Anisotropie von GaMnAs am Beispiel einer Serie von GaMnAs-Schichten mit 5% Mn, die auf relaxierten InGaAs-Templates gewachsen wurden, zu untersuchen. Durch eine Variation des In-Gehalts ermöglichte die Verwendung solcher Templates, dass die Verspannung in den GaMnAs-Schichten in einem weiten Bereich zwischen kompressiver und tensiler Verspannung eingestellt werden konnte. Dabei zeigte sich, dass Löcherdichte und Curie-Temperatur unabhängig von der Verzerrung der Schicht sind. Im Gegensatz dazu wurde eine signifikante Abhängigkeit der magnetischen Anisotropie von der Verzerrung in der Schicht festgestellt. Am deutlichsten ist diese Abhängigkeit beim Anisotropieparameter $B_{2\perp}$ ausgeprägt, der den intrinsichen uniaxialen Beitrag senkrecht zur Schicht repräsentiert. Er ändert sich sehr stark linear mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} der Schicht. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit theoretischen Berechnungen, die im Rahmen des Dietl-Modells [TD01] erstellt wurden. Als Folge der Änderung von $B_{2\perp}$ findet für die ungetemperte Probenserie bei einer vertikalen Verzerrung von $\varepsilon_{zz} \approx -0.13\%$ ein Übergang der magnetisch leichten Achse aus der Schichtebene in Richtung senkrecht zur Schicht statt, für die getemperte Probenserie bei

$\varepsilon_{zz} \approx -0.07\%$. Aus dem Vergleich von getemperten und ungetemperten Proben ergab sich, dass bei den untersuchten Proben der Parameter $B_{2\perp}$ darüber hinaus auch noch proportional zur Ladungsträgerdichte p ist, so dass schließlich der Zusammenhang $B_{2\perp} \sim p \cdot \varepsilon_{zz}$ gefunden wurde.
Um den Einfluss der Substratorientierung auf die strukturellen, elektronischen und magnetischen Eigenschaften von GaMnAs zu untersuchen, wurde eine Serie von GaMnAs-Proben mit Mn-Konzentrationen bis zu 5% auf (001)- und (113)A-orientierten GaAs-Substraten gewachsen. Dabei stellte sich heraus, dass bei (113)A-GaMnAs die Konzentration kompensierender As-Antisites, d.h. auf Ga-Platz eingebaute As-Atome, größer ist als bei (001)-GaMnAs. Außerdem wird beim Wachstum auf (113)A-Substraten ein substantieller Teil der Mn-Atome weder auf Ga- noch auf Zwischengitterplatz eingebaut. Dies ist auf die Bindungsverhältnissen bei der (113)A-Oberfläche zurückzuführen. Als Konsequenz weisen die (113)A-Proben deutlich niedrigere Ladungsträgerdichten und Curie-Temperaturen auf. Die daraus resultierenden Unterschiede in den magnetischen Eigenschaften wurden für die Herstellung quasi-planarer GaMnAs-Strukturen ausgenutzt. Dazu wurden zunächst durch Vorstrukturierung von (001)-orientierten GaAs-Substraten Stegstrukturen hergestellt, die (113)A-Seitenfacetten aufweisen. Nach dem Überwachsen der auf diese Art vorstrukturierten Substrate erhielt man so lateral aneinandergrenzende (001)- und (113)A-orientierte Bereiche auf einer Probe. Bei Magnetotransportmessungen wiesen diese Strukturen eine Überlagerung charakteristischer Eigenschaften sowohl von (001)- als auch von (113)A-orientiertem GaMnAs auf.
Röntgenuntersuchungen haben gezeigt [Dre08], dass bei (113)A-GaMnAs zu der tetragonalen Verzerrung der Einheitszelle entlang der [001]-Kristallachse, die bereits bei (001)-orientierten Proben auftritt, noch eine Scherung in die $[\bar{3}\bar{3}2]$-Richtung hinzu kommt. Dies hat eine trikline Verzerrung der Einheitszelle zur Folge, wobei die $(1\bar{1}0)$-Ebene als Symmetrieebene erhalten bleibt. Das Bravais-Gitter der verzerrten Schicht ist somit monoklin basiszentriert. Interessanterweise wirkt sich die Verzerrung in [001]-Richtung viel stärker auf die magnetischen Anisotropie aus als die Scherung. Der Grund dafür ist, dass die zugehörigen Komponenten des Verzerrungstensors, welche als Gewichtungsfaktoren in die verschiedenen Beiträge der freien Energie eingehen, sehr unterschiedlich sind.
Schließlich wurde untersucht, wie sich die magnetische Anisotropie in GaMnAs durch eine laterale Strukturierung beeinflussen lässt, die sowohl zu einer Änderung der Formanisotropie als auch zu einer teilweisen Relaxation der unverspannten Schicht führt. Dazu wurden mittels Elektronenstrahllithographie 50 μm lange GaMnAs-Streifen mit Breiten zwischen 60 nm und 12.8 μm erzeugt. Um den Einfluss von Relaxationsprozessen in solchen Strukturen besser beurteilen zu können, wurden als Ausgangsmaterialen für die Streifen (001)-orientierte, kompressiv- oder tensil- sowie unverspannte GaMnAs-Schichten verwendet. Dabei ergab sich, dass der Beitrag zur Änderung der magnetischen Anisotropie, der durch die anisotrope Relaxation in den Strukturen verursacht wird, dominant ist und die Forma-

nisotropie überdeckt. Dies führt dazu, dass bei den tensil verspannten Strukturen mit Breiten unter 3 μm die magnetisch leichte Achse senkrecht zur Streifenrichtung in der Schichtebene liegt und nicht mehr senkrecht zur Probenoberfläche wie bei großflächigen Proben. Die quasi-unverspannte Probe zeigte keine signifikante Abhängigkeit der magnetischen Anisotropie von der Streifenbreite.
Die hier vorgestellten Ergebnisse können als Ausgangspunkt für zahlreiche weiterführende Arbeiten dienen. Die Methode der winkelabhängigen Magnetotransportmessungen stellt ein ideales Werkzeug dar, um die magnetische Anisotropie in kleinen Strukturen zu untersuchen, was mit anderen Methoden wie SQUID oder FMR nicht ohne weiteres möglich ist. Hier gilt es als nächstes, die in dieser Arbeit schon angedeutete Magnetfeldabhängigkeit der Widerstandsparameter genauer zu untersuchen. Auch sind Effekte, die auf den Einbau von Domänenwänden zurückzuführen sind, bisher nicht berücksichtigt. Auf der Grundlage hier erarbeiteten Kenntnisse über die Kontrolle der magnetischen Anisotropie in GaMnAs bieten sich Möglichkeiten, dieses „anisotropy engineering“ bei der Umsetzung funktionaler Strukturen einzusetzen. Beispielsweise lässt sich durch Mikro- und Nanostrukturierung die magnetische Anisotropie lokal modifizieren. So können Strukturen, bestehend aus aneinandergrenzenden Bereichen mit unterschiedlicher Lage der magnetisch leichten Achsen, erzeugt werden. Damit verbundene Widerstandsänderungen könnten für die Erstellung einfacher Speicher- oder Logikbausteine benutzt werden.
Die kommerzielle Anwendbarkeit von GaMnAs steht und fällt mit dem Erreichen von Raumtemperatur-Ferromagnetismus. Ob dieses Ziel jemals erreicht wird, ist ungewiss. Derzeit liegt die höchste berichtete Curie-Temperatur bei 180 K [Ole08], das ehemals prognostizierte Limit von 110 K [Yu03] ist somit weit überschritten, Hinweise auf eine fundamentale obere Grenze für T_C gibt es derzeit keine [Jun05]. Nun muss sich zeigen, wie sich die Wachstumsprozesse von GaMnAs noch weiter optimieren lassen, so dass höhere Mn-Konzentrationen und höhere Ladungsträgerdichten erzielt werden können, was gleichbedeutend ist mit höheren Werten für T_C. Es gibt jedoch neuerdings auch Konzepte, die nicht nur auf eine Erhöhung der Mn-Konzentration und der Ladungsträgerdichte beruhen, um eine ferromagnetische Kopplung bei Raumtemperatur zu erreichen. In einer kürzlich erschienen Veröffentlichung [Mac08] wurde eine dünne ferromagnetische Fe-Schicht direkt auf der GaMnAs-Schicht abgeschieden. So konnte eine magnetische Ordnung in GaMnAs induziert werden, die bis zur Raumtemperatur Bestand hat. Dies könnte einen neuen Weg darstellen, um DMS-basierte Bauteile herzustellen, die bei Raumtemperatur arbeiten.
Aber unabhängig von all diesen Entwicklungen stellt GaMnAs vor allem ein sehr leistungsfähiges Testsystem dar, um verschiedene Konzepte für spintronische Anwendungen zu entwickeln und zu erproben.

Anhang A

Probenübersicht

Kapitel 5

Probennummer	In-Gehalt (%)	Relaxationsgrad (%)	ε_{zz} (%)
B678	12.0	72	-0.38
B681	6.6	78	-0.16
B683	3.8	81	-0.04
B689	-	-	0.22
B702	10.1	80	-0.28
B708	3.8	78	0.07
B711	2.1	75	0.1
B713	5	83	-0.1
B716	-	-	0.22

Tabelle A.1: Die Schichtdicke bei dieser Probenserie Betrug 180 nm, die Mn-Konzentration ≈ 5 %.

Kapitel 6

Probennummer	Mn-Gehalt (%)	Probendicke (nm)
B514	4.2	180
B515	0	180
B516	4.9	180
B523	3.1	180
B525	2.3	180
B530	1.5	180
B535	0.8	180
B538	0.6	180
B541	0.45	180
B542	0	180
B533	4.9	40

Tabelle A.2: (001)- und (113)A-orientierte Proben mit Mn-Konzentrationen zwischen 0% und 4.9%. Zu der Probennummer B533 gehören 40 nm dicke, planare (001)- und (113)A-orientierte Referenzporben sowie die gleichzeitig gewachsene Probe auf strukturiertem Substrat.

Kapitel 7

Probennummer	In-Gehalt (%)	Relaxationsgrad (%)	ε_{zz} (%)
B726	3.7	84	0.004
B727	0	-	0.22
B730	6.4	77	-0.12

Tabelle A.3: Die Schichtdicke der Proben, die zur Herstellung der Streifenstrukturen verwendet wurden, betrug 40 nm. Die Mn-Konzentration lag für alle drei Proben bei $\approx 5\%$.

Abbildungsverzeichnis

2.1 Nichtprimitive Elementarzelle von GaAs: schwarze Kugeln stellen Ga dar, weiße Kugeln As. 5

2.2 Elementarzelle von GaMnAs: Ein Ga-Atom wurde durch ein Mn-Atom ersetzt, das hier rot gekennzeichnet ist. 6

2.3 Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage [Kli01] 8

2.4 MBE-Anlage vom Typ Riber 32 im Reinraum der Universität Ulm-West. 9

2.5 Einbau von Mangan auf einem Zwischengitterplatz. Links: Mn auf tetraedrischem Zwischengitterplatz in Ga-Umgebung (ein äquivalenter Zwischengitterplatz existiert auch in As-Umgebung) rechts: Mn auf hexagonalem Zwischengitterplatz 10

2.6 Tetragonal verzerrte Einheitszelle von GaMnAs. Mn_{Ga} und Mn_I sind rot eingezeichnet, As_{Ga} grün. 11

2.7 Magnetisierung M als Funktion der magnetischen Feldstärke H, die Kurve wird entlang der Pfeilrichtung durchlaufen. Gestrichelt eingezeichnet ist die Neukurve, die bei erstmaliger Magnetisierung der Probe durchlaufen wird. 13

2.8 Oszillatorisches Verhalten der Kopplungskonstante und Abfall mit $1/x^3$. 17

2.9 $\boldsymbol{M}$ im Koordinatensystem entlang der Kristallachsen. 20

2.10 Sphärische Polardiagramme der einzelnen Beiträge zu freier Energie und freier Enthalpie: (a) Intrinsische Beiträge $F_{M,\mathrm{int}}$ gemäß Gleichung 2.26, (b) Gesamte freie Energie $F_{M,\mathrm{tot}}$, (c) Freie Enthalpie G_M in Anwesenheit eines externen Magnetfelds $\boldsymbol{H}$. 24

2.11 Berechnete Valenzbandstrukturen in GaMnAs mit biaxialer kompressiver Verzerrung $\varepsilon_{zz} = 0.2\%$ bei Magnetisierung entlang der [100]-Richtung (links) und entlang der [001]-Richtung (rechts) für B_G = -23meV und $p = 3.5 \times 10^{20}$ cm^{-3} 26

2.12 Freie Energiedichte in GaMnAs für Magnetisierungsrichtung (a) in der Schichtebene und (b) in der (010)-Ebene. In Molekularfeldnäherung berechnete Werte sind durch Punkte dargestellt, die durchgezogene Linie ist die Anpassung an diese Werte mit der phänomenologischen Beschreibung nach Gleichung 2.26. Zwischen $B_{2\perp}$ und ε_{zz} ergab sich aus den Rechnungen ein linearer Zusammenhang (c). 28

3.1 Von der Kristallorientierung unabhängiges Koordinatensystem mit der Stromrichtung als Bezugsrichtung. 29

3.2 Relative Widerstandsänderung im Magnetfeld normiert auf den Widerstand bei Nullfeld für nichtmagnetische GaAs-Proben. Die gestrichelte Linie repräsentiert eine (mit Kohlenstoff p-dotierte) HT-GaAs-Probe, die durchgezogene eine (n-Typ hintergrunddotierte) LT-GaAs-Probe. 31

3.3 Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands einer (kompressiv verspannten) GaMnAs-Probe, die auf (001)-orientiertem Substrat gewachsen wurde. Das äußere Feld war entlang der [001]-Kristallrichtung orientiert. Für große Feldstärken dominiert der negative Magnetowiderstand, im Bereich um $B = 0$ T machen sich zusätzlich die magnetische Anisotropie und der anisotrope Magnetowiderstand bemerkbar. 32

3.4 Nicht-kristalliner Beitrag zum AMR als Funktion des Verhältnisses α der relativen Stärken von nichtmagnetischer und magnetischer Streuung. 34

3.5 Schematische Darstellung einer Probe mit Stromfluss in -x-Richtung und Magnetfeld entlang der z-Achse, die Hall-Spannung wird senkrecht zu Magnetfeld und Strom in y-Richtung gemessen. 36

3.6 Schematische Darstellung der asymmetrischen Streuung eines Elektrons in Anwesenheit von Spin-Bahn-Kopplung: a) skew scattering und b) side-jump scattering 38

3.7 Charakteristischer Verlauf des Hall-Widerstands einer GaMnAs-Probe 40

3.8 Hallbar mit Stromkontakten (1, 2) sowie den Abgriffen für longitudinalen (3, 5) und transversalen Widerstand (4, 5). Abweichend von den in dieser Arbeit verwendeten Hallbars weist die hier exemplarisch gezeigte Struktur lediglich eine Breite von etwa 170 μm auf. 41

3.9 Kontaktierte Hallbar auf Probensockel. 41

3.10 a) Schematische Schnittdarstellung des Kryostaten b) Aufnahme des Versuchsaufbaus. 42

3.11 Gemessene Rohdaten des Hall-Widerstand (gestrichelte Linie) sowie korrigierte Kurve (durchgezogene Linie) nach Beseitigung des Beitrags durch den Schichtwiderstand. 43
3.12 Bestimmung der Ladungsträgerdichte in der Probe B683: Messkurve und Anpassung nach Gleichung 3.27 44
3.13 Koordinatensystem mit den kubischen Achsen für (113)A-orientierte Proben mit Strom entlang der $[33\overline{2}]$-Kristallrichtung. 50
3.14 Links: Um zwei Achsen drehbarer Probenhalter mit darauf montierter Hallbar; rechts: Helium-Badkryostat mit Elektromagnet. Der Probenhalter befindet sich mittig zwischen den Polschuhen im Kryostat. 51
3.15 Winkelabhängige Magnetotransportmessungen an der (001)-orientierten, kompressiv verspannten Probe B716. 52
3.16 Widerstandsparameter ρ_4 und ρ_5, bestimmt aus Messungen bei Feldstärken $\mu_0 H$ zwischen 1 T und 7 T. 54

4.1 Verschiedene Wachstumsmodi bei heteroepitaktischem Schichtwachstum: a) pseudomorph verspannt, b) teilweise relaxiert und c) voll relaxiert. 56
4.2 Schematische Darstellung der Reflexion an parallelen Netzebenen in Schicht und Substrat bei symmetrischem Einfall. 57
4.3 Schematische Darstellung eines Röntgendiffraktometers. 58
4.4 $\omega - 2\theta$-Scan am symmetrischen (004)-Reflex im Bezugssystem der Probe mit dazu gehöriger Ewald-Konstruktion. Die beiden eingezeichneten Stellungen für Quelle und Detektor entsprechen der Reflexionsbedingung für Schicht und Substrat am selben Reflex, nach [Dre08]. 60
4.5 Schematische Darstellung des Ablaufs einer Messung bei Aufnahme einer reziproken Gitterkarte, nach [Dre08]. 60
4.6 Reziproke Gitterkarte um den (224)-Reflex einer GaMnAs/InGaAs/GaAs Heterostruktur. h und l sind Koordinaten im k-Raum in Einheiten der reziproken Gittervektoren des Substrats entlang [100] und [001]. 62

5.1 Abhängigkeit der Gitterkonstante von InGaAs vom In-Gehalt. Die horizontale gestrichelte Linie entspricht der relaxierten Gitterkonstanten von GaMnAs mit $\approx 5\%$ Mn. Die vertikale Linie markiert die In-Konzentration, bei der GaMnAs unverspannt auf InGaAs aufwächst. Entsprechend erhält man für größere In-Konzentrationen tensil verspanntes GaMnAs, für kleinere kompressiv verspanntes. . 66
5.2 Schematische Darstellung des Probenaufbaus einer GaMnAs-Schicht auf einem GaAs/InGaAs-Template 66
5.3 Relaxationsgrad in den InGaAs-Pufferschichten für Indiumkonzentrationen bis 13% 68

5.4 Laterale Gitterkonstante $a_{||}$ in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 13% 69
5.5 Verkippungswinkel der InGaAs-Pufferschicht hin zur [110]-Richtung 70
5.6 Vertikale Verzerrung ε_{zz} in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 12% 71
5.7 Relaxierte Gitterkonstante in ungetemperten und getemperten GaMnAs-Schichten auf GaAs/InGaAs-Templates mit Indiumkonzentrationen bis 12% 72
5.8 Löcherdichte und Curie-Temperatur für ungetemperte und getemperte Proben, aufgetragen über der Verzerrung. Wieder kennzeichnen die gefüllten Symbole ungetemperte Proben, die leeren getemperte. 73
5.9 Berechnete Gitterkonstanten für ungetemperte und getemperte Proben. Die roten Linien kennzeichnen die mit HRXRD experimentell bestimmten Mittelwerte für ungetemperte (durchgezogen) und getemperte (gestrichelt) Proben. 74
5.10 Gemessene Widerstandskurven ρ_{long} und ρ_{trans} sowie dazugehörige Anpassung für die nahezu unverspannte Probe B683 mit Strom entlang der [110]-Richtung (oben) und [100]-Richtung (unten) . . 76
5.11 Gemessene Widerstandskurven ρ_{long} und ρ_{trans} sowie dazugehörige Anpassung für die kompressiv verspannte Probe B716 (oben) und die tensil verspannte Probe B681 (unten) mit Strom entlang der [110]-Richtung 77
5.12 Werte der normierten Widerstandsparameter $\rho_1/\rho_0 - \rho_4/\rho_0$ in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} in (a) für $\boldsymbol{j}$ || [100] und in (b) für $\boldsymbol{j}$ || [110]. Die gestrichelte Linien markieren die Verzerrungsabhängigkeit von $\rho_2 + \rho_4$, die strichgepunkteten Linien stehen für $\rho_1 + \rho_3$. 79
5.13 Werte der normierten Widerstandsparameter $\rho_5/\rho_0 - \rho_8/\rho_0$ in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} für $\boldsymbol{j}$ || [100] und für $\boldsymbol{j}$ || [110]. 80
5.14 Werte der auf A normierten Entwicklungskoeffizienten in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz}. 81
5.15 Variation der Winkelabhängigkeit des normierten longitudinalen Widerstands mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} bei (a) Drehung des Magnetfelds in der (001)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110], (b) Drehung des Magnetfelds in der (100)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [100] und (c) Drehung des Magnetfelds in der (110)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110] [Lim08]. 82
5.16 Winkelabhängigkeit des normierten longitudinalen Widerstands bei Drehung des Magnetfelds in der (001)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [100], exemplarisch für drei verschiedene vertikale Verzerrungen ε_{zz}. 83

5.17 Variation der Winkelabhängigkeit des normierten transversalen Widerstands mit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} bei Drehung des Magnetfelds in der (110)-Ebene für $\boldsymbol{j}$ || [110] [Lim08]. 84
5.18 Uniaxialer out-of-plane Anisotropieparameter B_{001} in Abhängigkeit der vertikalen Verzerrung ε_{zz} 85
5.19 Intrinsischer out-of-plane Anisotropieparameter $B_{2\perp}$ normiert auf die Ladungsträgerdichte in Abhängigkeit von der vertikalen Verzerrung ε_{zz}. Schwarze, gefüllte Symbole kennzeichnen ungetemperte Proben und rote, offene Symbole die getemperten Proben. Die dazu jeweils dazu gehörigen Anpassungsgeraden sind in den entsprechenden Farben eingezeichnet. 86
5.20 Verzerrungsabhängigkeit des extrinsischen Anisotropieparameters $B_{\bar{1}10}$ für ungetemperte (gefüllte Symbole) und getemperte Proben (offene Symbole). 87
5.21 Verzerrungsabhängigkeit der intrinsischen Anisotropieparameter vierter Ordnung in plane ($B_{4||}$) und out-of-plane ($B_{4\perp}$) für ungetemperte (gefüllte Symbole) und getemperte Proben (offene Symbole). 88
5.22 $B_{4||}$ sowie $B_{001} + B_{\perp}$ für ungetemperte (a) und getemperte (b) Proben über ε_{zz} aufgetragen. 89
5.23 Verzerrungsabhängigkeit des intrinsischen Parameters zweiter Ordnung $B_{2\perp}$ normiert auf die Löcherdichte. Gefüllte Kreise kennzeichnen die experimentell bestimmten Werte für ungetemperte Proben, offene Kreise die Werte für die getemperten. Die Resultate der theoretischen Berechnungen sind als durchgezogene (ungetempert) beziehungsweise gepunktete Linie (getempert) eingezeichnet. . . . 90
5.24 Verlauf des longitudinalen Widerstands der kompressiv verspannten GaMnAs-Probe B689 bei Rotation des Magnetfelds in der (110)-Ebene für Temperaturen zwischen 5 K und 60 K und einer Magnetfeldstärke von $\mu_0 H = 1$ T. Aus den Anpassungen (durchgezogene Linien) wurden die Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 bestimmt. 91
5.25 Temperaturabhängigkeit der Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 normiert auf ρ_0. 92
5.26 Auf ρ_0 normierte Summe der Widerstandsparameter ρ_2 und ρ_4 im Temperaturbereich zwischen 5 K und 120 K. 93
5.27 Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$, $B_{4\perp}$ und B_{001} bei der kompressiv verspannten GaMnAs-Probe B689, gewachsen auf (001)-GaAs Substrat. 94
5.28 Temperaturabhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$ und B_{001} bei der quasi-unverspannten GaMnAs-Probe B683, gewachsen auf einem relaxierten InGaAs-Template. Wegen der näherungsweise kubischen Symmetrie der Einheitszelle muss hier $B_{4||} = B_{4\perp}$ gelten. 96

6.1 Bindungsverhältnisse auf (a) einer (001)A und (b) einer (113)A Oberfläche. Der Blick durch den Kristall erfolgt entlang der [1$\bar{1}$0]-Richtung. Die rote Linie markiert die (001)A- beziehungsweise die (113)A-Ebene, der Fluss der Konstituenten zur Wachstumsoberfläche ist durch den Pfeil gekennzeichnet. 97

6.2 Schematische Darstellung einer GaMnAs-Stegstruktur (113)A-Seitenfacetten 98

6.3 $\omega/2\theta$-Scans für die symmetrischen (004)- (113)-Reflexe an LT-GaAs (Punkte) und $Ga_{0.95}Mn_{0.05}As$ auf (001)- und (113)A-Substrat. . . 99

6.4 $\Delta d/d$ und relaxierte Gitterkonstante in Abhängigkeit der Mn-Konzentration für (001)- und (113)A-GaMnAs. Offene Symbole stellen Messwerte dar, die gefüllten berechnete Werte. Die viereckigen Symbole repräsentieren die gerechneten Werte für (113)A GaMnAs unter Verwendung der Gleichungen 6.3, 6.4 und 6.5 101

6.5 (a) Löcherdichten für getemperte (gefüllte Symbole) und ungetemperte Proben (offene Symbole) auf (001)- und (113)A Substraten. (b) Konzentrationen x_S, x_I und x_D, die aus den Messwerten für Ladungsträgerdichte und Gitterparameter bestimmt wurden. . . . 102

6.6 Abhängigkeit der Curie-Temperatur vom Mn-Gehalt für getempete und ungetemperte Proben auf (001)- und (113)A-Substraten. . . . 104

6.7 AFM-Aufnahme GaMnAs-Stegstruktur mit 1.4 μm breiten (113)A-Seitenfacetten und 1.5 μm breiter Oberseite. 106

6.8 (a) REM-Aufnahme eines Ausschnitss einer Hallbar mit einer Serie von Streifenstrukturen. Links ist die Kante der nach dem Überwachsen der Stege photolithographisch definierten Hallbar zu sehen. (b) Lichtmikroskopbild einer kompletten Hallbar mit unterschiedlich breiten Streifen oben und unten zwischen den Spannungsabgriffen 107

6.9 Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstands bei der Probe B533 für die planaren (001)- und (113)A-Referenzproben sowie für die strukturierte Probe mit ≈ 1.5 μm breiten Streifen. Die Werte für die (113)A-Probe sind mit 2 zu multiplizieren. 108

6.10 Orientierung von Stromfluss und äußerem Magnetfeld bei einer GaMnAs-Stegstruktur mit (113)A-Seitenfacetten 108

6.11 Magnetfeldabhängigkeit des longitudinalen Widerstands mit Magnetfeld entlang der [001]-Richtung bei der Probe B533 für (001)-, (113)A- und strukturierte GaMnAs-Schichten. 109

6.12 Winkelabhängige Magnetotransportmessungen an einer (001)-orientierten (oben) und einer (113)A-orientierten GaMnAs-Probe in den im Text beschriebenen Messkonfigurationen. 112

6.13 Drehung des Magnetfelds in der (113)A-Ebene 113

7.1 Schematische Darstellung der anisotropen Relaxation: a) In Streifen aus kompressiv verspanntem GaMnAs auf GaAs-Substrat; b) In Streifen aus tensilverspanntem GaMnAs auf relaxiertem InGaAs-Substrat. 116
7.2 Probenlayout mit Spannungsabgriffen (1, 2) und Stromkontakten (3, 4) 117
7.3 Schematische Darstellung der einzelnen Schritte des Lithographieprozesses: a) Elektronenstrahlschreiben, b) Entwickeln, c) Aufdampfen von Ti, d) Lift-off, e) Ätzen, f) Entfernen von Ti. 118
7.4 a) REM-Aufnahme eines 60 nm breiten Nanodrahts mit Abgriff zur Spannungsmessung. b) Aufsicht auf eine 3.2 μm breite Struktur mit Strom- und Spannungskontakten. 119
7.5 Drehungen mit Magnetfeld in der (001)-Ebene bei 0.11 T für unterschiedliche Stegbreiten. 121
7.6 Berechnete Werte für den Formanisotropieparameter B_{shape} zusammen mit den experimentell ermittelten Werten für B_{010} für die kompressiv verspannte GaMnAs-Schicht B727. 123
7.7 Rotationen. 124
7.8 Zusammenhang zwischen B_{010} und Strukturbreite für kompressiv-tensil- und unverspannte Proben. 125
7.9 Zusammenhang zwischen $B_{4||}$ und der Strukturbreite für die kompressiv-, tensil-, und unverspannte Probe. 126
7.10 Zusammenhang zwischen B_{001} und Strukturbreite für die kompressiv-, tensil-, und unverspannte Probe. 126
7.11 Abhängigkeit der Anisotropieparameter $B_{4||}$, $B_{4||} + B_{010}$ und $B_{4\perp} + B_{001}$ von der Strukturbreite bei der tensil verspannten Probe B730. 128
7.12 Sphärische Polardiagramme der freien Energie für verschiedene Streifenbreiten. Dargestellt sind die Ergebnisse für Strukturen (a) aus kompressiv und (b) aus tensil verspanntem GaMnAs 129
7.13 Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang [010], [100] und [001] bei unverspannten Streifen. 130
7.14 Links: Schematische Darstellung des Verlaufs der Magnetisierung für den Fall, dass ein variables äußeres Feld $\boldsymbol{B}$ entlang einer magnetisch harten Achse angelegt wird. Rechts: Magnetfeldabhängigkeit von ρ_{long} bei dieser Messung. 131
7.15 Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang der [100]- und [010]-Kristallrichtungen bei der kompressiv verspannten Probe für drei verschiedene Stegbreiten. 132
7.16 Magnetfeldabhängige Messungen mit Feld entlang [010], [100] und [001] tensil. 133

Literaturverzeichnis

[Abr79] E. Abrahams; P. W. Anderson; D. C. Licciardello; und T. V. Ramakrishnan: "Scaling theory of localization: Absence of quantum diffusion in two dimensions". In: *Physical Review Letters*, 42 (1979), S. 673–676.

[Aha98] A. Aharoni: "Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms". In: *Journal of Applied Physics*, 83 (1998), S. 3432.

[Ast05] G. V. Astakhov; A. V. Kimel; G. M. Schott; A. A. Tsvetkov; A. Kirilyuk; D. R. Yakovlev; G. Karczewski; W. Ossau; G. Schmidt; L. W. Molenkamp; und T. Rasing: "Magnetization manipulation in (Ga,Mn)As by subpicosecond optical excitation". In: *Applied Physics Letters*, 86 (2005), 152506.

[Avr05] V. Avrutin; D. Humienik; S. Frank; A. Koeder; W. Schoch; W. Limmer; R. Sauer; und A. Waag: "Growth of GaMnAs under near-stoichiometric conditions". In: *Journal of Applied Physics*, 98 (2005), 023909.

[Bai88] M. N. Baibich; J. M. Broto; A. Fert; F. N. Van Dau; F. Petroff; P. Etienne; G. Creuzet; A. Friederich; und J. Chazelas: "Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices". In: *Physical Review Letters*, 61 (1988), S. 2472–2475.

[Ber84] G. Bergmann: "Weak localization in thin films: A time-of-flight experiment with conduction electrons". In: *Physics Reports*, 107 (1984), S. 1–58.

[Bha99] A. K. Bhattacharjee und C. B. . la Guillaume: "Model for the Mn acceptor in GaAs". In: *Solid State Communications*, 113 (1999), S. 17–21.

[Bih08] C. Bihler; M. Althammer; A. Brandlmaier; S. Geprags; M. Weiler; M. Opel; W. Schoch; W. Limmer; R. Gross; M. S. Brandt; und S. T. B. Goennenwein: "$Ga_{1-x}Mn_xAs$/piezoelectric actuator hybrids: A model system for magnetoelastic magnetization

manipulation". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 78 (2008), 045203.

[Blü99] S. Blügel: "Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion (theorie)". Schriften des Forschungszentrums Jülich, Jülich (1999).

[Boe96] J. D. Boeck; R. Oesterholt; A. V. Esch; H. Bender; C. Bruynseraede; C. V. Hoof; und G. Borghs: "Nanometer-scale magnetic MnAs particles in GaAs grown by molecular beam epitaxy". In: *Applied Physics Letters*, 68 (1996), S. 2744–2746.

[Bou02] G. Bouzerar und T. P. Pareek: "Carrier-induced ferromagnetism in diluted magnetic semiconductors". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 65 (2002), S. 153203.

[ć04] P. M. Krstajić; F. M. Peeters; V. A. Ivanov; V. Fleurov; und K. Kikoin: "Double-exchange mechanisms for Mn-doped III-V ferromagnetic semiconductors". In: *Physical Review B*, 70 (2004), S. 195215.

[Che95] T. M. Cheng; C. Y. Chang; und J. H. Huang: "Substrate orientation dependence of low-temperature GaAs grown by molecular beam epitaxy". In: *Applied Physics Letters*, 66 (1995), S. 55.

[Dae06] J. Daeubler; M. Glunk; W. Schoch; W. Limmer; und R. Sauer: "Lattice parameter and hole density of (Ga,Mn)As on GaAs(311)A". In: *Applied Physics Letters*, 88 (2006), 051904.

[Dae08] J. Daeubler; S. Schwaiger; M. Glunk; M. Tabor; W. Schoch; R. Sauer; und W. Limmer: "GaMnAs on InGaAs templates: Influence of strain on the electronic and magnetic properties". In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 40 (2008), S. 1876–1878.

[DeS82] D. DeSimone; C. E. C. Wood; und J. C. A. Evans: "Manganese incorporation behavior in molecular beam epitaxial gallium arsenide". In: *Journal of Applied Physics*, 53 (1982), S. 4938–4942.

[Die00] T. Dietl; H. Ohno; F. Matsukura; J. Cibert; und D. Ferrand: "Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors". In: *Science*, 287 (2000), S. 1019–1022.

[Dör38] W. Döring: "Die Abhängigkeit des Widerstandes von Nickelkristallen von der Richtung der spontanen Magnetisierung". In: *Annalen der Physik*, 424 (1938), S. 259–276.

[Dre08] L. Dreher: "(Ga,Mn)As auf hochindizierten Substraten". Diplomarbeit, Universität Ulm (2008).

[Däu05] J. Däubler: "Strukturierung und Charakterisierung von $Ga_{1-x}Mn_{1-x}As$-Schichten". Diplomarbeit, Universität Ulm (2005).

[Edm04] K. W. Edmonds; P. Boguslawski; K. Y. Wang; R. P. Campion; S. N. Novikov; N. R. S. Farley; B. L. Gallagher; C. T. Foxon; M. Sawicki; T. Dietl; M. B. Nardelli; und J. Bernholc: "Mn interstitial diffusion in GaMnAs". In: *Physical Review Letters*, 92 (2004), 037201.

[Fal07] F. Falk: "Elastizitätstheorie und Defekte in Kristallen". Skript, Universität Jena (2007).

[Fig07] T. Figielski; T. Wosinski; A. Morawski; A. Makosa; J. Wrobel; und J. Sadowski: "Remnant magnetoresistance in ferromagnetic (Ga,Mn)As nanostructures". In: *Applied Physics Letters*, 90 (2007), 052108.

[Fit92] E. A. Fitzgerald: "Lattice mismatch and dislocations in InGaAs/GaAs strained heterostructures". In: emis Datareviews Series No. 8: Properties of lattice-matched and strained IndiumGalliumArsenide. Inspec (1992).

[Glu09a] M. Glunk: "Magnetotransport in GaMnAs". Dissertation, Universität Ulm (2009).

[Glu09b] M. Glunk; J. Daeubler; L. Dreher; S. Schwaiger; W. Schoch; R. Sauer; W. Limmer; A. Brandlmaier; S. T. B. Goennenwein; C. Bihler; und M. S. Brandt: "Magnetic anisotropy in (ga,mn)as: Influence of epitaxial strain and hole concentration". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 79 (2009), 195206.

[Gor01] R. P. van Gorkom; J. Caro; T. M. Klapwijk; und S. Radelaar: "Temperature and angular dependence of the anisotropic magnetoresistance in epitaxial Fe films". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 63 (2001), S. 134432.

[Gou06] C. Gould; K. Pappert; C. Rüster; R. Giraud; T. Borzenko; G. M. Schott; K. Brunner; G. Schmidt; und L. W. Molenkamp: "Current assisted magnetization switching in (Ga,Mn)As nanodevices". In: *Japanese Journal of Applied Physics*, 45 (2006), S. 3860–3862.

[Gou07] C. Gould; K. Pappert; G. Schmidt; und L. Molenkamp: "Magnetic anisotropies and (Ga,Mn)As-based spintronic devices". In: *Advanced Materials*, 19 (2007), S. 323–340.

[Gro04] R. Gross: "Spinelektronik". Skript, TU München (2004).

[Gru89] M. Grundmann; U. Lienert; D. Bimberg; A. Fischer-Colbrie; und J. N. Miller: "Anisotropic and inhomogeneous strain relaxation in pseudomorphic $In_{0.23}Ga_{0.77}As$/GaAs quantum wells". In: *Applied Physics Letters*, 55 (1989), S. 1765–1767.

[Hag97] S. O. Hagan und M. Missous: "The effect of substrate orientation on the properties of low temperature molecular beam epitaxial GaAs". In: *Journal of Applied Physics*, 82 (1997), S. 2400.

[Ham03] K. Hamaya; R. Moriya; A. Oiwa; T. Taniyama; Y. Kitamoto; und H. Munekata: "Control of magnetic anisotropy and magnetotransport in epitaxial micropatterned GaMnAs wire structures". In: *IEEE Transactions on Metals*, 39 (2003), S. 2785.

[Ham04] K. Hamaya; R. Moriya; A. Oiwa; T. Taniyama; Y. Kitamoto; Y. Yamazaki; und H. Munekata: "Contribution of shape anisotropy to the magnetic configuration of (Ga,Mn)As". In: *Japanese Journal of Applied Physics*, 43 (2004), S. L306.

[Ham05] K. Hamaya; T. Taniyama; Y. Kitamoto; T. Fujii; und Y. Yamazaki: "Mixed magnetic phases in (Ga,Mn)As epilayers". In: *Physical Review Letters*, 94 (2005), 147203.

[Ham06a] K. Hamaya; T. Koike; T. Taniyama; T. Fujii; Y. Kitamoto; und Y. Yamazaki: "Dynamic relaxation of magnetic clusters in a ferromagnetic (Ga,Mn)As epilayer". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 73 (2006), 155204.

[Ham06b] K. Hamaya; T. Watanabe; T. Taniyama; A. Oiwa; Y. Kitamoto; und Y. Yamazaki: "Magnetic anisotropy switching in (Ga,Mn)As with increasing hole concentration". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 74 (2006), 045201.

[Har89] J. C. Harmand; T. Matsuno; und K. Inoue: "Lattice-mismatched growth and transport properties of InAlAs/InGaAs heterostructures on gaas substrates". In: *Japanese Journal of Applied Physics*, 28 (1989), S. L1101.

[Ile75] M. Ilegems; R. Dingle; und L. W. Rupp: "Optical and electrical properties of Mn-doped GaAs grown by molecular-beam epitaxy". In: *Journal of Applied Physics*, 46 (1975), S. 3059–3065.

[Iye99] Y. Iye; A. Oiwa; A. Endo; S. Katsumoto; F. Matsakura; A. Shen; H. Ohno; und H. Munekata: "Metal-insulator transition and magnetotransport in III-V compound diluted magnetic semiconductors". In: *Mater Sci. Eng. B*, 63 (1999), S. 88.

[Jun02] T. Jungwirth; M. Abolfath; J. Sinova; J. Kučera; und A. H. MacDonald: "Boltzmann theory of engineered anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As". In: *Applied Physics Letters*, 81 (2002), S. 4029–4031.

[Jun05] T. Jungwirth; K. Y. Wang; J. Mašek; K. W. Edmonds; J. König; J. Sinova; M. Polini; N. A. Goncharuk; A. H. MacDonald; M. Sawicki; A. W. Rushforth; R. P. Campion; L. X. Zhao; C. T. Foxon; und B. L. Gallagher: "Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 72 (2005), 165204.

[Jun06] T. Jungwirth; J. Sinova; J. Mašek; J. Kučera; und A. H. MacDonald: "Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors". In: *Reviews of Modern Physics*, 78 (2006), 809.

[Kam89] M. Kaminska; Z. Liliental-Weber; E. R. Weber; T. George; J. B. Kortright; F. W. Smith; B.-Y. Tsaur; und A. R. Calawa: "Structural properties of As-rich GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures". In: *Applied Physics Letters*, 54 (1989), S. 1881–1883.

[KK04] I. Kuryliszyn-Kudelska; J. Z. Domagala; T. Wojtowicz; X. Liu; E. Lusakowska; W. Dobrowolski; und J. K. Furdyna: "Effect of Mn interstitials on the lattice parameter of $Ga_{1-x}Mn_xfAs$". In: *Journal of Applied Physics*, 95 (2004), S. 603–608.

[Kli01] R. Kling: "Herstellung und Charakterisierung von manganhaltigen III-V halbleitern". Dissertation, Universität Ulm (2001).

[L.B70] L.Berger: "Side-jump mechanism for the hall effect of ferromagnets". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 2 (1970), S. 4559.

[Lee07] S. Lee; D. Y. Shin; S. J. Chung; X. Liu; und J. K. Furdyna: "Tunable quaternary states in ferromagnetic semiconductor GaMnAs single layer for memory devices". In: *Applied Physics Letters*, 90 (2007), 152113.

[Lim05] W. Limmer; A. Koeder; S. Frank; V. Avrutin; W. Schoch; R. Sauer; K. Zuern; J. Eisenmenger; P. Ziemann; E. Peiner; und A. Waag: "Effect of annealing on the depth profile of hole concentration in GaMnAs". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 71 (2005), 205213.

[Lim06a] W. L. Lim; X. Liu; K. Dziatkowski; Z. Ge; S. Shen; J. K. Furdyna; und M. Dobrowolska: "Investigation of magnetocrystalline anisotropy by planar hall effect in GaMnAs epilayers grown on vicinal GaAs substrates". In: , 99 (2006), 08D505.

[Lim06b] W. Limmer; M. Glunk; J. Daeubler; T. Hummel; W. Schoch; R. Sauer; C. Bihler; H. Huebl; M. S. Brandt; und S. T. B. Goennenwein: "Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (113)A-oriented GaMnAs". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 74 (2006), 205205.

[Lim08] W. Limmer; J. Daeubler; L. Dreher; M. Glunk; W. Schoch; S. Schwaiger; und R. Sauer: "Advanced resistivity model for arbitrary magnetization orientation applied to a series of compressive- to tensile-strained GaMnAs layers". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 77 (2008), 205210.

[Liu06] X. Liu und J. K. Furdyna: "Ferromagnetic resonance in GaMnAs dilute magnetic semiconductors". In: *Journal of Physics: Condensed Matter*, 18 (2006), S. R245–R279.

[Liu07] X. Liu; Y. Y. Zhou; und J. K. Furdyna: "Angular dependence of spin-wave resonances and surface spin pinning in ferromagnetic (Ga,Mn)As films". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 75 (2007), 195220.

[Lut55] J. M. Luttinger und W. Kohn: "Motion of electrons and holes in perturbed periodic fields". In: *Phys. Rev.*, 97 (1955), S. 869–883.

[Mac08] F. Maccherozzi; M. Sperl; G. Panaccione; J. Minár; S. Polesya; H. Ebert; U. Wurstbauer; M. Hochstrasser; G. Rossi; G. Woltersdorf; W. Wegscheider; und C. H. Back: "Evidence for a magnetic proximity effect up to room temperature at Fe/(Ga,Mn)As interfaces". In: *Physical Review Letters*, 101 (2008), 267201.

[MAH89] H. S. M. A. Herman: "Molecular Beam Epitaxy". Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1989).

[Mas03] J. Masek; J. Kudrnovsky; und F. Maca: "Lattice constant in diluted magnetic semiconductors GaMnAs". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 67 (2003), 153203.

[Mat98] F. Matsukura; H. Ohno; A. Shen; und Y. Sugawara: "Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 57 (1998), S. R2037–R2040.

[Moo65] G. E. Moore: "Cramming more components onto integrated circuits". In: *Electronics*, 38 (1965), S. 114.

[Mun89] H. Munekata; H. Ohno; S. von Molnar; A. Segmüller; L. L. Chang; und L. Esaki: "Diluted magnetic III-V semiconductors". In: *Physical Review Letters*, 63 (1989), S. 1849.

[Nol86] W. Nolting: "Quantentheorie des Magnetismus 1". Teubner Studienbücher (1986).

[NWA76] N. D. M. Neil W. Ashcroft: "Solid State Physics". Harcourt College Publishers (1976).

[Ohn96] H. Ohno; A. Shen; F. Matsukura; A. Oiwa; A. Endo; S. Katsumoto; und Y. Iye: "GaMnAs: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs". In: *Applied Physics Letters*, 69 (1996), S. 363–365.

[Ohn99] H. Ohno: "Properties of ferromagnetic III-V semiconductors". In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200 (1999), S. 110.

[Oka98] J. Okabayashi; A. Kimura; O. Rader; T. Mizokawa; A. Fujimori; T. Hayashi; und M. Tanaka: "Core-level photoemission study of $Ga_{1-x}Mn_xAs$". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 58 (1998), S. R4211–R4214.

[Ole08] K. Olejník; M. H. S. Owen; V. Novák; J. Mašek; A. C. Irvine; J. Wunderlich; und T. Jungwirth: "Enhanced annealing, high Curie temperature, and low-voltage gating in (Ga,Mn)As: A surface oxide control study". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 78 (2008), 054403.

[Omi01] T. Omiya; F. Matsukura; A. Shen; Y. Ohno; und H. Ohno: "Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As grown on GaAs (411)A substrates". In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 10 (2001), S. 206–209.

[Pap07] K. Pappert; S. Hümpfner; C. Gould; J. Wenisch; K. Brunner; G. Schmidt; und L. W. Molenkamp: "A non-volatile-memory device on the basis of engineered anisotropies in (Ga,Mn)As". In: *Nature Physics*, 3 (2007), S. 573–578.

[Pot01] S. J. Potashnik; K. C. Ku; S. H. Chun; J. J. Berry; N. Samarth; und P. Schiffer: "Effects of annealing time on defect-controlled ferromagnetism in $Ga_{1-x}Mn_xAs$". In: *Applied Physics Letters*, 79 (2001), S. 1495–1497.

[Rud54] M. A. Ruderman und C. Kittel: "Indirekt exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons". In: *Physical Review*, 96 (1954), S. 99.

[Rus] A. Rushforth; K. Výborný; C. King; K. Edmonds; R. Campion; C. Foxon; J. Wunderlich; A. Irvine; V. Novák; K. Olejník; A. Kovalev; J. Sinova; T. Jungwirth; und B. Gallagher: "The origin and control of the sources of amr in (Ga,Mn)As devices". In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, In Press, Corrected Proof.

[Rus07] A. W. Rushforth; K. Vyborny; C. S. King; K. W. Edmonds; R. P. Campion; C. T. Foxon; J. Wunderlich; A. C. Irvine; P. Vasek; V. Novak; K. Olejnik; J. Sinova; T. Jungwirth; und B. L. Gallagher: "Anisotropic magnetoresistance components in (Ga,Mn)As". In: *Physical Review Letters*, 99 (2007), 147207.

[ś90] J. Barnaś; A. Fuss; R. E. Camley; P. Grünberg; und W. Zinn: "Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 42 (1990), S. 8110–8120.

[Saw04] M. Sawicki; F. Matsukura; A. Idziaszek; T. Dietl; G. M. Schott; C. Ruester; C. Gould; G. Karczewski; G. Schmidt; und L. W. Molenkamp: "Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 70 (2004), S. 245325.

[Saw05] M. Sawicki; K.-Y. Wang; K. W. Edmonds; R. P. Campion; C. R. Staddon; N. R. S. Farley; C. T. Foxon; E. Papis; E. Kaminska; A. Piotrowska; T. Dietl; und B. L. Gallagher: "In-plane uniaxial anisotropy rotations in (Ga,Mn)As thin films". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 71 (2005), 121302.

[Sch07] S. Schwaiger: "Zusammenhang zwischen magnetischer Anisotropie und Verzerrung in GaMnAs". Diplomarbeit, Universität Ulm (2007).

[Shi07] D. Y. Shin; S. J. Chung; S. Lee; X. Liu; und J. K. Furdyna: "Temperature dependence of magnetic anisotropy in ferromagnetic (Ga,Mn)As films: Investigation by the planar hall effect". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 76 (2007), 035327.

[Sø02] B. S. Sørensen; J. Sadowski; S. E. Andresen; und P. E. Lindelof: "Dependence of Curie temperature on the thickness of epitaxial (Ga,Mn)As film". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 66 (2002), S. 233313.

[Sta01] T. E. M. Staab; R. M. Nieminen; J. Gebauer; R. Krause-Rehberg; M. Luysberg; M. Haugk; und T. Frauenheim: "Do arsenic interstitials really exist in As-rich GaAs?" In: *Physical Review Letters*, 87 (2001), S. 045504.

[TD97] A. H. T. Dietl und Y. M. d´Aubigne: "Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 55 (1997), S. 3347.

[TD01] H. O. T. Dietl und F. Matsakura: "Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 63 (2001), S. 195205.

[The06] L. Thevenard; L. Largeau; O. Mauguin; G. Patriarche; A. Lemaitre; N. Vernier; und J. Ferre: "Magnetic properties and domain structure of (Ga,Mn)As films with perpendicular anisotropy". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 73 (2006), 195331.

[Tho57] W. Thomson: "On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron". In: *Proc. Roy. Soc*, 8 (1857), S. 546.

[Veg21] L. Vegard: "Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome". In: *Zeitschrift für Physik A*, 5 (1921), S. 17.

[Vur01] I. Vurgaftman; J. R. Meyer; und L. R. Ram-Mohan: "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys". In: *Journal of Applied Physics*, 89 (2001), S. 5815–5875.

[Wan05a] K. Y. Wang; K. W. Edmonds; R. P. Campion; L. X. Zhao; C. T. Foxon; und B. L. Gallagher: "Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 72 (2005), 085201.

[Wan05b] K. Y. Wang; K. W. Edmonds; L. X. Zhao; M. Sawicki; R. P. Campion; B. L. Gallagher; und C. T. Foxon: "(Ga,Mn)As grown on (311) GaAs substrates: Modified Mn incorporation and magnetic anisotropies". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 72 (2005), 115207.

[Wan07] D. M. Wang; Y. H. Ren; X. Liu; J. K. Furdyna; M. Grimsditch; und R. Merlin: "Light-induced magnetic precession in (Ga,Mn)As slabs: Hybrid standing-wave Damon-Eshbach modes". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 75 (2007), 233308.

[Wel03] U. Welp; V. K. Vlasko-Vlasov; X. Liu; J. K. Furdyna; und T. Wojtowicz: "Magnetic domain structure and magnetic anisotropy in $Ga_{1-x}Mn_xAs$". In: *Physical Review Letters*, 90 (2003), S. 167206.

[Wen07] J. Wenisch; C. Gould; L. Ebel; J. Storz; K. Pappert; M. J. Schmidt; C. Kumpf; G. Schmidt; K. Brunner; und L. W. Molenkamp: "Control of magnetic anisotropy in GaMnAs by lithography-induced strain relaxation". In: *Physical Review Letters*, 99 (2007), 077201.

[Wol01] S. A. Wolf; D. D. Awschalom; R. A. Buhrman; J. M. Daughton; S. von Molnar; M. L. Roukes; A. Y. Chtchelkanova; und D. M. Treger: "Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future". In: *Science*, 294 (2001), S. 1488–1495.

[Yu02] K. M. Yu; W. Walukiewicz; T. Wojtowicz; I. Kuryliszyn; X. Liu; Y. Sasaki; und J. K. Furdyna: "Effect of the location of Mn sites in ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$ on its Curie temperature". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 65 (2002), 201303.

[Yu03] K. M. Yu; W. Walukiewicz; T. Wojtowicz; W. L. Lim; X. Liu; U. Bindley; M. Dobrowolska; und J. K. Furdyna: "Curie temperature limit in ferromagnetic $Ga_{1-x}Mn_xAs$". In: *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 68 (2003), S. 041308.

[Zen51a] C. Zener: "Interaction between the d shells in the transition metals". In: *Phys. Rev.*, 81 (1951), S. 440–444.

[Zen51b] C. Zener: “Interaction between the *d*-shells in the transition metals Ii. Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure”. In: *Phys. Rev.*, 82 (1951), S. 403–405.

[Zha05] L. X. Zhao; C. R. Staddon; K. Y. Wang; K. W. Edmonds; R. P. Campion; B. L. Gallagher; und C. T. Foxon: “Intrinsic and extrinsic contributions to the lattice parameter of GaMnAs”. In: *Applied Physics Letters*, 86 (2005), 071902.

Danksagung

An dieser Stelle ist es mein aufrichtiges Anliegen, mich bei all denen zu bedanken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Rolf Sauer danke ich herzlich für die Möglichkeit, meine Arbeit an seinem Institut anfertigen zu dürfen, nicht zuletzt aber auch für seinen unermüdlichen Einsatz bei wissenschaftlichen und vielerlei anderen Angelegenheiten.
Herrn Prof. Dr. Joachim Ankerhold möchte ich für die freundliche Bereitschaft, das Zweitgutachten zu übernehmen, danken.
Mein besonderer Dank gilt meinem Betreuer, Herrn Dr. Wolfgang Limmer. Durch seinen bemerkenswerten persönlichen Einsatz und seine vorausschauende Denkweise wurden die Erfolge, die die GaMnAs-Gruppe erzielen konnte, erst möglich. Er hat es immer verstanden, die Arbeit der gesamten Gruppe in die richtige Richtung zu lenken und ein sehr angenehmes, motivierendes Arbeitsklima zu schaffen. Durch seine wirklich exzellente Betreuung hat er maßgeblich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.
An dieser Stelle sei auch Herrn Dr. Wladimir Schoch gedankt, der die GaMnAs-Proben für unsere Gruppe gewachsen hat und durch seine Begeisterung und sein Engagement oftmals für neue Impulse und Denkanstöße gesorgt hat. Auch die gemeinsamen Tagungsbesuche (inklusive Verfolgungsjagd durch die Gassen von Genua) werde ich immer in positiver Erinnerung behalten.
Danken möchte ich auch meinen Kollegen aus der GaMnAs-Gruppe, Michael Glunk und Lukas Dreher. Die Zusammenarbeit war mir stets eine Freude und auch darüber hinaus war der persönliche Umgang immer äußerst unterhaltsam und erfrischend. An dieser Stelle seien auch die ehemaligen Mitglieder der GaMnAs-Gruppe, Thomas Hummel, Matthias Tabor und Stephan Schwaiger, erwähnt, die im Laufe der Zeit in der Form von Diskussionen, Röntgen- oder Magnetotransportmessungen zu dieser Arbeit beigetragen haben.
Bei Dr. Sebastian Gönnenwein, Matthias Althammer sowie Andreas Brandlmaier vom Walther-Meißner-Institut der TU München möchste ich mich für die Möglichkeit bedanken, dort temperaturabhängige Magnetotransportmessungen durchführen zu dürfen. Außerdem wurden die in diese Arbeit eingeflossenen SQUID-Messungen dort durchgeführt.
Yakiv Men danke ich als Geräteverantwortlichen des Elektronenstrahlschreibers für das Erstellen der hier verwendeten Lithographiemasken und Strukturen.
Ein ganz besonderes Dankeschön gilt auch Kurt Schwarz, der bei sämtlichen technischen und mechanischen Problemen stets zur Stelle war. Auch unsere Sekretärin Petra Silber, die bei der Überwindung organisatorischer und bürokratischer Hürden stets behilflich war, möchte ich an dieser Stelle danken.

Martin Feneberg danke ich für vier sehr angenehme Jahre im gemeinsamen Büro und die zahlreichen Diskussionen über physikalische Themen und auch darüber hinaus.
Eine großes Dankeschön auch an die übrigen Kollegen aus der Halbleiterphysik: Andreas Ladenburger, Günter Prinz, Anton Reiser, Martin Schirra und Conrad Wolf. Durch das ausgesprochen freundschaftliche Klima war das Institut weitaus mehr als nur Arbeitsplatz.
Meinen Studienkollegen Holger Janzer und Michael Eckart möchte ich an dieser Stelle für eine unvergessliche Studienzeit und das gemeinsame bewältigen unzähliger Übungen, Seminare und Praktikumsversuche danken.
Der Rückhalt meiner Familie hat mir Studium und Promotion erst ermöglicht, vielen Dank dafür.
Und nicht zuletzt möchte ich natürlich besonders meiner Freundin Patricia danken für ihr Verständnis, ihre Unterstützung und dafür, dass sie immer zu mir gehalten hat.

Veröffentlichungen

Lattice parameter and hole density of (Ga,Mn)As on GaAs(311)A

J. Daeubler, M. Glunk, W. Schoch, W. Limmer, and R. Sauer
Applied Physics Letters 88, 051904 (2006)

Angle-dependent magnetotransport in cubic and tetragonal ferromagnets: Application to (001)- and (113)A-oriented (Ga,Mn)As

W. Limmer, M. Glunk, J. Daeubler, T. Hummel, W. Schoch, R. Sauer, C. Bihler, H. Huebl, M.S. Brandt, and S.T.B. Goennenwein
Physical Review B 74, 205205 (2006)

Magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As on GaAs(113)A studied by magnetotransport and ferromagnetic resonance

W. Limmer, M. Glunk, J. Daeubler, T. Hummel, W. Schoch, C. Bihler, H. Huebl, M.S. Brandt, S.T.B. Goennenwein, and R. Sauer
Microelectronics Journal 37, 1490 (2006)

(Ga,Mn)As on patterned GaAs(001) substrates: Growth and magnetotransport

W. Limmer, J. Daeubler, M. Glunk, T. Hummel, W. Schoch, and R. Sauer
Microelectronics Journal 37, 1535 (2006)

Magnetic anisotropy and magnetization switching in ferromagnetic GaMnAs

W. Limmer, J. Daeubler, M. Glunk, T. Hummel, W. Schoch, S. Schwaiger, M. Tabor, and R. Sauer
Advances in Solid State Physics, edited by R. Haug, Springer, Berlin and Heidelberg, Vol. 47, 91 (2008)

Advanced resistivity model for arbitrary magnetization orientation applied to a series of compressive- to tensile-strained (Ga,Mn)As layers

W. Limmer, J. Daeubler, L. Dreher, M. Glunk, W. Schoch, S. Schwaiger, and R. Sauer
Physical Review B 77, 205210 (2008)

GaMnAs on InGaAs templates: Influence of strain on the electronic and magnetic properties

J. Daeubler, S. Schwaiger, M. Glunk, M. Tabor, W. Schoch, R. Sauer, and W. Limmer
Physica E 40, 1876 (2008)

Magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As: Influence of epitaxial strain and hole concentration

M. Glunk, J. Daeubler, L. Dreher, S. Schwaiger, W. Schoch, R. Sauer, A. Brandlmaier, S. T. B. Goennenwein, C. Bihler, M. S. Brandt, and W. Limmer
Physical Review B 79, 195206 (2009)

Scaling relation of the anomalous Hall effect in (Ga,Mn)As

M. Glunk, J. Daeubler, W. Schoch, R. Sauer, and W. Limmer
Physical Review B 80, 125204 (2009)

Konferenzbeiträge

(Ga,Mn)As on patterned GaAs(001) substrates: Growth and magnetotransport

W. Limmer, J. Daeubler, M. Glunk, T. Hummel, W. Schoch, and R. Sauer
6th International Workshop on Epitaxial Semiconductors on Patterned Substrates and Novel Index Surfaces (ESPS-NIS)
Nottingham, England (2006)

Lattice parameter and hole density of (Ga,Mn)As on GaAs(311)A

J. Daeubler, M. Glunk, W. Schoch, W. Limmer, and R. Sauer
DPG Frühjahrstagung
Dresden (2006)

GaMnAs on patterned GaAs(001) substrates: Growth and magnetotransport

Joachim Daeubler, Michael Glunk, Thomas Hummel, Wladimir Schoch, Wolfgang Limmer, and Rolf Sauer
DPG Frühjahrstagung
Regensburg (2007)

GaMnAs on InGaAs templates: Influence of strain on the electronic and magnetic properties

J. Daeubler, S. Schwaiger, M. Glunk, M. Tabor, W. Schoch, R. Sauer, and W. Limmer
13th International Conference on Modulated Semiconductor Structures (MSS-13)
Genua, Italien (2007)

Strain-dependent magnetic anisotropy in GaMnAs on InGaAs templates

J. Daeubler, M. Glunk, L. Dreher, S. Schwaiger, W. Schoch, R. Sauer, and W. Limmer

DPG Frühjahrstagung
Berlin (2008)

Summary and conclusion

GaMnAs belongs to the group of so-called dilute magnetic semiconductors (DMS). In GaMnAs, Mn is incorporated on Ga lattice sites, where it acts as a single acceptor and in addition introduces a magnetic moment. A ferromagnetic coupling between the S=5/2 Mn spins in GaMnAs is mediated by itinerant holes, up to now Curie temperatures as high as 180 K have been reported. GaMnAs shows a pronounced magnetic anisotropy (MA) and striking anisotropic magneto-resistance (AMR) effects reflecting the complex anisotropy of the valence band. These properties allow the realization of new types of devices like non-volatile memories or field-sensitive devices. In contrast to metallic ferromagnets, the magnetic properties of DMS can be controlled to a great extent by doping, material composition and strain. Therefore, detailed knowledge of factors affecting the magnetic anisotropy in GaMnAs plays a key role for potential spintronic applications.

The goal of the present work was the detailed investigation of the impact of parameters like vertical strain, hole concentration, substrate orientation and patterning on the MA in GaMnAs. At first a method is introduced enabling us to determine the MA from angle-dependent magnetotransport measurements. This method is based on analytical expressions describing the dependence of the longitudinal and transverse resistivities on the orientation of the magnetization. For this purpose a series expansion of the resistivity tensor in ascending powers of the direction cosines m_x, m_y, and m_z of the magnetization with respect to the cubic axes [100], [010], and [001] was performed. The expansion coefficients are combined to a couple of resistivity parameters, which can be determined from angle-dependent magnetotransport measurements, where the magnetization is aligned parallel to the external magnetic field. With these resistivity parameters the magnetic anisotropy parameters can be determined from fits to resistivity curves measured at smaller magnetic fields, where the orientation of the magnetization is controlled by the MA.

This method was used to analyze the impact of vertical strain ε_{zz} on the MA in a series of GaMnAs layers with a Mn content of 5% grown on relaxed InGaAs-templates. By varying the In content in the InGaAs layer, the use of such templates allows us to adjust the strain in the GaMnAs layers in a wide range between compressive and tensile strain. While hole concentration and Curie temperature were found to be unaffected by vertical strain, a significant dependence of the MA on ε_{zz} was found. The most pronounced dependence was observed for the anisotropy parameter $B_{2\perp}$, representing the intrinsic contribution to the MA perpendicular to the layer plane. For this parameter a linear dependence on ε_{zz} was found, resulting in a strain-induced transition of the magnetic easy axis with increasing strain from in-plane to out-of-plane at $\varepsilon_{zz} \approx -0.13\%$. Post-growth annealing of the samples leads to an outdiffusion and/or regrouping of the highly mobile Mn interstitial donor defects, resulting in an increase in both p and T_C. For the annealed samples, the transition from in-plane to out-of-plane easy axis takes place at $\varepsilon_{zz} \approx -0.07\%$. From a comparison of as-grown and annealed samples, $B_{2\perp}$ was found to be proportional to both p and ε_{zz}, $B_{2\perp} \sim p \cdot \varepsilon_{zz}$. These results are in accordance with calculations based on a $\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{p}$ effective Hamiltonian theory.

To study the influence of substrate orientation on the magnetic properties of GaMnAs, a series of GaMnAs layers with Mn contents up to 5% was grown on (001)- and (113)A-oriented GaAs substrates. The hole densities and Curie temperatures, determined from magnetotransport measurements, are drastically reduced in the (113)A layers. These findings are explained by an enhanced incorporation of Mn atoms on nonsubstitutional and noninterstitial sites, probably as Mn–Mn or As–Mn complexes, caused by a larger amount of excess As in the (113)A. The differences in the magnetic properties of (113)A- and (001)-GaMnAs resulting from this have been used to realize quasi-planar GaMnAs structures consisting laterally confined regions with different magnetic materials. For this purpose, mesa stripes along the $[1\bar{1}0]$ direction with (113)A sidewalls were prepared on GaAs-(001) substrates. These ridge structures we-

re subsequently overgrown with a 40 nm-thick GaMnAs film. This yields [1$\bar{1}$0]-oriented GaMnAs ridges with adjacent (001) sectors and (113)A sidewalls. Magnetoresistance measurements clearly revealed the lateral coexistence of areas with (001)- and (113)A-specific properties.

The MA in (113)A GaMnAs was studied by means of angle-dependent magnetotransport. An additional uniaxial contribution to the MA along [001] in the (113)A-oriented layer in addition to the usual in- and out-of-plane contributions known from (001) layers was observed. This contribution could be ascribed to a monoclinic distortion of the GaMnAs lattice for (113)A samples.

Finally the MA in 50 μm long and 60 nm to 12.8 μm wide GaMnAs wires prepared from 40 nm thick GaMnAs layers containing 5% Mn is investigated. In general, patterning of GaMnAs layers results in a change of shape anisotropy and in (partial) relaxation processes in the GaMnAs structures. To asses and distinguish the influence of anisotropic relaxation and shape anisotropy in GaMnAs micro- and nanostructures, compressive-, tensile- and unstrained GaMnAs layers were used to fabricate the structures. Magnetic anisotropy parameters were determined from angle-dependent magnetotransport measurements. We found the anisotropy contribution resulting from anisotropic relaxation to be dominant. As a consequence, the magnetic easy axis for the tensile strained samples is oriented perpendicular to the wire direction within the sample plane for wire widths ≤ 3 μm. For the quasi-unstrained layer virtually no dependence of MA on the structure dimensions was observed. These effects can be used for local engineering of the MA in GaMnAs, opening new possibilities for the design and realization of novel GaMnAs-based functional structures.