

Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem GaMnAs auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche



Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Matthias Reinwald
aus Würzburg

2005

Promotionsgesuch eingereicht am 22.12.2005.

Promotionskolloquium am 21.02.2006.

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. Werner Wegscheider

Prüfungsausschuss:

- Vorsitzender: Prof. Dr. J. Fabian
1. Gutachter: Prof. Dr. W. Wegscheider
2. Gutachter: Prof. Dr. D. Weiss
weiterer Prüfer: Prof. Dr. A. Penzkofer

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	3
2 Spinelektronik und Grundlagen des Magnetismus	6
2.1 Der Weg zur Spinelektronik	6
2.2 Ferromagnetische Wechselwirkung im Festkörper	12
2.3 Magnetische Anisotropie	15
2.4 Ferromagnetische Halbleiter für die Spinelektronik	17
3 Der verdünnte magnetische Halbleiter GaMnAs	21
3.1 Tieftemperatur-GaAs	21
3.2 Eigenschaften von GaMnAs	23
3.3 Herstellung von GaMnAs mittels Tieftemperatur-MBE	27
3.4 Ferromagnetismus in GaMnAs	29
3.5 (311)A-GaAs und (311)-GaMnAs	36
3.6 Zusammenfassung	37
4 Die Molekularstrahlepitaxieanlage	39
4.1 Aufbau des MBE-Systems	39
4.2 Messung der Probentemperatur	48
4.3 Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen	57
5 Charakterisierungsmethoden	63
5.1 SQUID-Magnetometrie	63
5.2 Magnetotransport in GaMnAs	66
5.3 Planarer Halleffekt	73

5.4	Ferromagnetische Resonanz	78
6	Herstellung von GaMnAs	90
6.1	RHEED-Eichung des Manganflusses	90
6.2	MBE-Wachstum von GaMnAs	97
6.3	Mn in 2DEGs	106
6.4	Zusammenfassung	110
7	SQUID- und Magnetotransportuntersuchungen an GaMnAs	112
7.1	Abschätzung der Ladungsträgerdichte	112
7.2	Bestimmung der Curietemperatur	115
7.3	Anisotropieuntersuchungen mittels des planaren Halleffektes	118
7.4	Zusammenfassung	128
8	Bestimmung der Anisotropie mit Hilfe der FMR	129
8.1	FMR-Messungen von GaMnAs auf (311)A-Substrat	129
8.2	FMR-Simulationen	133
8.3	Die Anisotropie von (311)-GaMnAs	139
9	Zusammenfassung	141

Kapitel 1

Einleitung

Die Leistungssteigerung von integrierten elektronischen Schaltungen wurde in den letzten Jahren vor allem durch die fortschreitende Miniaturisierung der Strukturen in Mikroprozessoren erreicht. Diese Miniaturisierung wird jedoch in wenigen Jahren auf unüberwindbare Hindernisse stoßen. Ein Beispiel dafür ist die Isolationsschicht in Feldeffekttransistoren, die bereits jetzt nur noch wenige Atomlagen dick ist. Dünnerne Schichten haben jedoch größere Leckströme zur Folge, was mit steigendem Stromverbrauch gleichzusetzen ist. Auch die hohen Frequenzen, mit denen moderne integrierte Schaltungen betrieben werden verursachen hohe Ströme, die zum Laden und Entladen der Gate-Kapazität solcher Transistoren erforderlich sind. Dabei ist bereits heute die Ableitung der entstehenden Wärme ein wesentliches Problem, das beim Design von Prozessoren zu lösen ist. Daher erscheint es absehbar, dass die konventionelle Elektronik in wenigen Jahren eine Grenze erreicht, an der keine weitere Verbesserung der Leistungsfähigkeit möglich ist.

Einen möglichen Ausweg bietet die Spinelektronik (auch als Spintronik bezeichnet), die zusätzlich zur Ladung auch den Spin von Elektronen zur Informationsverarbeitung nutzen will. Das zentrale Bauteil der Spinelektronik ist der Spintransistor, ein Feldeffekttransistor mit ferromagnetischen Source- und Drain-Kontakt. Mit diesem bisher nicht realisierten Bauteil ist der Stromfluß nicht nur über die Gate-Spannung steuerbar, sondern zusätzlich über die magnetische Polarisation der Kontakte. Zur Umkehrung der Polarisationsrichtung ist weniger Strom erforderlich als zum Laden und Entladen eines Gates, so dass sich die Leistungsaufnahme integrierter Schaltungen bei Verwendung von Spintransistoren verringern könnte. Desweiteren könnten mit Hilfe von

Spintransistoren Schaltungen für logische Operationen (Gatter) mit wesentlich weniger Bauteilen gebaut werden, als mit Hilfe konventioneller Elektronik [Tan05]. Solche logischen Schaltungen hätten zudem den Vorteil, dass die auszuführende Operation programmiert werden kann. Diese programmierbaren logischen Gatter würden so zu einer Reduzierung der erforderlichen Zahl von Einzelbauteilen führen, wodurch sich die Leistungsfähigkeit von integrierten Schaltungen ebenfalls verbessern könnte.

Dies alles bleibt jedoch Zukunftsmusik, solange es nicht gelingt, spinpolarierte Ladungsträger aus einem ferromagnetischen Kontakt in einen Halbleiter zu injizieren, im Halbleiter unter Erhaltung der Polarisation zu transportieren und anschließend in einem zweiten ferromagnetischen Kontakt zu analysieren. Da ferromagnetische Halbleiter als Kontakte wesentlich besser geeignet sind als ferromagnetische Metalle [Sch00], wird seit einigen Jahren intensiv nach einem – idealerweise bei Raumtemperatur – ferromagnetischen Halbleiter gesucht. Laut theoretischer Vorhersagen soll Galliummangannitrid (GaMnN) Curietemperaturen weit oberhalb der Raumtemperatur aufweisen [Die00], dies konnte bisher experimentell jedoch nicht bestätigt werden. Galliummanganarsenid (GaMnAs) hingegen ist in immer besserer Qualität herstellbar, wobei die Curietemperaturen dieses Materials auf bis zu 170 K [Tan05] gesteigert wurden. Obwohl dies immer noch weit von Raumtemperatur entfernt ist, scheint GaMnAs ein geeigneter ferromagnetischer Halbleiter zu sein, um die Grundlagen der Spininjektion in Experimenten zu erforschen. Des Weiteren ist es nicht auszuschließen, dass GaMnAs in geeigneten Heterostrukturen bei Raumtemperatur Ferromagnetismus zeigt [Naz04] und somit auch in spinelektronischen Bauelementen zur Anwendung kommen kann.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung von GaMnAs mittels Molekularstrahlepitaxie, und mit der Charakterisierung des Materials mittels SQUID-Magnetometer, Magnetotransport und ferromagnetischer Resonanzspektroskopie. Die GaMnAs-Schichten wurden dabei nicht nur auf der üblichen (001)-Oberfläche von GaAs abgeschieden, sondern auch auf der (311)A-Oberfläche. Diese Oberfläche von GaAs ist insofern interessant, da in dieser Wachstumsrichtung Silizium sowohl als Akzeptor als auch als Donator eingebaut werden kann. Je nach Wachstumsbedingungen entsteht entweder n- oder p-dotiertes GaAs. Da über die Eigenschaften von GaMnAs auf anderen Oberflächen als (001) bisher nur wenig bekannt ist, besteht ein wesentlicher Teil dieser Arbeit darin, die ferromagnetischen Eigenschaften von (001)- und

(311)A-GaMnAs miteinander zu vergleichen.

Kapitel 2 zeigt zunächst, warum ferromagnetische Halbleiter für die Spin-injektion aussichtsreicher erscheinen als Metalle, und welche Arten von magnetischen Halbleitern bisher bekannt sind. Zusätzlich werden die Grundlagen des Ferromagnetismus dargestellt, soweit sie zum Verständnis dieser Arbeit erforderlich sind. In Kapitel 3 wird anschließend der verdünnte magnetische Halbleiter GaMnAs vorgestellt, und die Ursachen des Ferromagnetismus dieses Materials erörtert. In diesem Abschnitt wird auch die Motivation dargelegt, GaMnAs auf der (311)A-Oberfläche von GaAs zu wachsen und die ferromagnetischen Eigenschaften beider Wachstumsrichtungen miteinander zu vergleichen.

Die Herstellung von GaMnAs ist bisher nur mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein MBE-System aufgebaut, welches im wesentlichen zur Herstellung von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen mit hoher Elektronenbeweglichkeit ausgelegt ist. Eine der beiden vorhandenen Wachstumskammern dient zusätzlich dazu, ferromagnetisches GaMnAs zu wachsen. Kapitel 4 beschreibt den Aufbau dieser MBE-Anlage, wobei besonders auf die Unterschiede zu üblicherweise verwendeten MBE-Systemen eingegangen wird. Die Grundlagen der verschiedenen Methoden, die zur Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften der hergestellten GaMnAs-Schichten verwendet wurden, sind in Kapitel 5 beschrieben.

Kapitel 6 zeigt anschließend, wie in der aufgebauten MBE-Anlage GaMnAs-Schichten auf (001)- und (311)A-Substraten hergestellt werden können, und wie dabei eine reproduzierbar gute Probenqualität erreichbar ist. Neben der Herstellung wird auch die Methode der Schnellcharakterisierung von magnetischen Proben mittels Magnetotransport beschrieben. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der SQUID- und Magnetotransportuntersuchungen der GaMnAs-Proben dargelegt, wobei besonders die Unterschiede zwischen (001)- und (311)-orientierten Proben von Interesse sind. Da mit Hilfe von Magnetotransportmessungen die Anisotropie von (311)-GaMnAs nicht vollständig bestimmt werden konnte, wurden an diesen Proben Messungen der Ferromagnetischen Resonanz durchgeführt. Deren Ergebnisse und dazugehörige Simulationen, die eine quantitative Bestimmung der Anisotropiekonstanten zulassen, sind in Kapitel 8 aufgeführt. Die wichtigsten Resultate dieser Arbeit sind abschließend in Kapitel 9 zusammengefasst.

Kapitel 2

Spinelektronik und Grundlagen des Magnetismus

Die konventionelle bisher eingesetzte Elektronik basiert ausschließlich auf dem Transport von Ladungen durch Elektronen oder Löcher. Die Tatsache, dass Elektronen zusätzlich einen Spin tragen, der sich in einem angelegten Magnetfeld parallel bzw. antiparallel einstellt, wurde bis vor kurzen völlig vernachlässigt. In den letzten Jahren ist jedoch das Interesse gewachsen, den zusätzlichen Freiheitsgrad des Spins in der Elektronik einzusetzen. Erste funktionierende Anwendungen dieser neuen Technologie zeigen, dass damit große Leistungssteigerungen von Bauteilen (zum Beispiel Leseköpfe in Festplatten oder Speicherzellen) erzielbar sind. Die Entwicklung von Spintransistoren verspricht, programmierbare Hardware bauen zu können, die bei gleicher Funktionalität mit weniger Bauteilen und geringerem Stromverbrauch auskommt. Zusätzlich ermöglicht die quantenmechanische Natur des Spins völlig neue Anwendungsmöglichkeiten, die auf den Weg in die Quanteninformationsverarbeitung nützlich sein könnten.

2.1 Der Weg zur Spinelektronik

2.1.1 Erste Anwendung der Spinelektronik: Der Riesen-Magnetowiderstand

Als Beispiel für eine erfolgreiche Entwicklung in der Spinelektronik soll hier der „Riesen-Magnetowiderstand“ (Giant Magnetoresistance, GMR) genannt wer-

den. Dieser wurde im Jahre 1988 von P. Grünberg und A. Fert entdeckt [Bai88, Bin89]. In GMR-Experimenten wird Strom durch eine Heterostruktur bestehend aus ferromagnetischen und nichtferromagnetischen Schichten (z.B. Eisen/Chrom/Eisen) geleitet und der Widerstand gemessen (siehe Abbildung 2.1). Es zeigt sich, dass der elektrische Widerstand davon abhängig ist, ob die Schichten parallel oder antiparallel orientiert sind. Dieser Effekt ist so groß, dass die als Magnetowiderstand definierte relative Änderung

$$\text{MR} = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p} \quad (2.1)$$

(R_p , R_{ap} : Widerstand für parallele bzw. antiparallele Ausrichtung) Werte bis zu 200 % bei 4,2 K erreichen kann, bei Raumtemperatur immerhin noch bis zu 70 % [Rei99].

Der Effekt lässt sich anschaulich verstehen, wenn man den Strom durch das Bauteil in zwei Strompfade aufteilt, die jeweils in eine Richtung spinpolisierte Elektronen transportieren. Die Minoritätsladungsträger in einer magnetischen Schicht werden dabei stärker gestreut als die Majoritätsladungsträger. Das bedeutet wiederum, dass bei paralleler Magnetisierung der Schichten die Elektronen eines Strompfades zweimal Majoritätsladungsträger darstellen, also einen geringen Widerstand spüren, die anderen zweimal einen hohen. Im Falle antiparalleler Magnetisierung der Schichten stellen die Elektronen bei der Strompfade einmal Minoritäts- und einmal Majoritätsladungsträger dar, sie spüren also jeweils einen hohen und einen niedrigen Widerstand in Serie. Da man sich nun beide Strompfade als Parallelschaltung von Widerständen vorstellen kann, ist der Gesamtwiderstand der parallelen Ausrichtung geringer als der der antiparallelen.

Aufgrund des großen und damit leicht zu messenden Effektes wurden GMR-Bauelemente sehr schnell entwickelt, und bereits wenige Jahre nach der Entdeckung gab es kommerzielle Anwendungen wie Magnetsensoren oder Leseköpfe für Festplatten [Cle99]. Die Entwicklung von magnetischen und damit nichtflüchtigen Speicherzellen (Magnetic Random Access Memory, MRAM), die auf diesen Effekt bzw. dem verwandten Tunnelmagnetowiderstand (Tunneling Magnetoresistance, TMR) basieren, und als Hauptspeicher für Computer dienen sollen dauerte einige Jahre länger. Seit dem Jahr 2004 ist MRAM-Speicher als Prototyp kommerziell erhältlich [Fre04].

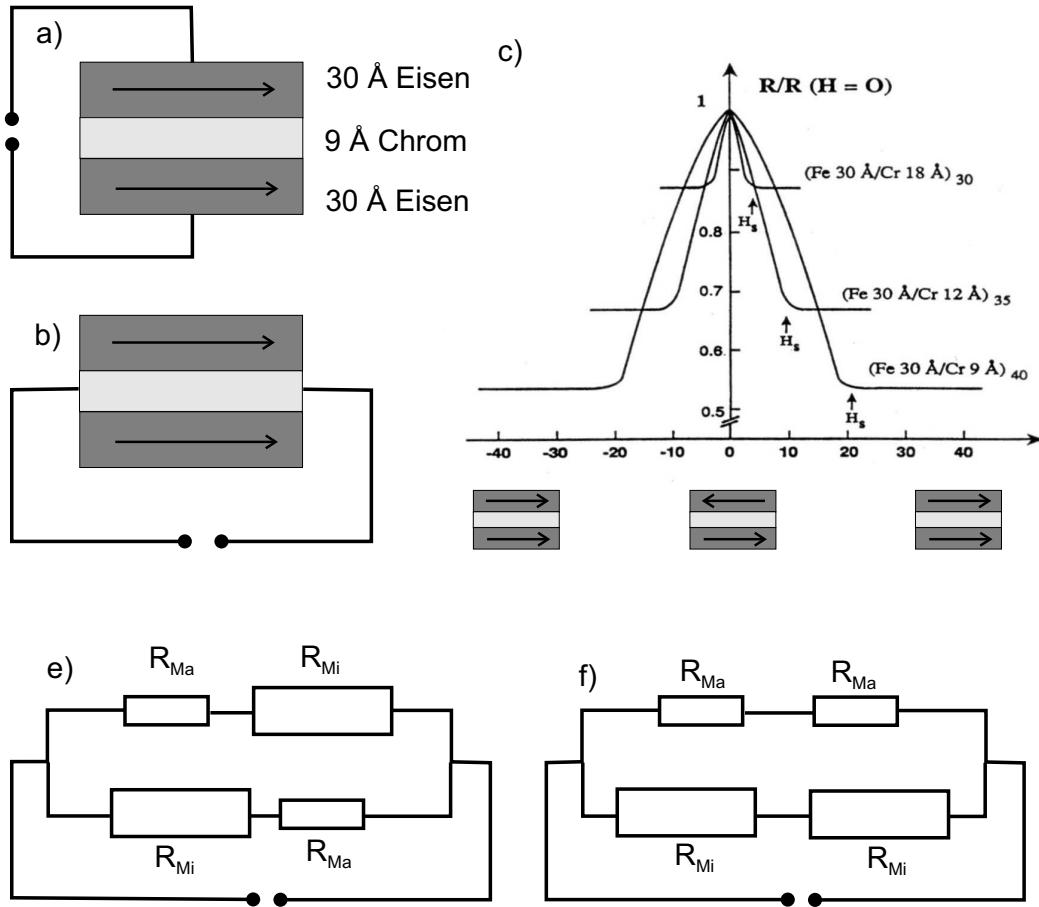


Abbildung 2.1: Das Prinzip des GMR. Der Effekt ist sowohl messbar, wenn der Stromfluss senkrecht (a) als auch parallel (b) zum Schichtsystem erfolgt. c) Messergebnisse aus einer der Originalveröffentlichungen [Bai88]. Dabei wurde ein Fe/Cr-Viellagensystem vermessen, bei dem die Dicke der Chromschichten so eingestellt war, dass die Eisen-Schichten antiferromagnetisch koppeln. Daher sind diese bei verschwindendem Magnetfeld antiparallel ausgerichtet, und werden von einem zunehmenden Feld parallel eingestellt. Der Widerstand verringert sich mit zunehmenden Feld. e) Widerstandsmodell für antiparallele Ausrichtung (R_{Ma} : Widerstand für Majoritätsladungsträger, R_{Mi} : Widerstand für Minoritätsladungsträger). f) Widerstandsmodell für parallele Ausrichtung. Für f) ergibt sich ein geringerer Gesamtwiderstand als für e).

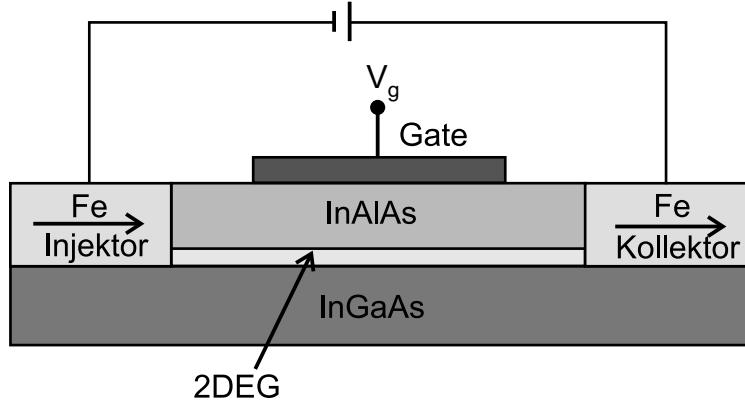


Abbildung 2.2: Der von Datta und Das vorgeschlagene Spintransistor [Dat90]. Der Strom kann nicht nur vom Gate gesteuert werden, sondern auch über die Magnetisierung der Source- und Drainkontakte.

2.1.2 Der nächste Schritt zur Spinelektronik: der Spintransistor

1990 wurde von S. Datta und B. Das ein elektronisches Bauelement vorgeschlagen, das sowohl die Ladung als auch den Spin der Elektronen nutzt: der Spin-Feldeffekttransistor¹ [Dat90]. In Abbildung 2.2 ist der prinzipielle Aufbau dieses Spintransistors wiedergegeben. Im Gegensatz zu einem gewöhnlichen Feldeffekttransistor bestehen die Source- und Drainkontakte aus einem ferromagnetischen Material, zum Beispiel Eisen. Vom Sourcekontakt werden spinpolarisierte Elektronen in das zweidimensionale Elektronengas injiziert. Je nachdem, ob der Drainkontakt parallel oder antiparallel zum Sourcekontakt magnetisiert ist, ändert sich der Widerstand und damit der Stromfluss im Transistor.

Bis heute konnte kein solcher Spintransistor realisiert werden. Dennoch lassen sich die Vorteile, die ein solches Bauelement gegenüber konventioneller Elektronik bietet, bereits vorhersagen [Sug04, Tan05]:

- Bei konventionellen Feldeffekttransistoren stellt das Gate einen kleinen Kondensator gegenüber Masse dar. Bei jedem Schaltvorgang wird dieser Kondensator umgeladen. Der dafür benötigte Strom stellt einen wesentlichen Anteil der Leistungsaufnahme heutiger Prozessoren dar. Die Um-

¹auch als Spintransistor bezeichnet

polung eines der magnetischen Kontakte eines Spintransistors benötigt zumindest im Bauteil selbst keinen Strom. Auf diese Weise könnten Spintransistoren die Stromaufnahme von zukünftigen Prozessoren verringern.

- Da der Zustand von Injektor und Kollektor nicht flüchtig ist, wäre ein Spintransistor als Speicherzelle verwendbar, die im Gegensatz zu heutigem DRAM-Speicher nur aus einem Bauelement besteht und ihre Information ohne Energieverbrauch beibehält.
- Aus Spintransistoren zusammengesetzte Logikschaltungen (Gatter) könnten sich für die jeweilige Anwendung programmieren lassen, wobei die jeweilige Programmierung nichtflüchtig wäre. So ließe sich ein NAND/NOR-Gatter aus nur zwei Spintransistoren aufbauen, mittels Magnetfeld könnte zwischen den beiden Funktionen umgeschaltet werden. Aus nur 10 Transistoren (4 Spintransistoren, 6 konventionelle Transistoren) wären sämtliche Grundfunktionen der Logik realisierbar. In konventioneller Technik sind dafür ca. 48 Transistoren notwendig [Tan05]. Der Spintransistor könnte somit helfen, die Anzahl der benötigten Bauteile in integrierten Schaltungen zu reduzieren.

Trotz der Vorteile die ein Spintransistor verspricht und trotz der intensiven Forschungsarbeit auf diesem Gebiet wurde seit der Veröffentlichung der Idee des Spintransistors [Dat90] noch kein derartiges Bauelement realisiert. Dies erscheint zunächst eigenartig, da sämtliche benötigten Materialien (Eisen als Ferromagnet, Heterostrukturen für zweidimensionale Elektronengase) bekannt sind und auch bei der Kombination der Materialien zu einer derartigen Struktur keine schwerwiegenden Probleme auftreten sollten. Es gibt jedoch physikalische Gründe, die die Verwendung von metallischen Ferromagneten (z.B. Eisen) als Injektor bzw. Kollektor ungünstig erscheinen lassen. Dies soll im folgenden Abschnitt behandelt werden.

2.1.3 Injektion spinpolarisierter Elektronen in Halbleiter

Nachdem 1990 der Spintransistor als Bauelement vorgeschlagen wurde, gab es zahlreiche Versuche, spinpolarisierte Elektronen aus ferromagnetischen Metallkontakteen in Halbleiter zu injizieren. Dabei konnte jedoch nie ein signifikanter

Effekt gemessen werden [Sch00]. Im Jahr 2000 wurde von G. Schmidt et al. die zu erwartende Widerstandsänderung zwischen paralleler und antiparalleler Polarisation der Kontakte eines solchen Spintransistor berechnet [Sch00]. Diese Herleitung zeigt, dass die relative Änderung $\Delta R/R_{\text{parallel}}$ von der Spinpolarisation im Ferromagneten abhängt, und zusätzlich

$$\frac{\Delta R}{R_{\text{parallel}}} \propto \left(\frac{\sigma_{HL}}{\sigma_{FM}} \right)^2 \quad (2.2)$$

gilt (σ_{HL} : Leitfähigkeit des Halbleiters, σ_{FM} : Leitfähigkeit des Ferromagneten). Bei einer typischen Spinpolarisation in einem metallischen Ferromagneten von weniger als 80 % und einem üblichen Verhältnis der Leitfähigkeiten $\sigma_{HL}/\sigma_{FM} \approx 10^{-4}$ ist eine Widerstandsänderung von weniger als 10^{-7} zu erwarten, die nur schwer detektierbar ist.

Diese Berechnungen zeigen, welche Voraussetzungen die Materialien eines funktionierenden Spintransistors erfüllen müssen:

- Im Ferromagneten muss eine möglichst hohe Spinpolarisation ($\approx 100 \%$) bestehen.
- Die Leitfähigkeiten von Halbleiter und Ferromagnet müssen vergleichbar sein ($\sigma_{HL} \approx \sigma_{FM}$).

Beide Bedingungen sind für das System Eisen/Halbleiter/Eisen ebenso wenig erfüllt, wie bei der Verwendung anderer metallischer Ferromagnete. Da die Leitfähigkeiten und damit der Widerstand von Halbleiter und Metall so unterschiedlich sind, wird die Problematik der Spininjektion aus Metallen in Halbleiter auch als „Widerstandsfehlpassung“ (*conductance mismatch*) bezeichnet.

Wegen dieser grundsätzlichen Probleme bei der Verwendung der klassischen metallischen Ferromagneten, wurde in den letzten Jahren nach alternativen ferromagnetischen Materialien gesucht. Ideal wäre ein Material, das zum einen eine große Ladungsträgerpolarisation aufweist, zum anderen eine ähnliche Leitfähigkeit wie Halbleiter. Gut wäre auch, wenn die physikalischen Eigenschaften dieses Materials beeinflussbar wären. Deswegen richtete sich das Forschungsinteresse verstärkt auf ferromagnetische Halbleiter oder Halbmetalle, die in 2.4 vorgestellt werden. Zum Verständnis der Entstehung des Ferromagnetismus in derartigen Materialien ist es hilfreich, zunächst die verschiedenen

Arten zu betrachten, auf denen die Austauschwechselwirkung im Festkörper vermittelt werden kann. Dies wird im folgenden Abschnitt dargelegt.

2.2 Ferromagnetische Wechselwirkung im Festkörper

Ferromagnetische Ordnung in Festkörpern entsteht nicht aus der direkten Wechselwirkung eines Dipols im magnetischen Feld eines anderen Dipols, da diese viel zu klein ist, um eine langreichweitige Ordnung aufzubauen [Mor65]. Stattdessen wird der Ferromagnetismus von der Austauschwechselwirkung verursacht, die wiederum aus der Coulomb-Abstoßung und des Pauli-Prinzips für Elektronen entsteht [Mor65, Lev00]. Diese Wechselwirkung, die nur mit Hilfe der Quantenmechanik verständlich ist, bewirkt, dass ein Energieunterschied zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung benachbarter Spins existiert. Dies kann mittels des Heisenberg-Hamiltonoperators

$$H = -2J_{ij}\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad (2.3)$$

beschrieben werden. Dabei sind \vec{s}_i und \vec{s}_j die Spins der beiden Elektronen und J_{ij} das Austauschintegral, das die Stärke der Wechselwirkung beschreibt. Das Vorzeichen von J_{ij} legt fest, ob eine parallele oder eine antiparallele Ausrichtung energetisch günstiger ist, ob sich also eine ferromagnetische oder eine antiferromagnetische Ordnung einstellt. Für Atome mit mehreren Elektronen und den Gesamtspins $S_i = \sum \vec{s}_i$ und $S_j = \sum \vec{s}_j$ lässt sich die Austauschwechselwirkung mittels

$$H = -2J_{ij}\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.4)$$

beschreiben.

Direkter Austausch

Die Austauschwechselwirkung kann im Festkörper nur dann eine parallele Ausrichtung der Spins bewirken, wenn der Überlapp der Wellenfunktionen der einzelnen Atome groß genug ist, wie in Abbildung 2.3 a) dargestellt. Dies ist jedoch nur bei wenigen Materialien der Fall. So beträgt zum Beispiel in Eisen die Ausdehnung der Wellenfunktion der 3d-Elektronen, die das magnetische Moment der Eisenatome tragen, nur 1/10 des Abstandes der Atome zueinander. Zur

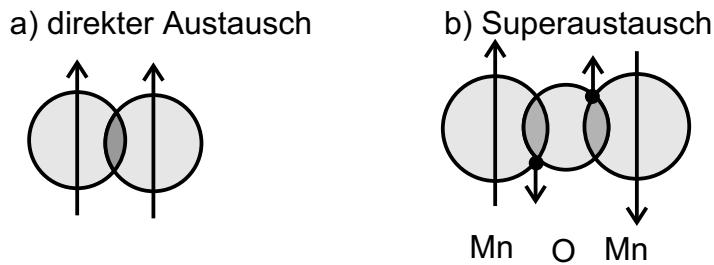


Abbildung 2.3: a) Die Kopplung der Momente zweier Atome über direkte Austauschwechselwirkung kann nur erfolgen, wenn der Überlapp der Wellenfunktionen groß genug ist. b) Superaustausch bei Manganoxid als Beispiel für indirekte Austauschwechselwirkung. Das Moment eines Manganions koppelt über die Elektronen des Sauerstoffions mit einem zweiten Manganion. Die Folge dreier antiferromagnetischer Wechselwirkungen erzeugt insgesamt eine antiferromagnetische Kopplung.

Erklärung des Ferromagnetismus genügt somit bei solchen Ferromagneten die direkte Austauschwechselwirkung nicht.

Indirekter Austausch

Falls die Wellenfunktionen der Elektronen, die das magnetische Moment erzeugen, nicht überlappen, spricht man von indirektem Austausch. Ein Beispiel für indirekten Austausch ist der Superaustausch, der in ionischen bzw. kovalent gebundenen Isolatoren, zum Beispiel in Manganoxid auftritt (Abbildung 2.3 b) [Sch99]. Bei diesem Material sind die fünf 3d-Elektronen des Mn^{2+} -Ions gemäß der ersten Hund'schen Regel parallel ausgerichtet. Die Bindung zum benachbarten O^{2-} -Ion kann daher nur über einen antiparallel dazu ausgerichteten Spin erfolgen. Da die zur Bindung beitragende p-Schale des O^{2-} -Ions vollständig gefüllt ist, also alle Orbitale mit Spinpaaren besetzt sind, stehen die Spins der beiden an der Bindung zu zwei Manganionen beteiligten Elektronen ebenfalls antiparallel. Das zweite Mn^{2+} -Ion ist dann wieder wie oben beschrieben antiparallel gebunden. Zwei Manganionen sind also über eine Kette von drei antiparallelen Wechselwirkungen miteinander verbunden, was insgesamt eine antiferromagnetische Kopplung der Mn^{2+} -Ionen bewirkt.

Eine weitere Möglichkeit einer indirekten Austauschwechselwirkung besteht bei Metallen mit einer teilweise gefüllten inneren Schale und delokalisierten s- oder

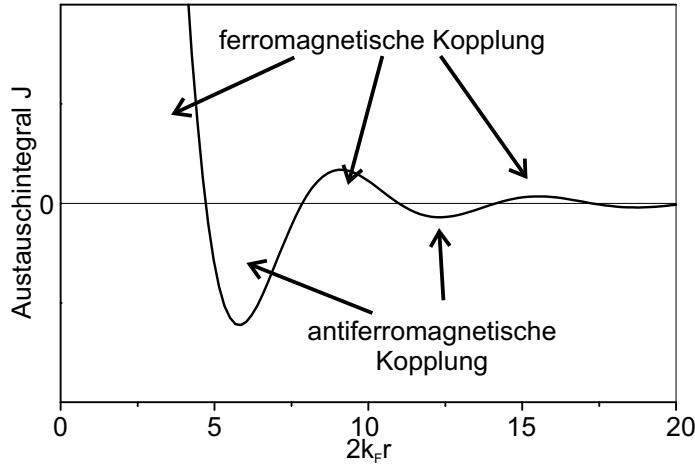


Abbildung 2.4: Oszillation des Austauschintegrals bei der RKKY-Wechselwirkung nach [Kop93]. Je nach Abstand der Atomrümpfe kann eine ferromagnetische oder eine antiferromagnetische Wechselwirkung entstehen.

p -Elektronen, zum Beispiel bei verschiedenen Seltenen Erden. Dabei können die Elektronen die Wechselwirkung zwischen den spinpolarisierten Atomrümpfen vermitteln. Daraus resultiert zwar eine sehr große Reichweite der Wechselwirkung, allerdings oszilliert das Austauschintegral mit dem Abstand der Atome:

$$J_{\text{RKKY}} \propto \frac{\cos(2k_F r)}{r^3} , \quad (2.5)$$

wobei k_F den Betrag des Fermiwellenvektors darstellt. Diese sogenannte RKKY-Wechselwirkung (nach Ruderman, Kittel, Kasuga und Yosida benannt) kann je nach Abstand der Atomrümpfe eine ferromagnetische bzw. antiferromagnetische Ordnung vermitteln (Abbildung 2.4) [Sch99, Kop93].

Itineranter Austausch

In Metallen ist Ferromagnetismus eher eine Ausnahme [Gün99]. Dies liegt daran, dass meist die Elektronen in nicht vollständig gefüllten Schalen selbst an der Bindung beteiligt, also delokalisiert sind. Die Austauschwechselwirkung bewirkt zwar einen Gewinn an potentieller Energie für parallel ausgerichtete Spins, allerdings können dann die erlaubten Zustände innerhalb der Fermi-Kugel nicht mehr doppelt besetzt werden. Das Volumen der Fermi-Kugel vergrößert sich dadurch, und die Elektronen erhalten eine höhere kinetische Ener-

gie. Diese Zunahme an kinetischer Energie wird nicht immer durch den Energiegewinn der Austauschwechselwirkung kompensiert.

Ferromagnetismus in Metallen tritt daher vor allem dann auf, wenn nahe der Fermikante viele freie Zustände vorhanden sind, so dass durch die Einfachbesetzung der Zustände wenig Energie aufzuwenden ist. Dies lässt sich mit dem Stoner-Modell beschreiben, das aus der Dichtefunktionaltheorie mit Spinovalisation hergeleitet wird [Zel99, Gün99]. Nach diesem Modell zeigen Metalle genau dann Ferromagnetismus, wenn sie das Stoner-Kriterium $J \cdot D^0(E_F) > 1$ erfüllen (J : Austauschintegral, $D^0(E_F)$: Zustandsdichte an der Fermienergie). Ferromagnetismus in Metallen wird also durch ein großes Austauschintegral und durch eine hohe Zustandsdichte an der Fermikante begünstigt. Unter den Übergangsmetallen erfüllen nur Eisen, Kobalt und Nickel das Stoner-Kriterium.

Da hier der Magnetismus von delokalisierten „itineranten“ Elektronen erzeugt wird, bezeichnet man diese Art der magnetischen Wechselwirkung auch als „itineranten“ Austausch, bzw. als Bandmagnetismus.

2.3 Magnetische Anisotropie

Die Beschreibung der Austauschwechselwirkung mit Hilfe des Heisenberg-Operators (Gleichung 2.4), erweckt den Anschein, dass ferromagnetische Koppelung isotrop, das heißt unabhängig von Kristallrichtungen auftritt. Dies ist jedoch in der Regel nicht der Fall. Magnetisierungskurven, bei denen das Magnetfeld in verschiedenen Richtungen angelegt wurde (Abbildung 2.5), zeigen bei den meisten ferromagnetischen Materialien deutliche Unterschiede zwischen den Richtungen.

Bereits die Form einer Probe kann eine magnetische Anisotropie verursachen, sofern die Probe weder würfelf- noch kugelförmig ist. Eine solche Anisotropie wird deshalb Formanisotropie genannt. Ein Beispiel dafür sind sehr dünne ferromagnetische Schichten (wenige Monolagen), die häufig eine andere Anisotropie aufweisen als dickere Schichten. Unabhängig von der Form der Probe ist die Kristallanisotropie, die bewirkt, dass die Magnetisierung sich bevorzugt in bestimmten Kristallachsen - den „leichten Achsen“ - einstellt. Die Ursache dieser Art von Anisotropie ist die Spin-Bahn-Kopplung, die im Kristall richtungsabhängig ist [Mor65]. Die ferromagnetische Anisotropie ist bis heute

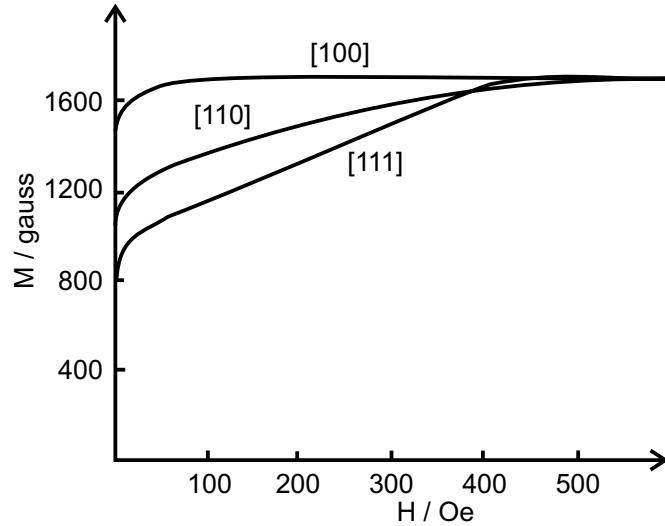


Abbildung 2.5: Magnetisierungskurven von Eisen gemessen in verschiedenen Richtungen (aus [Mor65]). In der magnetisch leichten Richtung [100] ist die Magnetisierung bereits bei geringerem externen Feld gesättigt, als in der schweren Richtung [111].

nicht vollständig theoretisch verstanden. So sind zum Beispiel die Ergebnisse von ab-initio-Rechnungen und experimentelle Ergebnisse der Anisotropie von Eisen deutlich unterschiedlich [Daa90]. Es ist jedoch möglich, aus Symmetriebetrachtungen eine qualitative Theorie der Anisotropie aufzustellen, so dass dieses magnetische Phänomen mit wenigen Parametern dargestellt werden kann.

Für diese phänomenologische Beschreibung wird die Energie betrachtet, die nötig ist, die Magnetisierung aus einer leichten Achse heraus in die betrachtete Richtung zu drehen. Im Falle von kubischen Kristallen wird zunächst zwischen der vom Kristallfeld verursachten kubischen Anisotropie, und einer zusätzlichen uniaxialen Anisotropie, die zum Beispiel durch Einflüsse der Oberfläche oder durch Verspannungen verursacht werden kann, unterschieden. Seien nun α_x , α_y und α_z die Kosinus der Winkel zwischen der Magnetisierung und den $\langle 001 \rangle$ äquivalenten Kristallachsen. Diese α_i müssen nun so kombiniert werden, dass damit eine kubische bzw. uniaxiale Symmetrie entsteht.

Im Falle der kubischen Anisotropie darf der Ausdruck dabei weder vom Vorzeichen, noch von Vertauschungen der α_i abhängen. Damit sind weder ungerade Potenzen noch Kombinationen $\alpha_i \alpha_j$ möglich. Auch muss im Ausdruck

$c_x\alpha_x^2 + c_y\alpha_y^2 + c_z\alpha_z^2$ $c_x = c_y = c_z$ gelten. Da aber $\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 = 1$, kann dieser Term keine Anisotropie bewirken. Somit ist der kleinste Beitrag zur kubischen Anisotropie vierter Ordnung und wird üblicherweise mit $\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2$ beschrieben. Meist wird noch der Beitrag sechster Ordnung $\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2$ berücksichtigt, so dass der Beitrag der kubischen Anisotropie zur freien Energie durch

$$F_c = K_1 (\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) + K_2 (\alpha_x^2\alpha_y^2\alpha_z^2) \quad (2.6)$$

beschrieben wird, mit den kubischen Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 . Terme von höherer Ordnung können üblicherweise vernachlässigt werden. Analog kann eine uniaxiale Anisotropie, die zum Beispiel in z-Richtung verläuft, mittels

$$F_u = K_u \alpha_z^2 \quad (2.7)$$

beschrieben werden, wobei K_u die uniaxiale Anisotropiekonstante bezeichnet. Je nachdem, ob die ausgezeichneten Richtungen im Kristall leichte oder schwere Achsen sind, sind die Anisotropiekonstanten positiv oder negativ.

2.4 Ferromagnetische Halbleiter für die Spinelektronik

2.4.1 „Echte“ magnetische Halbleiter

Viele Festkörper, deren Kristallgitter teilweise aus magnetischen Atomen besteht, zeigen sowohl ferromagnetische, als auch halbleitende bzw. halbmetallische Eigenschaften. Dazu gehören die Manganite, zum Beispiel $(\text{La}, \text{Sr})\text{MnO}_3$, die eine Perovskitstruktur bilden. Da diese Materialien den „kolossalen Magnetowiderstand“ zeigen wurden sie in den letzten Jahren intensiv untersucht. Sie haben Curietemperaturen von ca. 350 K, der Ferromagnetismus wird über Doppelaustausch vermittelt, bei dem „hopping“ von Elektronen zwischen Manganionen verschiedener Valenz eine Rolle spielt [Die02]. Die komplizierte Kristallstruktur und der Sauerstoffgehalt dieser Verbindungen erschweren jedoch die Kombination mit anderen Halbleitermaterialien.

Eine andere Gruppe von ferromagnetischen Halbleitern stellen Chalkogenide, zum Beispiel die europiumhaltigen Verbindungen EuO, EuS und EuSe, dar. Sie kristallisieren in NaCl-Struktur, ihre Curietemperatur liegt meist unterhalb von 100 K. Die ferromagnetische Kopplung in diesen Materialien kann

zwar von Ladungsträgern beeinflusst werden, wird aber hauptsächlich durch direkte Austauschwechselwirkung vermittelt. Diese Kristalle gelten daher als Modellsysteme für Heisenberg-Wechselwirkung [Gün99]. Für praktische Anwendungen sind sie aufgrund der niedrigen Curietemperatur und ihrer Inkompatibilität der Kristallstruktur zu üblicherweise verwendeten Halbleitern wenig geeignet.

Einige magnetische Verbindungen weisen keine halbleitenden, sondern halbmetallische Eigenschaften auf. Ein wichtiger Vertreter dieser Gruppe ist die Heuslerlegierung NiMnSb. Die Bandstruktur von NiMnSb und anderen Halbmetallen zeigt für Majoritätsladungsträger metallisches Verhalten, während für Minoritätsladungsträger die Fermienergie innerhalb einer Bandlücke von ca. 0,5 eV liegt. Daher wird eine Spinpolarisation der Leitungselektronen von 100 % erwartet [Gün99]. Aufgrund dieser Spinpolarisation sowie der ausreichend hohen Curietemperaturen sind ferromagnetische Halbmetalle trotz des „*conductance misfits*“ aussichtsreiche Kandidaten als Kontakte in Spinbauelementen.

2.4.2 Verdünnte magnetische Halbleiter

Eine alternative Strategie gegenüber der Verwendung „echter“ magnetischer Halbleiter besteht darin, einen gewöhnlichen Halbleiter zu verwenden, und diesen mit magnetischen Atomen zu dotieren. Geeignete „Wirtshalbleiter“ sind dabei sowohl Gruppe-IV-Elementhalbleiter, als auch III-V- und II-VI-Verbindungshalbleiter. Zur magnetischen Dotierung wird meist Mangan verwendet, da es eine halb gefüllte $3d$ -Schale und damit ein maximales magnetisches Moment von $5/2\mu_B$ besitzt. Aber auch andere Übergangsmetalle wie Chrom oder Eisen kommen dazu in Frage [Die02]. Ein auf diese Weise magnetisch dotierter Halbleiter wird als „verdünnter magnetischer Halbleiter“ (engl: diluted magnetic semiconductor, DMS) bezeichnet².

Die magnetische Kopplung in verdünnten magnetischen Halbleitern wird meist von delokalisierten Ladungsträgern vermittelt. Deswegen sind die magnetischen Eigenschaften eines DMS nicht nur vom Anteil der magnetischen

²In der Literatur wird oft die Bezeichnung *verdünnter magnetischer Halbleiter* nur für paramagnetische Halbleiter verwendet, während ferromagnetische dotierte Halbleiter einfach als *ferromagnetische Halbleiter* bezeichnet werden. In dieser Arbeit wird jedoch die Bezeichnung *verdünnter magnetischer Halbleiter* für beide Fälle verwendet.

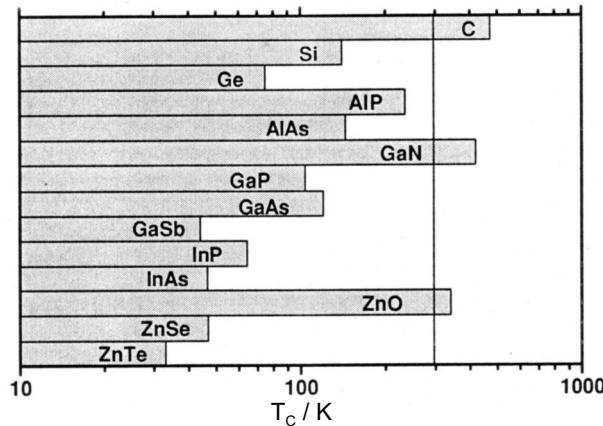


Abbildung 2.6: Berechnete Curietemperaturen verschiedener Mn dotierter Halbleiter. Dabei wird ein Mangangehalt von 5 % und eine Lochdichte von $3,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ zugrundegelegt. [Die00]

Atome, sondern auch von der Ladungsträgerkonzentration abhängig. Löcher können dabei aufgrund der größeren Spin-Bahn-Wechselwirkung eine wesentlich stärkere Austauschwechselwirkung vermitteln als Elektronen. Da die Entstehung des Ferromagnetismus in DMS in Abschnitt 3.4.1 behandelt wird, soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden. In Abbildung 2.6 sind die von T. Dietl [Die00] berechneten Curietemperaturen verschiedener DMS abgebildet, wobei jeweils von einem Mangangehalt von 5 % und einer Lochdichte von $3,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ausgegangen wird.

Gemäß diesen Berechnungen erscheint zunächst Galliummangannitrid (GaMnN) als aussichtsreicher Kandidat für einen verdünnten magnetischen Halbleiter mit einer Curietemperatur höher als Raumtemperatur. Erste Veröffentlichungen über dieses Material waren zunächst viel versprechend, es wurde von Curietemperaturen bis zu 900 K berichtet [Sas02]. Für solch hohe Curietemperaturen ist jedoch laut Theorie eine Löcherkonzentration von über 10^{20} cm^{-3} unbedingt erforderlich, die bisher noch nie erreicht werden konnte. Die GaMnN -Schichten mit derart hoher Curietemperatur zeigten sogar die für Galliumnitrid (GaN) typische unbeabsichtigte n-Dotierung. Neuere Ergebnisse zeigen, dass das Akzeptorniveau von Mangan in GaN 1 eV oberhalb der Valenzbandkante liegt [Kor02, Gra02], Mangan also keinen effizienten Akzeptor in GaN darstellt. Es ist folglich nicht zu erwarten, dass GaN mit Mangan gleichzeitig p-dotierbar und ferromagnetisch sein kann [Gra03]. Daher wird davon

ausgegangen, dass die bisher gemessenen hohen Curietemperaturen nicht aus homogenen GaMnN, sondern aus Mn- bzw. MnN-Clustern stammen [Gra03]. Somit ist es unwahrscheinlich, dass GaMnN die Hoffnungen erfüllen kann, ein geeigneter magnetischer Halbleiter zu sein.

Dagegen wurden am Material GaMnAs in den letzten Jahren viele interessante Ergebnisse erzielt [Tan05], die auch mit theoretischen Vorhersagen gut zusammen passen. Die Curietemperatur konnte immer weiter gesteigert werden, zumindest in speziellen Heterostrukturen erscheinen Curietemperaturen oberhalb der Raumtemperatur mittlerweile erreichbar [Naz04]. Die Kompatibilität von GaMnAs mit dem System GaAs/AlGaAs - und damit zu hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronen- und Lochgasen - macht es ebenfalls zu einem vielversprechenden Material für magnetische Kontakte, wie sie für Spintransistoren (Abbildung 2.2) benötigt werden. Die Eigenschaften von GaMnAs und die Entstehung des Ferromagnetismus sind im folgenden Kapitel beschrieben.

Kapitel 3

Der verdünnte magnetische Halbleiter GaMnAs

Dieses Kapitel stellt die bisher bekannten Eigenschaften des verdünnten magnetischen Halbleiters GaMnAs vor. Hierzu werden zunächst die Unterschiede von Tieftemperatur GaAs und gewöhnlichem GaAs aufgezeigt, da sich dessen Eigenschaften auch auf GaMnAs auswirken. Je nach der Position der Manganatome im Kristallgitter ergeben sich unterschiedliche Folgen für die elektronischen Eigenschaften, die wiederum Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften des Materials haben. Dies wird in einem Überblick relevanter theoretischer und experimenteller Ergebnisse zu GaMnAs dargelegt.

3.1 Tieftemperatur-GaAs

Die Herstellung von GaAs mittels Molekularstrahlepitaxie geschieht typischerweise bei Temperaturen von ca. 600 °C. Es ist jedoch möglich GaAs bei wesentlich niedrigeren Substrattemperaturen (200 bis 300 °C) zu wachsen. Das so hergestellte Material wird als Tieftemperatur-GaAs (*low temperature* GaAs, LT-GaAs) bezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit ist LT-GaAs vor allem deshalb relevant, da GaMnAs ebenfalls bei solch niedrigen Wachstumstemperaturen hergestellt wird, so dass sich die Eigenschaften von LT-GaAs auf GaMnAs auswirken. LT-GaAs zeigt einige besondere Eigenschaften, die für Anwendungen interessant sind. Daher beschäftigt sich bereits eine Reihe von Publikationen (z.B. [Loo90][And03]) mit diesem Material. Die wichtigsten Unterschiede zu bei hoher Temperatur gewachsenem GaAs werden im Folgenden beschrieben.

Trotz der niedrigen Wachstumstemperaturen ist die Versetzungsichte von LT-GaAs nicht höher als bei gewöhnlichem GaAs, auch mittels Röntgenbeugung ist keine schlechtere Kristallqualität erkennbar. Dennoch erscheint das Material „optisch und elektrisch tot“ [Loo90], das heißt es weist hohen elektrischen Widerstand auf (bis zu $\rho = 10^6 \Omega \text{ cm}$ bei tiefen Temperaturen) und nur sehr geringe Photolumineszenzeffizienz. Mittels Sekundärionen-Massenspektroskopie (SIMS) kann gezeigt werden, dass LT-GaAs bis zu 2 % mehr Arsen als Gallium enthält. Verantwortlich dafür sind Punktdefekte im Kristallgitter, wie Gallium-Fehlstellen (*gallium voids*, V_{Ga}) oder Arsen auf Galliumplätzen (*arsenic antisites*, As_{Ga}). Arsenatome auf Zwischengitterplätzen (*arsenic interstitials*, As_i) könnten zwar den Arsen-Überschuss erklären, jedoch wurde berechnet, dass die zur Bildung notwendige Energie wesentlich größer ist als für As_{Ga} und V_{Ga} [Zha91]. Experimentell konnte ebenfalls kein Arsen auf Zwischengitterplätzen nachgewiesen werden [Liu95].

Transportmessungen ergeben, dass LT-GaAs zwar n-leitend ist, jedoch einen sehr großen spezifischen Widerstand von bis zu $10^6 \Omega \text{ cm}$ bei Raumtemperatur aufweist. D. C. Look zeigt in [Loo90], dass die damit verbundene geringe Beweglichkeit der Ladungsträger von wenigen $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ dadurch erklärbar ist, dass As_{Ga} als ein tiefer Donator wirkt, mit einem Donatorniveau von 0,75 eV unter der Leitungsbandkante. Die meisten dieser Donatoren sind selbst bei Raumtemperatur nicht ionisiert, so dass die Elektronenbeweglichkeit durch Streuung an diesen neutralen Donatoren dominiert wird. Eine Abschätzung mittels der Matthiessen-Regel [Loo89]

$$\mu^{-1} = \left(\frac{N_D}{K_1} + \frac{1}{8500[(300 \text{ K})/T]^{3/2}} \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

(N_D : Dichte der neutralen Donatoren; $K_1 = 1,02 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-1}/\text{Vs}$: Proportionalitätskonstante, extrapoliert aus Messungen für flache Störstellen) ergibt, dass mit einer Dichte $N_D \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ die schlechte Beweglichkeit gut erklärbar ist. Für einen Arsen-Überschuss von 2 % in LT-GaAs wären etwa 10^{20} cm^{-3} Defekte (As_{Ga} , As_i , V_{Ga}) erforderlich. Da V_{Ga} als Akzeptor wirkt, und bisher nicht nachgewiesen werden konnte, ist vermutlich der Rest des Arsen-Überschusses in Form von Arsenclustern eingebaut [Loo90].

Alle Punktdefekte in LT-GaAs wirken unabhängig von ihrer Art als Fallen für Ladungsträger und als Rekombinationszentren [Gub91]. Deswegen ist die Lebensdauer für Ladungsträger extrem gering, in [Gub91] wurde sie mit weniger

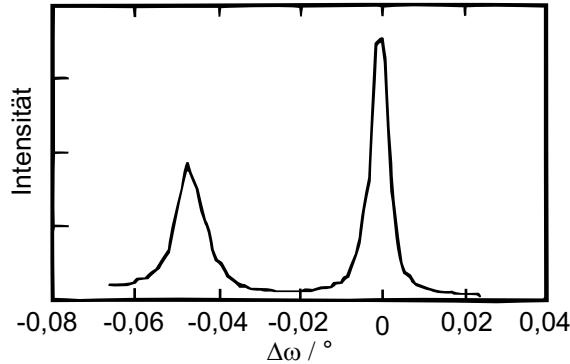


Abbildung 3.1: Röntgenbeugungsspektrum von LT-GaAs (aus [Liu95], Wachstumstemperatur $T_S=210^\circ C$). Man erkennt neben dem GaAs-Substrat-Peak bei $\Delta\omega = 0^\circ$ einen weiteren, der von der größeren Gitterkonstante des LT-GaAs bewirkt wird.

als 0,4 ps bestimmt. Aufgrund der Möglichkeit der nichstrahlenden Rekombination an Störstellen zeigt sich LT-GaAs auch als „optisch tot“.

Eine weitere Auswirkung dieser Störstellen ist, dass die Gitterkonstante von LT-GaAs größer ist als die von normalem GaAs ($a_{\text{GaAs}} = 5,653 \text{ \AA}$ bei 300 K). In Abbildung 3.1 ist ein Röntgenbeugungsspektrum von LT-GaAs gezeigt, in dem man neben dem GaAs-Substratpeak noch einen weiteren erkennt, der einer Gitterkonstante von $a_{\text{LT-GaAs}} = 5,658 \text{ \AA}$ entspricht. Nach [Liu95] entsteht dies durch den Einbau von As_{Ga}-Fehlstellen. Da der Bindungsabstand von Arsen zu Arsen größer ist, als der von Gallium zu Arsen, bewirken diese Punktdefekte eine effektive Vergrößerung der Gitterkonstante. Somit wächst LT-GaAs auf GaAs tetragonal verspannt auf. Die Abweichung der LT-GaAs-Gitterkonstante von der GaAs-Gitterkonstante ist jedoch stark von den Wachstumsbedingungen abhängig, so dass es nicht möglich ist, einen bestimmten Gitterabstand für LT-GaAs anzugeben. Gerade dies macht es nahezu unmöglich, den Mn-Gehalt von GaMnAs mittels Röntgenbeugung zu bestimmen (siehe Kapitel 6).

3.2 Eigenschaften von GaMnAs

Bereits in Abschnitt 2.4.2 wurde die Strategie zur Herstellung ferromagnetischer Halbleiter dargelegt, einen nichtmagnetischen Halbleiter mit magnetischen Atomen zu dotieren. Für GaAs hat sich Mangan als aussichtsreicher

Dotierstoff erwiesen. Aufgrund der zur Hälfte gefüllten $3d$ -Schale (Tabelle 3.1) besitzt Mangan das größte magnetische Moment aller Übergangsmetalle.

Obwohl GaMnAs erst seit wenigen Jahren untersucht wird, gab es in den letzten Jahren eine große Anzahl an Veröffentlichungen über dieses Material. Die erreichbare Curietemperatur konnte immer weiter gesteigert werden, heute gelten 170 K als der bisherige Rekord in dünnen Schichten mit „Volumeneigenschaften“ [Tan05], in bestimmten Heterostrukturen wurde sogar eine Curietemperatur von 250 K gemessen [Naz04].

3.2.1 Die Kristallstruktur von GaMnAs

Im Gegensatz zu den ternären Halbleitern Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs) oder Indiumgalliumarsenid (InGaAs), werden im Falle von GaMnAs zwei Materialien mit unterschiedlicher Kristallstruktur gemischt: GaAs in Zinkblendestruktur und MnAs, welches eine hexagonale Nickelarsenidstruktur bildet. Bei Wachstum in der Nähe des thermodynamischen Gleichgewichts kann aus diesen Ausgangsmaterialien keine homogene ternäre Verbindung entstehen, stattdessen werden hexagonale MnAs-Einschlüsse in einer GaAs-Matrix eingebaut. Dennoch ist es möglich eine geringe Menge Mangan (wenige Prozent) in der Zinkblendestruktur von GaAs einzubauen. Dazu muss während der Epitaxie die Substrattemperatur auf ungefähr 250 °C gesenkt werden (Abschnitt 3.3). Bei dieser niedrigen Temperatur ist die Beweglichkeit der Adatome auf der Oberfläche zu gering, um stabile MnAs-Cluster zu bilden, es entsteht metastabiles GaMnAs in Zinkblendestruktur.

Im Idealfall besetzen die Manganatome in GaMnAs substituierend Galliumplätze (Mn_{Ga}), wie in Abbildung 3.2 a) dargestellt. Allerdings kann man selbst bei idealen Wachstumsbedingungen nicht verhindern, dass Mn auch auf anderen – unerwünschten – Positionen im Kristallgitter eingebaut wird. Die häufigste dieser Positionen sind dabei Zwischengitterplätze (*manganese interstitials*, Mn_i). Solche Mn_i wurden unter anderen von Máca et al. als Erklärung für viele Eigenschaften von GaMnAs vorgeschlagen [Mac02], und wurden mittlerweile experimentell nachgewiesen [Yu02]. Nach Blinowski et al. [Bli03] gibt es prinzipiell drei verschiedene Positionen, auf denen Manganatome auf Zwischengitterplätze eingebaut werden können. Die stabilste ist dabei die in Abbildung 3.2 b) dargestellte, bei der sich ein zweifach ionisiertes Manganatom im Zenrum eines Tetraeders aus vier anionischen Galliumatomen befindet. Die un-

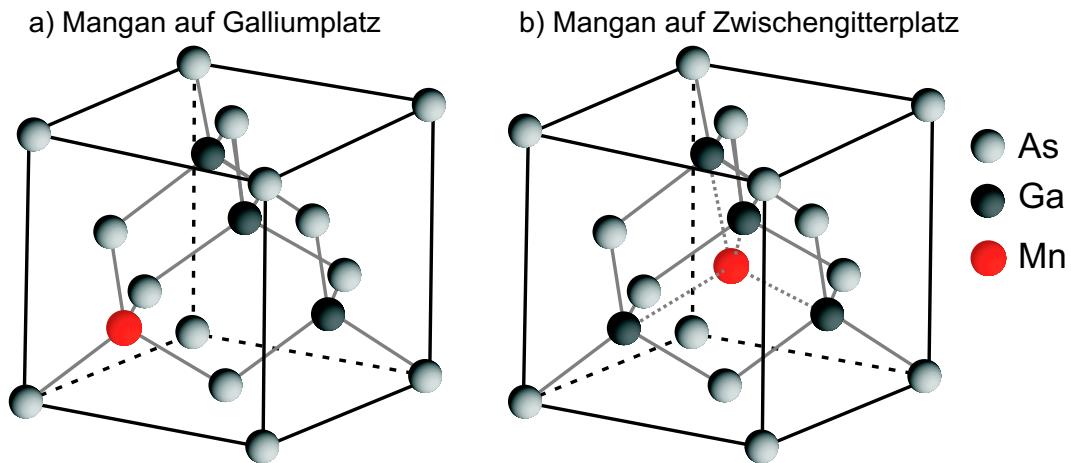


Abbildung 3.2: Mögliche Position von Mangan in der GaAs-Zinkblendestruktur. a) Mangan wird substituierend auf einem Galliumplatz eingebaut. Diese Position ist die für ferromagnetisches GaMnAs erwünschte, da die Manganatome als Akzeptor dienen und untereinander ferromagnetisch gekoppelt sind. b) Mangan befindet sich auf einem Zwischengitterplatz, im Zentrum eines Tetraeders aus Galliumatomen [Bli03]. In dieser Position stellen die Manganatome Donatoren dar und koppeln untereinander antiferromagnetisch.

erwünschten Eigenschaften von Mn_i im Gegensatz zu Mn_{Ga} sind im Abschnitt 3.2.2 behandelt.

Die Gitterkonstante der üblichen ternären Verbindungshalbleiter (z.B. $In_xGa_{(1-x)}As$) kann mittels des Vegard'schen Gesetzes

$$a_{A_xB_{(1-x)}C} = x \cdot a_{AC} + (1 - x) \cdot a_{BC} \quad (3.2)$$

gut beschrieben werden (z.B. $a_{In_xGa_{(1-x)}As} = x \cdot a_{InAs} + (1 - x) \cdot a_{GaAs}$). Bei GaMnAs besteht jedoch kein derartiger Zusammenhang zwischen Mangankonzentration und der Gitterkonstante. Somit ist auch eine Bestimmung der Mangankonzentration mittels Röntgenbeugung nicht möglich. Versucht man dennoch eine virtuelle Gitterkonstante von kubischem MnAs aus GaMnAs-Schichten unterschiedlicher Konzentration bestimmen, muss dazu als GaAs-Gitterkonstante die von LT-GaAs verwendet werden. Diese ist jedoch stark von den Wachstumsbedingungen abhängig und kann sogar von der Beimischung einer kleinen Menge Mangan wesentlich beeinflusst werden [Sch01].

Von Ohno et al. wurde auf diese Weise eine virtuelle kubische MnAs Gitterkonstante von 6 \AA ermittelt [Ohn98], diese ist größer als die von GaAs und LT-GaAs. Das bedeutet, dass GaMnAs eine umso größere Gitterkonstante besitzt, je höher die Mangankonzentration ist, was auch in anderen Publikationen bestätigt wird [Sch01]. Dies ist insofern merkwürdig, da Manganatome kleiner sind als Galliumatome (Atomradius $R_{\text{Mn}} = 1,17\text{ \AA}$, $R_{\text{Ga}} = 1,25\text{ \AA}$) [Mas03]. Der Grund für die wachsende Gitterkonstante ist bisher nicht genau bekannt, Mašek et al. geben zwei mögliche Ursachen dafür an [Mas03]. Zum einen sinkt die Energie, die zur Bildung eines As_{Ga} -Defektes benötigt wird mit steigender Mangankonzentration, As-Antisites können jedoch die Gitterkonstante vergrößern (vergleiche Abschnitt 3.1). Zum anderen bewirken auch die Mangan-Interstitials eine Vergrößerung der Gitterkonstante. Nach [Mas03] ist letzteres die hauptsächliche Ursache für die Zunahme der Gitterkonstante mit steigendem Mangangehalt. Sofern diese theoretischen Vorhersagen, die bisher experimentell nicht überprüft werden konnten, richtig sind, kann man aus einer Messung der Gitterkonstanten von GaMnAs nicht auf den Mangangehalt schließen, sondern nur auf die Qualität des gewachsenen Materials. Je näher die Gitterkonstante an der von LT-GaAs liegt, desto weniger unerwünschte Defekte wurden eingebaut.

3.2.2 Mangan als Dotierung

Anhand der Elektronenkonfigurationen von Gallium, Arsen und Mangan, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind, lässt sich leicht veranschaulichen, was im Falle der Dotierung von GaAs mit Mangan passiert. Im Idealfall besetzt Mangan substituierend die Plätze von Gallium (Mn_{Ga}). Aus Tabelle 3.1 geht hervor, dass Mangan im Vergleich zu Gallium ein $4p$ -Elektron weniger besitzt. Da dieses Elektron jedoch zur sp^3 -Hybridisierung und für die tetragonale Bindungsstruktur des Zinkblende-Kristallgitters benötigt wird, muss ein Elektron aus dem Valenzband dafür verwendet werden, es entsteht ein Loch. Mangan ist somit nicht nur eine magnetische Dotierung, sondern wirkt darüber hinaus als Akzeptor. In Abschnitt 3.4.1 wird gezeigt, dass eine hohe Löcherkonzentration wesentlich für die Entstehung des Ferromagnetismus in GaMnAs ist.

Wie bereits in 3.2.1 beschrieben, können Manganatome auch auf Zwischen-gitterplätzen in das Kristallgitter eingebaut werden. Diese Mn_i sind zweifach ionisiert, so dass sie als doppelte Donatoren wirken. Somit genügt bereits ein

Arsen	[Ar] $3d^{10}4s^24p^3$
Gallium	[Ar] $3d^{10}4s^24p^1$
Mangan	[Ar] $3d^54s^2$

Tabelle 3.1: Vergleich der Elektronenkonfiguration von Arsen, Gallium und Mangan. Mangan besitzt ein $4p$ -Elektron weniger als Gallium, dient also auf einem Galliumplatz als Akzeptor.

geringer Anteil von Mn_i , um die p-Leitfähigkeit von GaMnAs effektiv zu reduzieren. Da die ferromagnetischen Eigenschaften von GaMnAs wesentlich von der Löcherkonzentration abhängen, kann ein zu großer Anteil von Mn_i nicht nur die Leitfähigkeit, sondern auch den Ferromagnetismus vollständig verschwinden lassen. Darüber hinaus stellen auch diverse Punktdefekte, die bei der Tieftemperaturepitaxie auftreten, Donatoren dar, welche die Löcherkonzentration weiter reduzieren.

3.3 Herstellung von GaMnAs mittels Tieftemperatur-MBE

Wie schon in Abschnitt 3.2.1 beschrieben wurde, gelingt die Herstellung von Homogenen GaMnAs nur bei niedrigen Wachstumstemperaturen ($200\text{ }^\circ\text{C}$ bis $300\text{ }^\circ\text{C}$). Dieses Tieftemperaturwachstum wird auch als Tieftemperatur-Molekularstrahlepitaxie (LT-MBE) bezeichnet. In Abbildung 3.3 sind die Wachstumsregime von GaMnAs dargestellt, die sich bei verschiedener Substrattemperatur und Mangangehalt ergeben.

Für zu hohe Temperaturen ist ein Wachstum von homogenem GaMnAs nicht möglich, es entstehen MnAs-Cluster eingebettet in eine GaAs-Matrix. Je höher der Mangangehalt ist, desto niedriger ist die Temperatur bei der solche MnAs-Cluster entstehen können. Bei deutlich zu niedriger Wachstumstemperatur ($< 200\text{ }^\circ\text{C}$) ist die Beweglichkeit der Adatome auf der Substratoberfläche so gering, dass kein zweidimensionales Lagenwachstum mehr möglich ist, die Epischicht wird rauh, oder sogar polykristallin. Selbst bei homogenem Wachstum bildet sich nicht immer metallisches, ferromagnetisches GaMnAs, sondern es gibt noch einen großen Bereich, in dem isolierendes und damit nicht

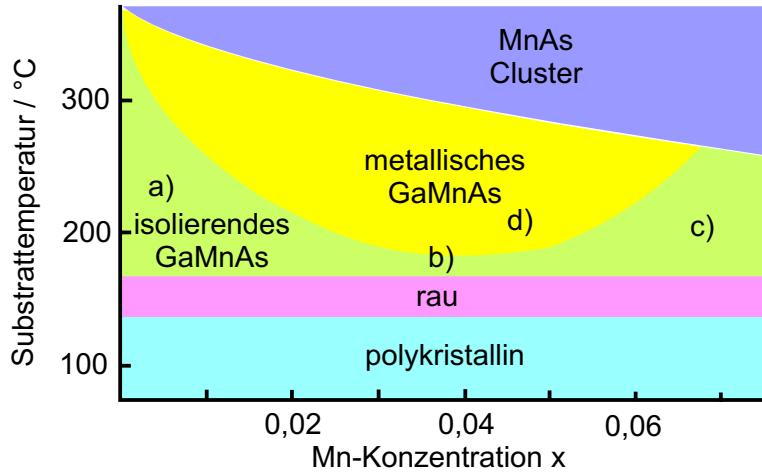


Abbildung 3.3: Wachstumsregimes für GaMnAs nach [Ohn98]. Zu hohe Temperaturen ermöglichen die Entstehung von MnAs-Clustern, zu niedrige hingegen bewirken eine raue oder sogar polykristalline Epischicht. Nur in einem schmalen Parameterbereich ist es möglich homogenes GaMnAs abzuscheiden. Aber auch innerhalb dieses Bereiches entsteht nicht immer metallisches, ferromagnetisches GaMnAs (d). Eine zu geringe Mangankonzentration (a), zu hohe Defektdichte (b) oder zu viele Mn_i (c) erzeugen isolierendes GaMnAs, das keine ferromagnetischen Eigenschaften aufweist.

ferromagnetisches GaMnAs aufwächst. Dies wird verständlich, wenn man die während der LT-MBE entstehenden Kristalldefekte betrachtet (Abschnitt 3.1). Am häufigsten kommen Arsenatome auf Galliumplätzen vor, die als Donatoren wirken, und so einen Teil der als Akzeptoren dienenden Manganionen kompensieren. Da der Mangan-Loch-Komplex eines Manganakzeptors bei geringer Löcherdichte sehr stark gebunden ist [Die02], reicht bereits eine teilweise Kompensation, und damit eine geringe Reduzierung der Löcherdichte aus, um GaMnAs bei tiefen Temperaturen als Isolator erscheinen zu lassen. Ein zu geringer Mangangehalt (Bereich (a) in Abbildung 3.3), oder eine zu hohe Konzentration von As_{Ga} (Bereich (b) in Abbildung 3.3) erzeugen daher isolierendes, nicht ferromagnetisches GaMnAs.

In GaMnAs tritt als zusätzlicher Punktdefekt Mangan auf Zwischengitterplätzen (Mn_i) auf. Im Gegensatz zu Mn_{Ga} wirken die Mn_i als doppelte Donatoren, so dass eine hohe Anzahl davon eine starke Reduzierung der Löcherdichte bewirkt. Für sehr hohe Mangankonzentrationen ($x > 7\%$) wird es energetisch

günstiger, Mangan auf Zwischengitterplätzen einzubauen, da so die Fermienergie nicht weiter ins Valenzband verschoben wird. Auf diese Weise trägt eine steigende Mangankonzentration nicht mehr zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte bei, sondern sogar zu deren Reduzierung [Woj04], wodurch ebenfalls isolierendes GaMnAs entsteht (Bereich (c) in Abbildung 3.3).

Der Parameterbereich, in dem metallisches und damit ferromagnetisches GaMnAs mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt werden kann, ist also wesentlich kleiner als für andere, konventionelle Halbleiter, zum Beispiel GaAs. In Abschnitt 6.2 ist beschrieben, wie die erforderlichen Bedingungen im Regensburger III-V-MBE-System reproduzierbar eingestellt werden können.

3.4 Ferromagnetismus in GaMnAs

Die $3d$ -Schale von Mangan ist im Gegensatz zu der von Gallium und Arsen nur zur Hälfte gefüllt (Tabelle 3.1). Daher besitzt Mangan ein maximales magnetisches Moment von $5/2 \mu_B$. Dieses Moment verschwindet auch dann nicht, wenn Mangan in Verbindungen auftritt, da die $3d$ -Schale nicht an Bindungen beteiligt ist. Dies reicht jedoch nicht immer zur Ausbildung einer ferromagnetischen Ordnung, wie am Beispiel von elementarem Mangan erkennbar ist, bei dem die Atome antiferromagnetisch gekoppelt sind. Die typische Mangankonzentration in GaMnAs von einigen Prozent ist zu gering, also die Abstände der Manganatome zu groß, für eine direkte Austauschwechselwirkung. Folglich kann eine ferromagnetische Kopplung nur mittels eines indirekten Austauschs über freie Ladungsträger entstehen. Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, wirkt Mangan in GaAs selbst als Akzeptor, daher sind die dafür benötigten Ladungsträger vorhanden. GaMnAs muss demnach nicht wie zum Beispiel II-Mn-VI-Halbleiter zusätzlich dotiert werden.

Die hohe Zahl von kompensierendem Mn_i wirkt sich allerdings auf mehrere Arten negativ auf den Ferromagnetismus in GaMnAs aus. Da jedes Mn_i wie schon beschrieben als doppelter Donator wirkt, fehlen im Vergleich zu einem Mn_{Ga} drei Löcher. Außerdem koppeln die Mn_i antiferromagnetisch untereinander und mit den Mn_{Ga} , weswegen sich das effektive Moment reduziert. Aus diesen Gründen ist es wesentlich für die Herstellung von ferromagnetischem GaMnAs, den Anteil der Mn_i möglichst gering zu halten.

3.4.1 Theoretische Ansätze zur Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs

Die Entstehung des Ferromagnetismus in Galliummanganarsenid ist mittlerweile gut verstanden [Die02]. Die äußeren Elektronenschalen von Mangan zeigen eine Elektronenkonfiguration von $3d^5 4s^2$. Die $3d$ -Schale ist halb gefüllt, wodurch nach der ersten Hund'schen Regel ein maximales Spindrehmoment von $S = 5/2$ entsteht. Mangan wird in GaAs idealerweise substituierend auf einem Galliumplatz eingebaut. Da das Niveau der $4s$ -Elektronen nahe dem Valenzbandniveau in GaAs liegt, entsteht dabei ein Akzeptor-Loch-Komplex ($A^- + h^+$). Mangan bewirkt demnach eine p-Dotierung von GaAs. Bei geringen Mangankonzentrationen ($< 10^{19} \text{ cm}^{-3}$), sind die Löcher jedoch stark an den Akzeptor oder an sonstige Störstellen gebunden, so dass die Leitfähigkeit in solchen Proben bei Temperaturen nahe 0 K verschwindet [Die02].

Ist die Löcherdichte hoch genug, koppeln die Spins der Manganionen über die Austauschwechselwirkung mit den Spins der Löcher, wobei experimentelle Untersuchungen [Oka98, Ohl00] für Mangankonzentrationen größer als 1 % ein Austauschintegral von $J_{\text{Mn},h} \approx -1,2 \text{ eV}$ ergeben. Dies bedeutet, die Spins der Manganionen koppeln antiferromagnetisch mit den Spins der umgebenden Löcher. Zwei Manganionen können nun mittels zweier antiferromagnetischer Wechselwirkungen untereinander koppeln, es ergibt sich insgesamt eine parallele Ausrichtung der Manganspins. Zusätzlich koppeln die Manganionen ohne freie Ladungsträger über einen Superaustauschmechanismus antiferromagnetisch untereinander [Die02]. Falls genügend positive Ladungsträger vorhanden sind, überwiegt die langreichweitige durch Löcher vermittelte Wechselwirkung und es bildet sich eine ferromagnetische Ordnung aus. Demnach gibt es in GaMnAs eine Konkurrenz zwischen ferromagnetischer und antiferromagnetischer Wechselwirkung, wobei die eine von Ladungsträgern vermittelt wird, die andere nicht. Dies erklärt, warum viele Eigenschaften von GaMnAs stark von den Materialparametern wie Mangangehalt und Ladungsträgerdichte abhängen.

Zur theoretischen Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs gibt es zwei grundsätzliche Ansätze:

- „ab initio“ bzw. „first principle“ Berechnungen
- Berechnungen mittels effektiver Hamiltonoperatoren, die experimentell

gewonnene Parameter enthalten.

Das Prinzip der „*ab initio*“ Rechnungen ist in [Sat02] dargestellt. Im Prinzip könnten die Eigenschaften von Festkörpern alleine aus ihrer elektronischen Struktur quantenmechanisch berechnet werden. Allerdings ist dies aufgrund der Vielteilchen-Elektron-Elektron-Wechselwirkungen in der Praxis unmöglich. Deswegen müssen diese Elektron-Elektron Wechselwirkungen mittels einer effektiven Näherungsmethode beschrieben werden. Eine übliche Methode dafür ist die „*local density approximation*“ (LDA) der Dichtefunktionaltheorie. Allerdings gehen Berechnungen der Bandstruktur immer von einer periodischen Kristallstruktur aus, während sich im Falle von verdünnten magnetischen Halbleitern wenige zufällig verteilte magnetische Ionen im Kristallgitter befinden. Dies wird üblicherweise so gelöst, dass man annimmt, die magnetischen Ionen seien regelmäßig verteilt, und daraus eine größere Einheitszelle (Superzelle) konstruiert, die an wenigen Gitterplätzen magnetischen Dotieratome enthält. Für diese Superzelle wird die Bandstruktur mittels der Dichtefunktionaltheorie berechnet.

Methoden, die effektive Hamiltonoperatoren verwenden, liefern jedoch bisher genauere Beschreibungen des Ferromagnetismus in DMS. Eine Zusammenfassung verschiedener solcher Methoden findet sich in [Die02]. Wird der mittlere Abstand zwischen den Ladungsträgern r_c kleiner als der effektive Bohrradius des Systems Loch/Manganion, so bildet sich ein Störstellenband aus, und die Löcher können sich, bis auf Streuung an Mangan und anderen Defekten, frei bewegen. Zur Beschreibung des Ferromagnetismus, der von der Austauschwechselwirkung zwischen freien Ladungsträgern und lokalisierten Spins verursacht wird, wurde von Zener eine Methode vorgeschlagen [Zen50], die heute als „Zener-Modell“ bekannt ist. Dieses Modell kann jedoch weder den „itineranten Ferromagnetismus“ noch das oszillatorische Verhalten der Elektronen-Spinpolarisation um die lokalisierten Spins erklären, die wesentliche Eigenschaften von ferromagnetischen Metallen darstellen. Daher wurde dieses Modell von dem „RKKY-Modell“ abgelöst, das diese Oszillationen berücksichtigt (Abschnitt 2.2). Im Falle von verdünnten magnetischen Halbleitern ist der mittlere Abstand der Ladungsträger jedoch größer als der der Spins, so dass der Effekt der Oszillationen verschwindet [Die00]. In diesem Fall ist die RKKY-Beschreibung identisch mit dem Zener-Modell [Die97].

Die beste Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs gelingt mit einem

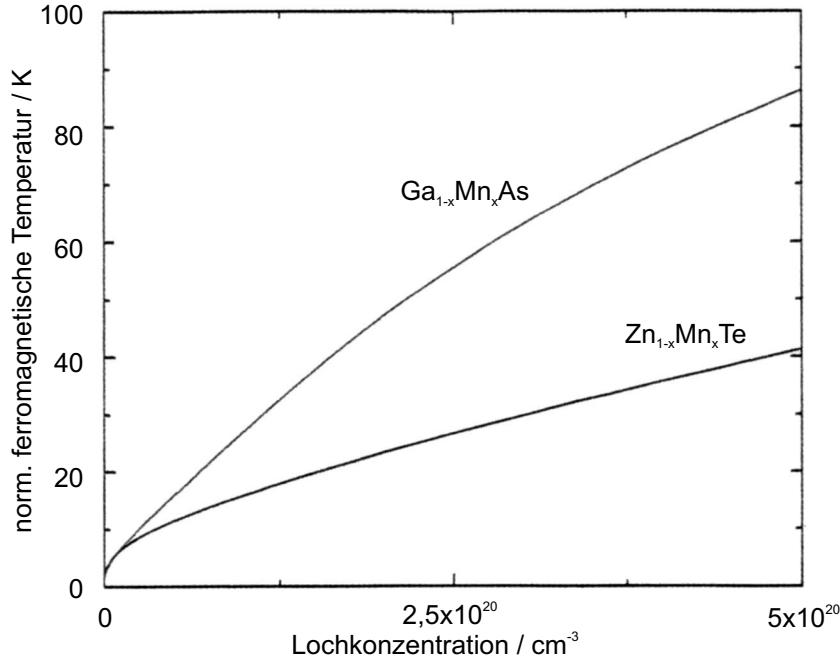


Abbildung 3.4: Berechnete Abhängigkeit der Curietemperatur von der Ladungsträgerdichte für GaMnAs und ZnMnTe mit jeweils 5 % Mangan aus [Die00]. Aufgetragen ist die normierte ferromagnetische Temperatur, die linear mit der Curietemperatur zusammenhängt. Erkennbar ist die Abhängigkeit $T_C \propto p^{1/3}$.

„Zener-like mean field“ Modell [Die00]. Das Zener-Modell erklärt, wie die ferromagnetische Wechselwirkung durch delokalisierte Ladungsträger vermittelt wird. Dabei bewirkt eine Polarisation der lokalisierten Momente eine Spin-Aufspaltung der Ladungsträgerbänder, was wiederum die Energie der beweglichen Ladungen reduziert und so zu einem Energiegewinn führt. Durch die Spinpolarisation verringert sich jedoch die Entropie des Systems, was wiederum die freie Energie erhöht. Bei genügend tiefen Temperaturen (also unterhalb der Curietemperatur) ist der Energiegewinn aus der Bandaufspaltung größer als der Entropiebeitrag zur Freien Energie, es stellt sich eine ferromagnetische Ordnung ein.

Für GaMnAs ergibt sich aus den Berechnungen des Zener Modells, dass die Curietemperatur folgendermaßen von der Mangankonzentration x und der Löcherdichte p abhängt:

$$T_C \propto x \cdot p^{1/3} \quad (3.3)$$

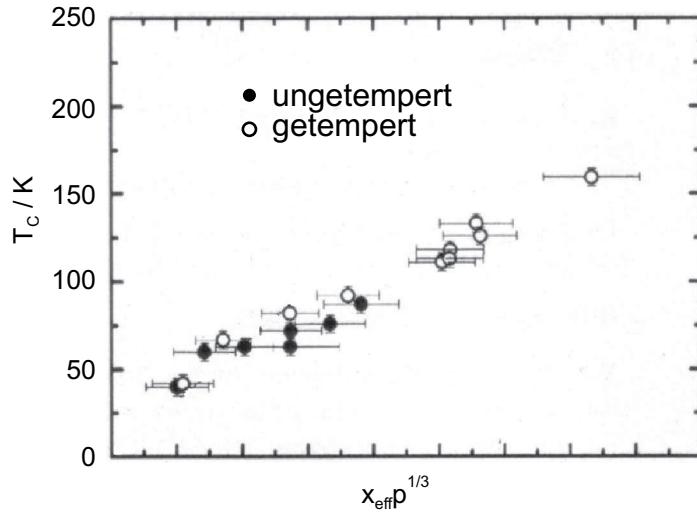


Abbildung 3.5: Experimentell gefundene Abhängigkeit der Curietemperatur von $x \cdot p^{1/3}$ nach [Wan04] (x : Mangankonzentration, p Lochdichte). Damit kann die theoretische Vorhersage bestätigt werden, dass T_C direkt proportional von $x \cdot p^{1/3}$ abhängt.

In Abbildung 3.4 ist dieser Zusammenhang für einen konstanten Mangangehalt von 5 % dargestellt.

In GaMnAs sollte gemäß diesen Berechnungen eine Curietemperatur von 300 K erreichbar sein, für $x = 12,5\%$ und $p = 3,5 \cdot 10^{20}$, falls Mangan in solch hoher Konzentration in GaAs eingebaut werden kann.

Der Zusammenhang aus Gleichung 3.3 wurde mittlerweile auch experimentell bestätigt, K. Y. Wang et al. konnten einen linearen Zusammenhang zwischen T_C und $x \cdot p^{1/3}$ nachweisen (Abbildung 3.5) [Wan04].

3.4.2 Magnetische Anisotropie in GaMnAs

In GaMnAs ist – ebenso wie in anderen ferromagnetischen Festkörpern – die magnetische Kopplung richtungsabhängig. Die Ursache dafür ist hauptsächlich der nicht verschwindende Bahndrehimpuls der Löcher, welche die ferromagnetische Kopplung vermitteln [Die01]. Aufgrund dieser indirekten Kopplung ist die Anisotropie in GaMnAs – wie andere Eigenschaften auch – extrem von der Löcherkonzentration p abhängig. Eine weitere Größe die Einfluss auf die Anisotropie hat ist die Verspannung des Materials.

Unverspanntes GaMnAs zeigt eine kubische Anisotropie. Die Richtung der leichten Achsen ist von p abhängig und kann sowohl in $\langle 100 \rangle$, als auch in $\langle 110 \rangle$ Richtungen weisen. Darüber hinaus wird auch die Stärke der Anisotropie von p beeinflusst [Die01]. Bei typischen Mangan und Löcherkonzentrationen liegen die leichten Richtungen in Mangan entlang $\langle 100 \rangle$. Da GaMnAs in der Regel pseudomorph verspannt aufwächst, entsteht zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie, deren Richtung von der Art der Verspannung abhängt. Eine kompressive Verspannung bewirkt, dass die uniaxial leichte Achse in der Schichtebene liegt, dies tritt im Falle von GaMnAs auf GaAs auf. Dagegen bewegt eine tensile Verspannung die leichte Achse senkrecht zur Oberfläche, was zum Beispiel für InMnAs auf InAs gilt [Ohn00]. Die magnetisch leichten Achsen von GaMnAs auf (001)-GaAs sind normalerweise die [100]- und die [010]-Richtung innerhalb der Schichtebene, die [001]-Richtung senkrecht zur Oberfläche stellt die magnetisch schwere Richtung dar. Die [110]- und die $[1\bar{1}0]$ -Richtung stellen zwar innerhalb der Probenebene die schwersten Richtungen dar, jedoch sind sie leichter als die [001]-Richtung.

In Experimenten zeigt sich, dass die Anisotropie von GaMnAs damit nicht vollständig beschrieben ist. Bei der Epitaxie von GaMnAs entsteht eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie innerhalb der Schichtebene, deren leichte Achse entlang [110] liegt. Welp et al. vermuten, dass Rekonstruktionen der GaAs-Oberfläche die Ursache dafür sind [Wel03]. Die Überlagerung der kubischen und der uniaxialen in-plane Anisotropie ist temperaturabhängig. Für Temperaturen unterhalb von $T_C/2$ überwiegt die kubische, während oberhalb von $T_C/2$ die uniaxiale Anisotropie dominiert. Aufgrund dieser Überlagerung ist bei tiefen Temperaturen die leichte Achse von GaMnAs nicht genau entlang [100] bzw. [010], sondern weicht um wenige Grad davon ab. Diese Abweichung ist von der Temperatur und der Löcherkonzentration abhängig [Wel03].

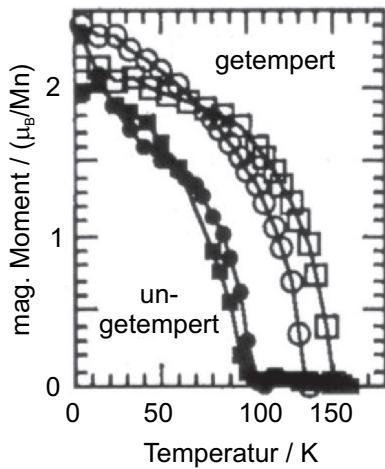


Abbildung 3.6: Temperaturabhängigkeit der Remanenzmagnetisierung von ungetemperten und getemperten GaMnAs Proben. Durch das Tempern kann die Curietemperatur gemäß dieser Veröffentlichung auf bis zu 150 K erhöht werden (aus [Ku03]).

3.4.3 Temperi zur Erhöhung der Curietemperatur

In den ersten Jahren der Forschung an GaMnAs gelang es nicht Material mit Curietemperaturen über 110 K herzustellen [Ku03], obwohl eine hohe Mangan-Konzentration und gute Materialqualität erreicht wurden. Ku et al. konnten 2003 zeigen, dass sich die Curietemperatur deutlich erhöht, wenn die Probe nach dem Wachstum ausgeheizt wird [Ku03]. Dieses Temperi knapp unter der Wachstumstemperatur ermöglicht es, T_C auf Werte bis zu 170 K zu steigern. In Abbildung 3.6 ist die Remanenzmagnetisierung von GaMnAs-Proben mit und ohne Ausheizschritt bei variabler Temperatur aufgetragen. Deutlich ist zu erkennen, dass T_C der getemperten Proben etwa 1,5 mal größer ist.

Edmonds et al. zeigten, dass die Leitfähigkeit des Materials sich während des Temperns deutlich verbessert [Edm02b], was auf eine Steigerung der Ladungsträgerkonzentration schließen lässt. Später gelang es, diesen Abfall des spezifischen Widerstandes durch eine Diffusionsgleichung zu beschreiben [Edm04]. Daraus kann gefolgert werden, dass beim Ausheizen die Mn_i an die Oberfläche diffundieren, wo das überschüssige Mangan oxidiert und gebunden wird. Auf diese Weise wird ein Teil der kompensierenden Donatoren entfernt, wodurch sich die Lochkonzentration und damit auch T_C erhöht.

Obwohl dieser Mechanismus bisher nicht völlig sicher belegt ist, hat sich das

Tempern von Proben nach dem Wachstum mittlerweile als Standardprozedur etabliert. Dabei spielt es kaum eine Rolle in welcher Atmosphäre sich die Proben dabei befinden, am einfachsten ist das Ausheizen an Luft. Aufgrund der relativ geringen Temperatur von ca. 200 °C sind lange Temperzeiten von 60 Stunden bis zu einer Woche notwendig [Edm04].

3.5 (311)A-GaAs und (311)-GaMnAs

Die (311)-Ebene ist um 25,2° gegenüber der (100)-Ebene in Richtung der (011)-Ebene verkippt. Die (311)A-Oberfläche von GaAs ist für das MBE-Wachstum insofern interessant, da Silizium als Dotierung sowohl auf der Gallium- als auch auf der Arsenposition eingebaut werden kann. Damit kann es wie auf der (001)-Oberfläche als Donator dienen, oder als Akzeptor. Da bekannt ist, bei welchen Wachstumsbedingungen Silizium welche Position bevorzugt [Sak95], kann die Dotierung wie gewünscht eingestellt werden. Die Epitaxie auf der (311)A-Oberfläche gelingt problemlos, da diese Oberfläche zahlreiche atomare Stufen aufweist, die ein Wachstum an Stufenkanten (*step flow growth*) erleichtern. So werden wenige Kristalldefekte erzeugt, und es entsteht eine glatte Oberfläche [Sht99]. Das genaue Aussehen und die Rekonstruktionen der GaAs-(311)A-Oberfläche sind jedoch bis heute nicht vollständig bekannt [Tag05]. In Abbildung 3.7 ist die Geometrie einer Probe in (311)-Orientierung mit den wichtigsten Kristallachsen und den natürlichen Spaltkanten dargestellt.

Diese Flexibilität der (311)A-Oberfläche ermöglicht eine Vielzahl von Heterostrukturen mit p- und n-dotierten Schichten, in denen lediglich Silizium als Dotierung verwendet wird. So können auf (311)A-GaAs zweidimensionale Lochgase mit einer Silizium δ-Dotierung hergestellt werden. In solchen Lochgasen, die mit der im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten MBE-Anlage gewachsen wurden, konnten bisher Lochbeweglichkeiten von $1 \cdot 10^5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei einer Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ erreicht werden.

Wie im Abschnitt 3.4 beschrieben wurde, wird der Ferromagnetismus in GaMnAs von positiven Ladungsträgern vermittelt. Sollen aus diesem Material spinpolarisierte Ladungsträger in einen zweidimensionalen Kanal eines Spintransistors injiziert werden, stehen dafür zunächst nur Löcher zur Verfügung. Zwar ist es möglich, diese Löcher mittels Tunneln durch eine Zenerstruktur in spinpolarisierte Elektronen umzuwandeln, wie es von Johnston-Halperin et al.

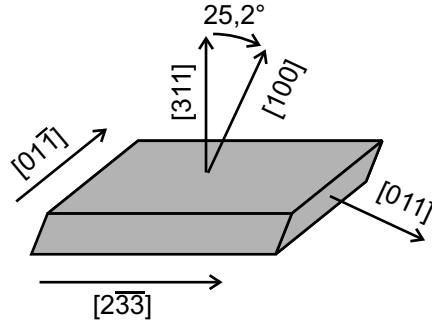


Abbildung 3.7: Geometrie einer (311)-orientierten Probe. Die [100]-Richtung ist in einem Winkel von 25,2° zur Oberfläche verkippt. Beim Spalten einer solchen Probe entstehen wie bei (001)-GaAs rechteckige Stücke, bei denen jedoch eine der Bruchflächen (die (011)-Ebene) in einem Winkel von 25,2° zur Senkrechten geneigt ist.

experimentell demonstriert wurde [Joh02], der direktere Ansatz ist jedoch die Injektion in ein zweidimensionales Lochgas.

Für eine Struktur zur Spininjektion aus GaMnAs in ein solches zweidimensionales Lochgas müssen natürlich auch die GaMnAs-Schichten in der (311)-Richtung gewachsen werden. Zur erfolgreichen Durchführung solcher Injektionsexperimente ist es allerdings notwendig, die Eigenschaften von GaMnAs – vor allem die Anisotropie – in der verwendeten Wachstumsrichtung zu kennen. Bisher gibt es nur sehr wenige Berichte über das GaMnAs auf anderen Oberflächen als (001), lediglich in [Omi01] werden Untersuchungen an GaMnAs auf der GaAs (411)-Oberfläche vorgestellt. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit GaMnAs auch auf (311)A-Substraten¹ hergestellt und charakterisiert, wobei (001)- und (311)-GaMnAs speziell mit Blick auf Curietemperatur und Anisotropie verglichen wurden.

3.6 Zusammenfassung

Mangan hat sich als geeignete magnetische Dotierung für GaAs erwiesen, so dass im Materialsystem GaAs/AlGaAs Heterostrukturen mit ferromagnetischen Schichten möglich erscheinen. Mangan wirkt in GaMnAs zunächst als Akzeptor. Die so erzeugten Löcher können eine effektive Wechselwirkung zwischen

¹GaMnAs auf GaAs-(311)A-Substrat wird im Folgenden als (311)-GaMnAs bezeichnet.

den Manganionen vermitteln, deren halb gefüllten $3d$ -Schale ein maximales magnetisches Moment erzeugt. Auf diese Weise stellt sich eine ferromagnetische Kopplung der Manganionen ein.

Negative Auswirkungen auf den Ferromagnetismus von GaMnAs haben Manganatome auf Zwischengitterplätzen. Sie wirken als doppelte Donatoren und stellen so eine effektive Kompensation der Mn-Akzeptoren dar. Aufgrund der verringerten Ladungsträgerkonzentration und der antiferromagnetischen Kopplung der Mn_i wird die ferromagnetische Kopplung in GaMnAs reduziert. Durch Temvern der Proben nach dem Wachstum kann die Konzentration der Mn_i verringert, und so die Löcherkonzentration und damit die Curietemperatur gesteigert werden. Auf diese Weise wurde bisher eine Curietemperatur von bis zu 170 K erreicht.

Für die Durchführung von Experimenten zur Injektion spinpolarisierter Ladungsträger aus GaMnAs in zweidimensionale Systeme bieten sich Lochgase an, die mit Silizium als Akzeptor auf (311)A-orientierten GaAs-Substraten hergestellt wurden. Desweiteren ermöglicht es diese Wachstumsrichtung, die Ladungsträgerkonzentration in GaMnAs durch zusätzliches Dotieren mit Silizium, statt mit Beryllium, zu steigern. Auf diese Weise könnte möglicherweise eine Erhöhung der Curietemperatur erreicht werden.

Kapitel 4

Die Molekularstrahlepitaxieanlage

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt. Ein wesentlicher Teil der Arbeit bestand im Aufbau des MBE-Systems, mit dem sowohl nichtmagnetische III-V-Heterostrukturen, als auch ferromagnetische Halbleiter hergestellt werden können. Da diese MBE-Anlage, deren eine Kammer speziell für die Herstellung hochbeweglicher Elektronenstrukturen konzipiert, und deren andere Kammer für magnetische Halbleiter ausgelegt ist, einige Besonderheiten aufweist, wird der Aufbau der Anlage im diesem Kapitel ausführlich beschrieben.

4.1 Aufbau des MBE-Systems

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Molekularstrahlepitaxieanlage ist ein modulares Gen-II-System der Firma Veeco, das in einigen Punkten modifiziert wurde, um bestmögliche Bedingungen zur Herstellung von Heterostrukturen mit hohen Elektronenbeweglichkeiten zu erreichen. Das System besteht aus zwei Wachstumskammern, die durch einen UHV-Transferkanal miteinander verbunden sind (UHV: Ultrahochvakuum). Die MBE-Anlage ist zur Epitaxie auf 2-Zoll-Wafern ausgelegt. In Abbildungen 4.1 und 4.2 ist das gesamte System als Skizze und als Foto dargestellt. In beiden Abbildungen ist rechts die Schleusenkammer zu erkennen, über die die GaAs-Substrate ein- und ausgeschleust werden. Von dort werden die Wafer durch den Transferkanal in eine der beiden Wachstumskammern transferiert. Das ganze System ist auf

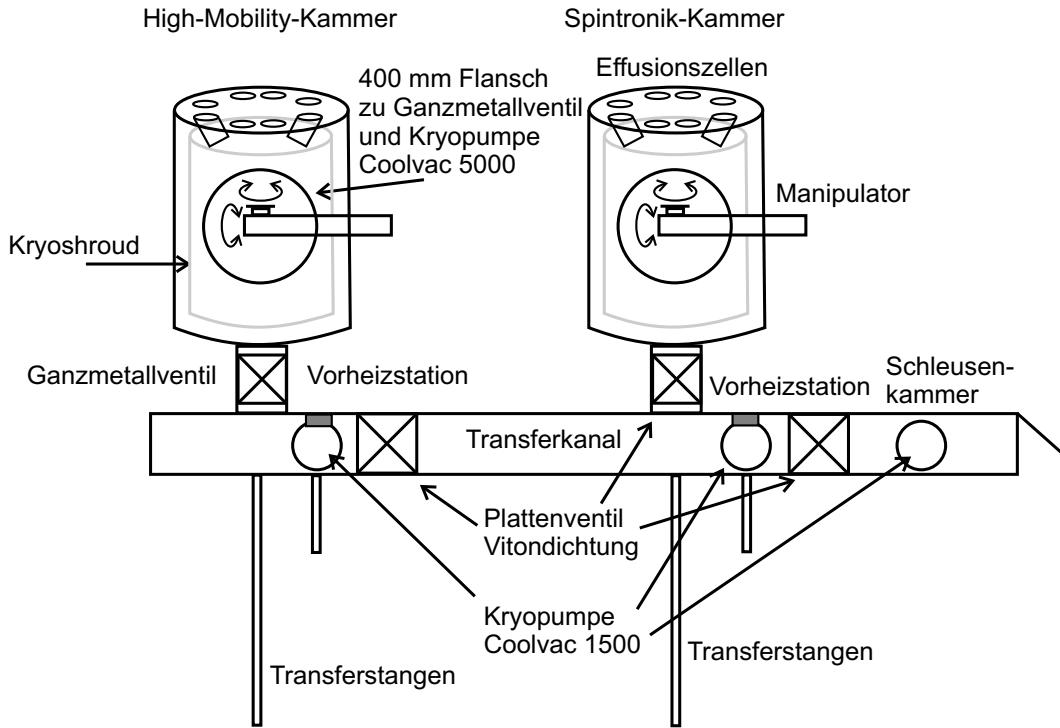


Abbildung 4.1: Skizze der gesamten MBE-Anlage, Blick von oben. Die GaAs-Substrate werden von der Schleusenkammer über den Transferkanal in die beiden Wachstumskammern transferiert, in denen sie von dem schwenkbaren Manipulator aufgenommen werden.

besonders hohe Reinheit ausgelegt, daher dienen zur Vakuumerzeugung ausschließlich kryogene Vakuumpumpen (Kryopumpen) und Stickstoff-gekühlte Sorptionspumpen, die ein absolut ölfreies Vakuum ermöglichen.

4.1.1 Die Wachstumskammern

Die beiden Wachstumskammern werden als Spintronik-Kammer und High-Mobility-Kammer bezeichnet. In Abbildung 4.3 ist die High-Mobility-Kammer in Seitenansicht und als Querschnitt dargestellt, die Spintronik-Kammer unterscheidet sich davon nur in wenigen Details. Innerhalb der Kammern befindet sich die Probe auf dem Manipulator, der um zwei Achsen drehbar ist. Eine der Drehachsen schwenkt den Manipulator zwischen Wachstums- und Transferposition, die andere erlaubt es, die Probe während des Wachstums zu rotieren. Im Manipulator ist die Heizung integriert, mit der die Probe auf die gewünschte

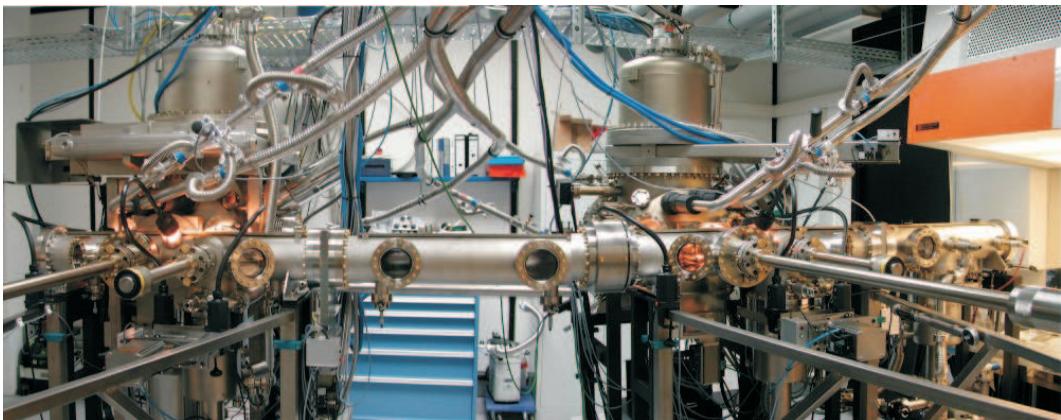


Abbildung 4.2: Gesamtansicht der MBE-Anlage, Blick von vorne. Ganz rechts befindet sich die Schleusenkammer. Die rechte Wachstumskammer ist die Spintronik-Kammer, die linke die High-Mobility-Kammer. Beide Wachstumskammern sind durch den Transferkanal miteinander und mit der Schleusenkammer verbunden.

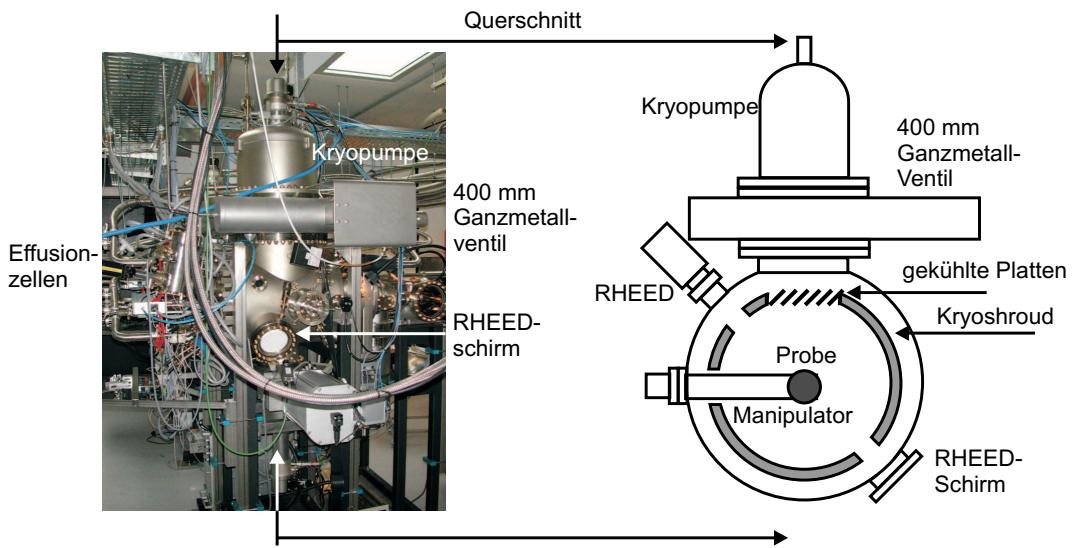


Abbildung 4.3: Die High-Mobility-Kammer der MBE-Anlage in einer Seitenansicht und als schematischer Querschnitt. Im Querschnitt ist die zweiten Kryopumpe (Colvac 1500), die unterhalb der Kammer montiert ist nicht dargestellt.

Wachstumstemperatur gebracht werden kann. Zur Kontrolle dieser Temperatur dient ein Thermoelement. Als weitere Möglichkeiten zur Messung der Substrattemperatur können außerhalb der Kammer ein Pyrometer oder eine Apparatur zur „diffusen Reflexionsspektroskopie“ montiert werden. Letztere Methode zur Messung der Substrattemperatur ist in Abschnitt 4.2 beschrieben.

Zur UHV-Erzeugung in den Wachstumskammern ist jeweils eine Kryopumpe Coolvac 5000 der Firma Leyboldt installiert, die High-Mobility-Kammer wird zusätzlich von einer kleineren Coolvac 1500 (ebenfalls Firma Leyboldt) gepumpt. Zwischen den Wachstumskammern und den Kryopumpen ist jeweils ein Plattenventil montiert, mit dem die Kryopumpe zur Regeneration, oder bei einer Störung, vom Vakuumsystem abgetrennt werden kann. Die Ventile der High-Mobility-Kammer (Firma VAT) sind mit einer Ganzmetalldichtung ausgestattet, während die der Spintronik-Kammer Vitondichtungen besitzen. Eine zusätzliche Pumpwirkung entsteht durch den Kryoshroud. Dabei handelt es sich um eine doppelwandige innere Kammer, die den Bereich um die Probe umschließt. Der Shroud wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Ein zweiter Kryoshroud befindet sich auf der Seite der Effusionszellen. Dieser ist sternförmig, wobei die Effusionszellen zwischen die Speichen des Sterns hineinragen. Die Aufgabe dieser Shrouds besteht darin, große Flächen zu bilden, die auf einer Temperatur von 77K gehalten werden. Schwere Gase wie Wasserdampf, Kohlenwasserstoffe und Moleküle aus den Effusionszellen bleiben an den Wänden haften, wodurch eine zusätzliche Pumpwirkung entsteht. Zur Vakuummessung ist jede Wachstumskammer mit einer Ionenextraktionsmessröhre (Firma Leyboldt) ausgestattet, die im Druckbereich zwischen 10^{-5} mbar und 10^{-12} mbar die höchste Messgenauigkeit bietet. Des Weiteren ist in jede Wachstumskammer ein Messkopf eines Massenspektrometers mit Elektronenvervielfacher (Firma Ametek) eingebaut, der zur Restgasanalyse und zur Lecksuche benutzt wird.

Als Effusionszellen für Gallium, Aluminium, Indium und Mangan (nur in der Spintronik-Kammer) dienen Knudsenzellen (Firma Veeco), deren Aufbau in Abbildung 4.4 dargestellt ist. In der High-Mobility-Kammer ist als eine der beiden Galliumquellen eine SUMO-Zelle eingebaut, als Indiumquelle eine *downward-looking*-SUMO-Zelle. Bei beiden Zellen ist die Form des Bornitrid-Tigels gegenüber der üblichen Form verändert [Vee04]. Da im Rahmen dieser Arbeit beide Zellen nicht verwendet wurden, soll hier nicht weiter darauf eingegangen werden.

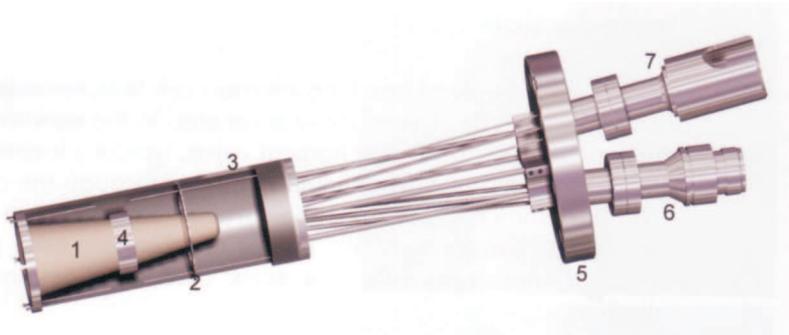


Abbildung 4.4: Aufbau einer typischen Effusionszelle der Firma Veeco (aus [Vee04]). 1: Bor-Nitrid-Tiegel 2: Heizfilament 3: Hitzeschild 4: Thermoelement 5: Flansch 6: Stromversorgung für Heizung 7: Anschluss Thermoelement

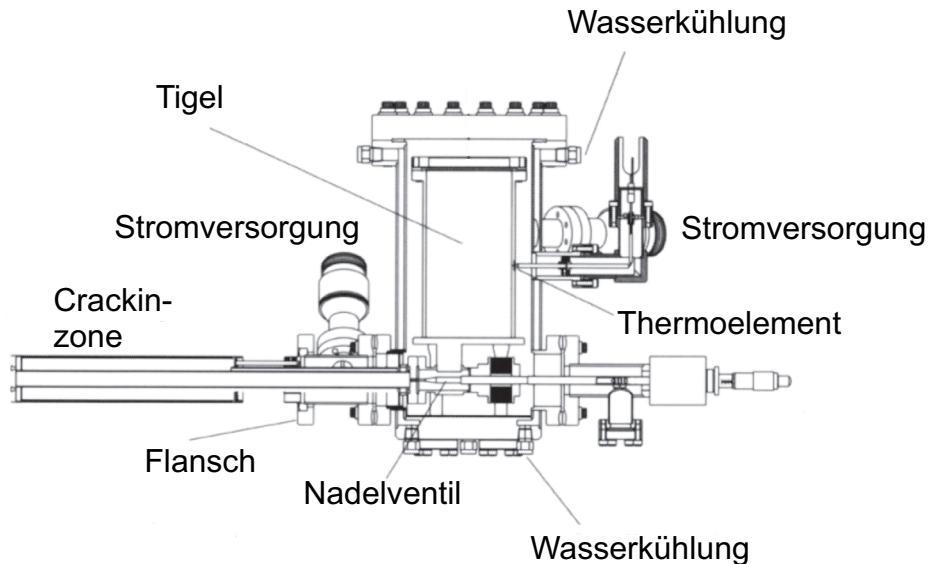


Abbildung 4.5: Aufbau der Valved-Cracker-Zelle für Arsen (nach [Vee04]).

Die Arsenquellen beider Zellen sind als Cracker-Zellen ausgelegt. Der zur Kammer gewandte Teil dieser Zellen – die *Crackingzone* – kann unabhängig von der Temperatur des Tigels auf ca. 1000 °C geheizt werden, um As₄-Moleküle in As₂-Moleküle zu spalten, die für manche Anwendungen besser geeignet sind. Die Arsenquelle der High-Mobility-Kammer ist zusätzlich über ein Nadelventil regelbar (Abbildung 4.5).

Zur Dotierung ist die Spintronikkammer mit einer Siliziumquelle (Eigenbau) ausgerüstet, die High-Mobility-Kammer ist mit einer identischen Siliziumquelle

zur n-Dotierung und einer Kohlenstoffquelle (Firma MBE-Komponenten) zur p-Dotierung bestückt. Zur Sublimation von Silizium und Kohlenstoff sind sehr hohe Temperaturen erforderlich. Bei diesen Temperaturen besteht die Gefahr, dass sich das Bornitrid der Tiegel von konventionellen Knudsen-Zellen zersetzt, und ein unerwünschter Einbau von Stickstoff in die Probe erfolgt. Deswegen bestehen die Dotierquellen aus einem Filament des jeweiligen Dotiermaterials, durch welches ein elektrischer Strom von einigen Ampere fließt (Silizium ca. 12 A, Kohlenstoff ca. 50 A). Dadurch wird das Filament heiß und sublimiert langsam. Da zur Dotierung nur geringe Materialflüsse benötigt werden, genügt dies um ausreichend Dotiermaterial in die Probe einzubauen. Die Stärke der Dotierung kann über den Strom durch das Filament gesteuert werden. Diese Bauweise ermöglicht es, auf Tiegel und eine separate Heizung zu verzichten. Ein weiterer Vorteil einer solchen direkten Heizung besteht darin, dass die Temperatur des Silizium- bzw. Kohlenstofffilamentes und damit die Dotierintensität innerhalb weniger Sekunden verändert werden kann. Die Filamente von Silizium- und Kohlenstoffquelle müssen von einer Konstantstromquelle betrieben werden, da der Widerstand der Filamente bei steigender Temperatur abnimmt. Eine konstante Spannung würde daher einen immer weiter wachsenden Strom verursachen, der schließlich zum Durchbrennen des Filamentes führt.

Zusätzlich ist die Spintronikkammer mit einer „Radiofrequenz-Plasmaquelle“ (rf-Plasmaquelle) ausgestattet. Diese Quelle ermöglicht es reaktionsträgen Stickstoff in Ionen oder Radikale zu zerlegen, und ist für das Wachstum von Galliumnitrid oder Galliummangannitrid vorgesehen. Da sie bisher nicht verwendet wurde, wird hier nicht weiter darauf eingegangen.

Zwischen den Zellen der Gruppe-III-Elemente und der Probe befinden sich Shutter, die pneumatisch geöffnet und geschlossen werden können. Die Shutter ermöglichen es, den Materialfluss zur Probe abrupt ein- und auszuschalten. Die Stellung dieser Shutter ist der wesentliche Parameter zur Steuerung des Wachstums von Heterostrukturen.

Beide Wachstumskammern sind für das Überwachsen von Spaltflächen (*cleaved edge overgrowth*, CEO) ausgelegt. Dazu ist in jeder Wachstumskammer eine Vorrichtung zur In-Situ-Probenspaltung eingebaut. Die Proben müssen dazu in einem speziellen Halter montiert werden, in dem sie senkrecht zur üblichen Richtung stehen. Details zum CEO-Wachstum sind zum Beispiel in [Pfe90] zu finden.

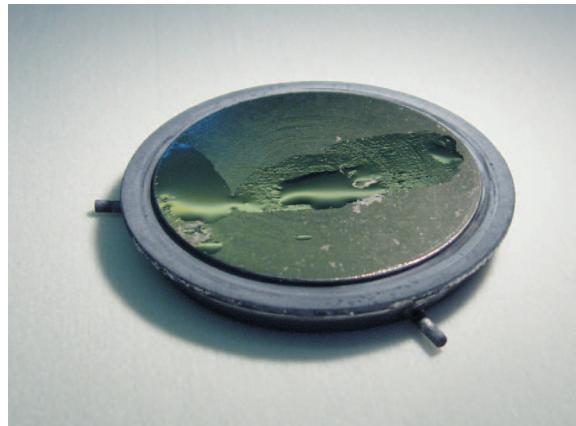


Abbildung 4.6: Ein Probenhalter aus Tantal. Auf der Oberfläche des Probenhalters befindet sich flüssiges Gallium mit dem die Wafer auf den Halter geklebt werden.

4.1.2 Transferkanal und Schleusenkammer

Substrate für die Epitaxie werden über die Schleusenkammer in das Vakuumsystem eingeschleust und durch den Transferkanal zu den Wachstumskammern befördert. Hierzu klebt man die 2-Zoll-Wafer mit flüssigem Gallium auf die Probenhalter aus Tantal (Abbildung 4.6). Bis zu sechs Probenhalter können gleichzeitig auf dem Transferwagen (Abbildung 4.7) montiert werden, wo sie mittels eines Bajonettverschlusses arretiert sind. Der Wagen wird von außen mittels zweier Magneten durch den Transferkanal bewegt.

Die Schleusenkammer und der Transferkanal werden von Kryopumpen des Typs Coolvac 1500 der Firma Leyboldt gepumpt. Als Vorvakuumpumpen dienen Stickstoff-gekühlte Sorptionspumpen. Die Schleusenkammer ist vom Transferkanal durch ein Viton-gedichtetes Schieberventil (Firma VAT) getrennt, identische Ventile sind vor jeder Kryopumpe montiert. In der Schleusenkammer befindet sich als Heizung eine Halogenlampe zum Ausheizen des gesamten Transferwagens. Neben dem Eingang zu jeder Wachstumskammer ist eine Heizstation montiert, auf der ein einzelner Probenhalter ausgeheizt werden kann, bevor er in die Wachstumskammer geschleust wird.

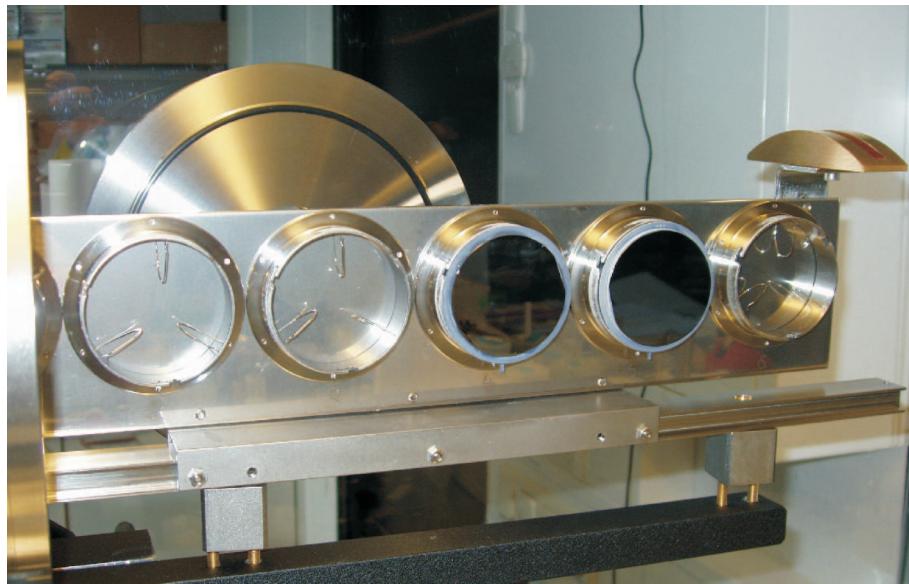


Abbildung 4.7: Der Transferwagen außerhalb der Schleusenkammer. Zwei Probenhalter mit Wafern sind gerade auf dem Transferwagen montiert.

4.1.3 Die Steuerung des MBE-Systems

Das Wachstum und die Zusammensetzung der Proben wird vor allem vom Materialfluss und der Substrattemperatur beeinflusst. Die Substrattemperatur ist über die Manipulatorheizung steuerbar, der Materialfluss über die Temperatur der Effusionszellen und die Stellung der Shutter. Diese Parameter können computergesteuert verändert werden, so dass ein automatisches Wachstum von Proben möglich ist.

Hardware

Die Heizung der Effusionszellen ist in einem Regelkreis eingebunden. Dabei wird die Temperatur von einem Thermoelement gemessen, ein PID-Regler (Firma Eurotherm) berechnet aus der Thermoelementspannung die Temperatur, vergleicht sie mit der eingestellten Solltemperatur und gibt als Steuersignal eine Gleichspannung aus. Diese steuert wiederum ein Gleichstrom-Netzteil (Firma δ-Electronic), welches die Heizung der Effusionszellen mit Strom versorgt. Der Regelkreis ermöglicht es, die Temperatur der Zellen auf $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ konstant zu halten. Die Temperaturregler sind über eine RS485-Schnittstelle mit dem Computer verbunden, so dass die Solltemperatur programmgesteuert veränderbar ist.

Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Änderung relativ langsam erfolgt, typischerweise wird die Temperatur um 9°C pro Minute erhöht oder verringert. Nach Erreichen der neuen Solltemperatur dauert es noch eine gewisse Zeit, bis Regelschwingungen abgeklungen sind und die Temperatur wieder konstant ist.

Die Temperatur der Manipulatorheizung wird ebenfalls mit einem Thermoelement gemessen und von einem Temperaturregler angezeigt. Diese Messgröße ist jedoch nicht zur Temperaturregelung geeignet, da sie nicht mit der Substrattemperatur übereinstimmt (vergleiche Abschnitt 4.2). Deswegen ist die Substratheizung nicht in einen Regelkreis eingebunden, sondern wird mit einer festen Spannung beheizt. Die Heizspannung, die wie bei den Effusionszellen aus einem Gleichstrom-Netzteil (Firma δ -Elektronik) stammt, kann sowohl manuell, als auch vom Computer aus eingestellt werden.

Als regelbare Konstantstromquellen für die Silizium- und Kohlenstoffquelle dienen ebenfalls Stromversorgungen der Firma δ -Electronic. Die Ansteuerung erfolgt im Falle der Siliziumquellen mit einer Gleichspannung, die aus einer Digital-Analog-Wandlerkarte im Computer stammt, bei der Kohlenstoffquelle wird die Gleichspannung von einem Temperaturregler erzeugt, der die Temperatur des Filamentes messen, aber nicht regeln kann. Ein RC-Glied in der Leitung der Steuerspannung verhindert bei den Siliziumquellen eine zu abrupte Änderung des Heizstromes, der Strom benötigt ca. 30 Sekunden um den gewünschten Wert zu erreichen. Änderungen im Stromfluss durch die Kohlenstoffquelle werden computergesteuert verlangsamt, die Stromstärke verändert sich alle 5 Sekunden um 5 Ampere.

Die Bewegungen der Shutter sind vom Computer über eine Digital-Ein-Ausgabe-Karte steuerbar. Eine von der Elektronikwerkstatt der Fakultät Physik gebaute MBE-Steuerung verstärkt die TTL-Pegel der I/O-Karte, damit sie ausreichen, um Relais zu betreiben. Über die Relais wird dann die 24 Volt-Gleichspannung geschaltet, die die Pneumatik der Shutter antreibt.

Software

Sämtliche Computerroutinen sind in der graphischen Programmiersprache Labview (Firma National Instruments) geschrieben, es stehen sowohl Module zur Steuerung der einzelnen Funktionen zur Verfügung, als auch Programme, die diese Module zusammenfassen und ihren zeitlichen Ablauf steuern. Auf diese Weise können die zum Probenwachstum entscheidenden Parameter

- Shutterstellung, Strom durch Dotierquellen, Zelltemperaturen usw. – programmgesteuert verändert werden.

Zusätzlich zur Steuerung der MBE-Anlage bestehen noch einige Systeme zur Überwachung. So werden sämtliche Druckmessgeräte und die Temperaturen der Kryopumpen laufend vom Computer ausgelesen, die Daten graphisch dargestellt und gespeichert. Auf diese Weise sind unerwartete Druckanstiege erkennbar. Zusätzlich überwachen Temperaturmonitore (Firma Lakeshore) die Temperaturen der Kryopumpen. Sollte die Temperatur einer 10 K-Stufe auf über 15 K steigen, schließt sich automatisch das dazugehörige Ventil, damit beim Aufwärmen der Pumpe die bereits gepumpten Gase nicht in die Vakuumkammer zurückströmen können. Dieses und einige weitere Ereignisse (zum Beispiel Stromausfall, Kühlwasserausfall, Ausfall der Flüssigstickstoff-Versorgung) lösen zusätzlich einen Alarm aus, der von einem GSM-Modem per SMS alle mit der Anlage vertrauten Personen warnt, so dass jederzeit rasch auf Störfälle reagiert werden kann. Die wichtigsten Geräte und Pumpen sind zudem entweder an die Notstromversorgung der Universität, oder an eine unterbrechungsfreien Stromversorgung angeschlossen, so dass ein Stromausfall nicht sofort die gesamte Anlage ausfallen lässt.

4.2 Messung der Probentemperatur

Üblicherweise wird die Substrattemperatur während des MBE-Wachstums entweder mit einem Thermoelement oder einem Pyrometer gemessen. Beide Möglichkeiten sind am aufgebautem MBE-System vorhanden. Sie haben jedoch auch Nachteile, die sie für die Beobachtung des Wachstums von GaMnAs bei tiefen Temperaturen ungeeignet erscheinen lassen. Aus diesem Grund wurde zusätzlich die Möglichkeit zur „diffusen Reflexionsspektroskopie“ aufgebaut, womit eine genaue Bestimmung der Substrattemperatur bei geringen Wachstumstemperaturen möglich ist. Bevor das Verfahren der diffusen Reflexionspektroskopie erklärt wird, soll zunächst dargelegt werden, warum die üblichen Verfahren bei niedrigen Substrattemperaturen nicht anwendbar sind.

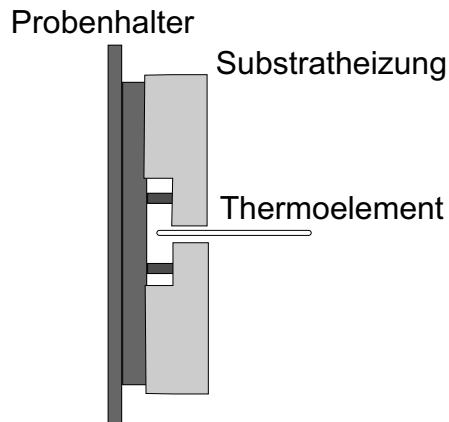


Abbildung 4.8: Position des Thermoelementes zur Messung der Substrattemperatur. Das Thermoelement berührt den Probenhalter nicht, sondern ist nur über thermische Strahlung im Hohlraum zwischen dem Probenhalter und der Substratheizung an das System gekoppelt.

4.2.1 Temperaturmessung mittels Thermoelement und Pyrometer

Zur Messung der Substrattemperatur ist das MBE-System mit einem Thermoelement vom Typ C ausgestattet. Dieser Typ von Thermoelement besteht aus zwei Drähten aus Wolfram-Rhenium-Legierungen, einer mit 5 % und einer mit 26 % Rhenium, die miteinander an einem Punkt verschweißt sind. An der Verbindungsstelle entsteht eine Thermospannung, deren Temperaturabhängigkeit bekannt ist. Daraus lässt sich die Temperatur an der Position des Thermoelementes bestimmen. Allerdings berührt das Thermoelement weder den Probenhalter, noch das Substrat selbst, da es sonst bei rotierender Probe zu einem zu großen Abrieb käme, es ragt nur in den Hohlraum zwischen Manipulatorheizung und Probenhalter hinein (Abbildung 4.8). Aufgrund der Messgeometrie wird nicht die Substrattemperatur, sondern die Temperatur der Heizung gemessen, die in der Regel höher liegt als die Probentemperatur. Ein Vergleich der Temperaturen, die mit Thermoelement und Pyrometer gemessenen wurden zeigt, dass kein eindeutiger Zusammenhang zwischen beiden existiert. Die Substrattemperatur kann also auch nicht mit Hilfe einer Eichkurve aus der Temperatur des Thermoelementes berechnet werden.

Im Gegensatz zu einem Thermoelement kann ein Pyrometer die tatsächliche Substrattemperatur bestimmen, indem es die Intensität der von der Probe aus-

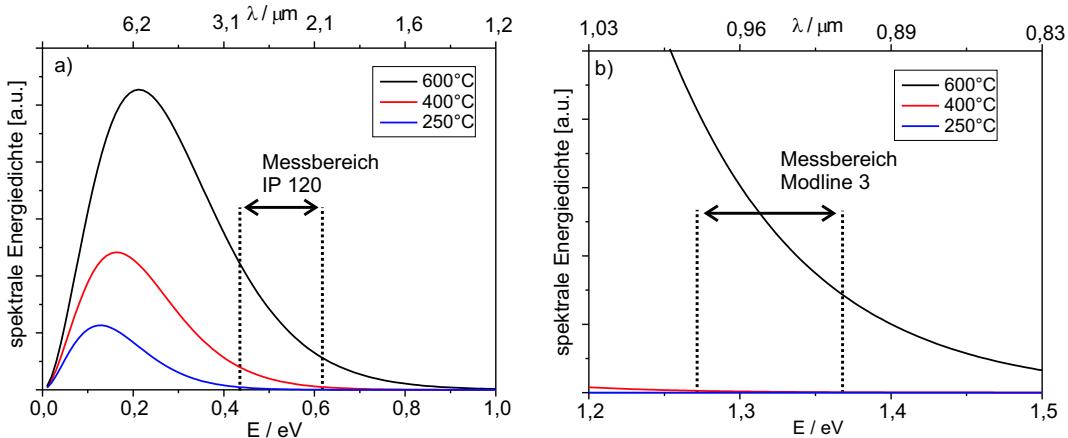


Abbildung 4.9: Vergleich der Plankschen Strahlung im Messbereich der beiden Pyrometer. Das Gerät vom Typ Modline 3 kann in seinem Messbereich von 1,27 eV bis 1,37 eV bei Temperaturen unterhalb von 400°C keine Unterschiede der Strahlungsintensität detektieren. Im Messbereich des IP 120 zwischen 0,44 eV und 0,62 eV unterscheiden sich die Intensitäten bei verschiedenen Temperaturen zwar signifikant, allerdings ist GaAs für solche Wellenlängen durchsichtig, so dass die Temperatur des Probenhalters statt die der Probe gemessen wird.

gehenden thermischen Strahlung misst. Die von einem Körper der Temperatur T ausgehende Strahlung wird durch das Planck-Gesetz

$$\rho(\nu, T)d\nu = \alpha(\nu) \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} d\nu \quad (4.1)$$

beschrieben. Dabei ist $\rho(\nu, T)$ die spektrale Energiedichte und ν die Frequenz der emittierten Strahlung. Die Abweichung eines realen Körpers statt eines idealen wird über die materialspezifische Emissivität $\alpha(\nu)$ berücksichtigt. In Abbildung 4.9 ist die spektrale Energiedichte für drei verschiedene Temperaturen im Energiebereich 0 eV bis 1,0 eV und von 1,2 eV bis 1,5 eV dargestellt.

Zur Messung der Substrattemperatur stehen drei Pyrometer zur Verfügung: zwei vom Typ Modline 3 (Firma Ircon) und eines vom Typ IP 120 (Firma Impac). Die erstgenannten Pyrometer messen die Strahlungsintensität im Bereich von 0,91 bis 0,97 μm , also in einem Energiebereich von 1,27 eV bis 1,37 eV, letzteres zwischen 2 μm und 2,8 μm , im Bereich von 0,44 eV bis 0,62 eV. Die unterschiedlichen Energiebereiche sind in Abbildung 4.9 neben der spektralen

Energiedichte dargestellt. In Teilbild b) ist dabei erkennbar, dass unterhalb von ca. 400 °C die emittierte Strahlung so gering ist, dass die Unterschiede von den Modline-3-Pyrometern nicht mehr detektiert werden können. Daher sind diese Pyrometer nur zur Messung von Temperaturen oberhalb von 400 °C geeignet. Im Messbereich des IP 120 sind auch unterhalb von 400 °C signifikante Unterschiede in der Energiedichte erkennbar. Dieses Pyrometer ermöglicht daher auch die Messung der zur Herstellung von GaMnAs benötigten niedrigen Temperaturen (siehe Kapitel 3).

Gemäß der semi-empirischen Varshni-Gleichung [Var67] berechnet sich die Bandlücke von GaAs aus

$$E_g = 1,52 \text{ eV} - 8,871 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \cdot \frac{T^2}{(T + 572 \text{ K})} . \quad (4.2)$$

Dies bedeutet, dass die Bandlücke von GaAs bei allen relevanten Temperaturen größer ist als die Photonenergie des Spektralbereichs des IP 120. GaAs ist also für die gemessene Strahlung durchsichtig. Somit detektiert das Pyrometer nicht nur die vom Substrat ausgehende Wärmestrahlung, sondern ebenso die direkt vom Probenhalter stammende. Gemessen wird somit weniger die Temperatur der Probe, vielmehr die des Probenhalters oder des Galliums mit dem die Probe befestigt ist. Vergleichsmessungen mit beiden Typen von Pyrometern haben leider gezeigt, dass kein reproduzierbarer Zusammenhang zwischen der Temperatur des Probenhalters und der Substrattemperatur besteht. Offenbar ist die thermische Ankopplung des Wafers an den Probenhalter von Fall zu Fall unterschiedlich. Somit können Substrattemperaturen unterhalb von 400 °C mit keinen Pyrometer zuverlässig gemessen werden.

Um dennoch auch bei niedrigen Wachstumstemperaturen genaue Temperaturmessungen durchführen zu können, wurde zusätzlich ein Messplatz zur „Diffusen Reflexionsspektroskopie“ aufgebaut. Dieses Verfahren ist im folgenden Abschnitt beschrieben.

4.2.2 Temperaturmessung mittels Diffuser Reflexionspektroskopie

Die Diffuse Reflexionsspektroskopie (DRS) ist ein Verfahren zur berührungslosen optischen Messung der Temperatur von Halbleitern. Dabei macht man sich die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke zu Nutze. Der dazu benötigte Messaufbau ist in Abbildung 4.10 skizziert [Wei91] [Joh95].

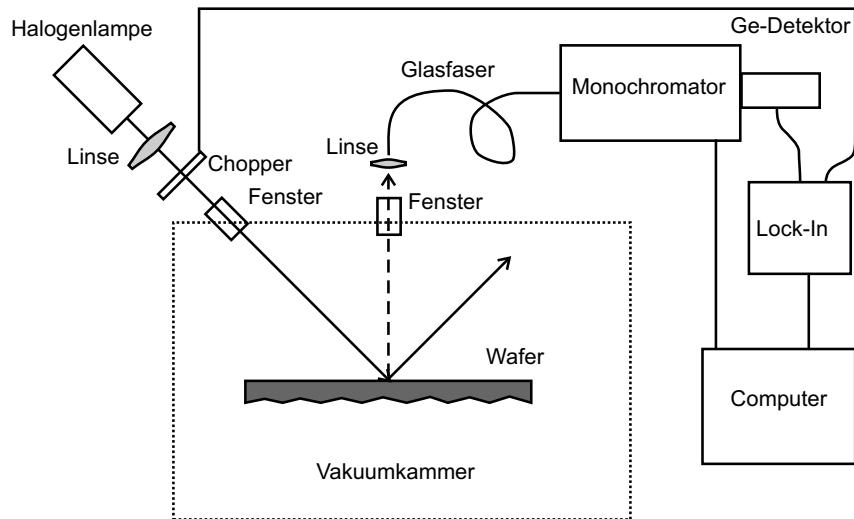


Abbildung 4.10: Schematischer Aufbau zur Diffusen Reflexionsspektroskopie. Das Licht einer Halogenlampe beleuchtet die Probe. Das an der Rückseite der Probe diffus reflektierte Licht wird von einem Monochromator mit Germanium-Detektor spektral aufgezeichnet. Da dieses Licht die Probe zwei mal durchquert hat, ist im Messsignal das Absorptionsspektrum von GaAs nachweisbar.

Das Licht einer Halogenlampe wird von einer Linse durch ein Fenster der Vakuumkammer auf die Probe fokussiert. Das Fenster zur Detektion des Signals muss bei dieser Messmethode so angeordnet sein, dass kein direkt reflektiertes Licht darauf fällt. Gut geeignet ist eine Anordnung, bei der das eingestrahlte Licht in einem Winkel von ca. 45° auf die Probe trifft, und die Beobachtungsrichtung senkrecht zur Probe orientiert ist. Außerhalb des zweiten Fensters koppelt eine Linse das diffus reflektierte Licht in eine Glasfaser ein, die es in einen vom Computer gesteuerten Monochromator leitet. Ein Germanium-Detektor am Ausgang des Monochromators dient zur Messung der Lichtintensität. Die Empfindlichkeit des Systems kann durch ein Chopperrad im einfallenden Strahl und einem damit gekoppelten Lock-In-Verstärker gesteigert werden.

Die diffuse Reflexion entsteht im Gegensatz zur direkten nicht an der glatten Oberfläche der Probe, sondern an der rauen Rückseite des Wafers. Das detektierte Licht hat also zweimal den Wafer durchquert. Folglich ist im Messsignal das Absorptionsspektrum von GaAs nachweisbar. Aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs lässt sich aus diesem Absorptionsspektrum

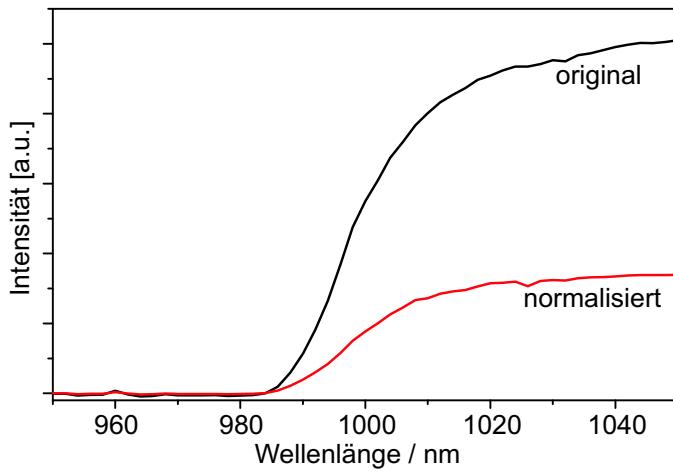


Abbildung 4.11: Beispiel eines DRS Spektrums, gemessen bei einer Heizleistung von 29,6 Watt. Die schwarze Kurve zeigt das gemessene Spektrum, die rote das mit dem Lampenspektrum normierte.

rum die Temperatur der Probe bestimmen.

Zur Temperaturmessung mittels DRS wird zunächst das Spektrum des diffus reflektierten Lichts aufgenommen und anschließend mittels des vorher gemessenen Spektrums der Halogenlampe normiert. Ein Beispiel dieses normierten Spektrums ist zusammen mit dem original gemessenen in Abbildung 4.11 gezeigt.

Aus dem normierten Spektrum lässt sich nun die so genannte Kniewellenlänge bestimmen. Dazu wird der annähernd konstante Teil des Spektrums für kleine Wellenlängen ($\frac{hc}{\lambda} > E_g$) linear genähert, und ebenso der steilste Bereich des Anstiegs an der Bandkante (siehe Abbildung 4.12). Den Schnittpunkt beider Geraden bezeichnet man als Kniewellenlänge.

Das diffus reflektierte Licht, hat den GaAs-Wafer mindestens zwei mal durchlaufen, also bei einer Waferdicke von typischerweise $500 \mu\text{m}$ ca. 1 mm in GaAs zurückgelegt. Da die Absorptionslänge in GaAs für Wellenlängen an der Bandkante sehr viel kürzer ist ($\approx 1 \mu\text{m}$ [Wei91]), kann diese Methode nur den Wellenlängenbereich unmittelbar an der Absorptionskante, die so genannte „Urbach-Kante“ (*Urbach edge*), auflösen. Normalerweise ist das Aussehen der Urbach-Kante in Halbleitern temperaturabhängig, allerdings wurde in [Pan69] und [Joh95] gezeigt, dass dies in GaAs nur sehr schwach oder gar nicht der Fall ist, die Steigung der Absorptionskante ist über einen großen Temperaturbereich

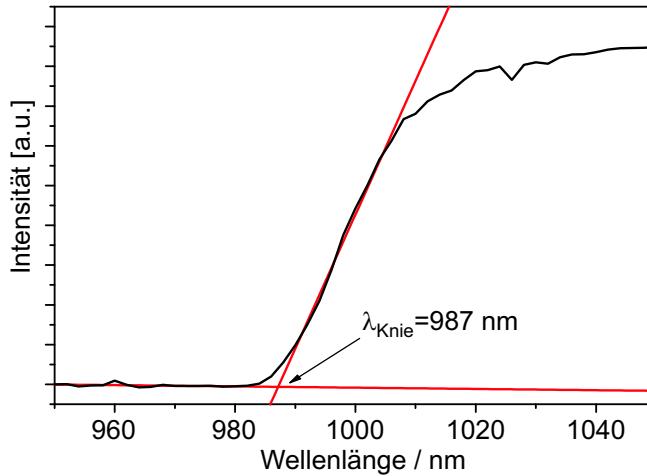


Abbildung 4.12: Bestimmung der Kniewellenlänge aus dem normierten DRS Spektrum. Der steilste Teil des Anstiegs des Signals an der Bandkante und der näherungsweise konstante Teil mit $\frac{hc}{\lambda} > E_g$ werden jeweils durch eine Gerade angenähert. Der Schnittpunkt der beiden Geraden bestimmt die Kniewellenlänge.

konstant. Die so bestimmte Kniewellenlänge ist also gerade die Wellenlänge, für die GaAs einen bestimmten Absorptionskoeffizienten besitzt. In [Wei91] ist dieser mit 4 cm^{-1} angegeben, er ist jedoch von der Empfindlichkeit des jeweiligen Messaufbaus abhängig.

Die Umrechnung der Kniewellenlänge in eine Temperatur kann nun über zwei Methoden durchgeführt werden:

- Bei Raumtemperatur wird der Abstand zwischen der Kniewellenlänge und der bekannten Bandkante von GaAs bestimmt. Dieser Abstand wird als konstant angenommen und dann die Temperaturabhängigkeit der Bandlücke von GaAs (Gleichung 4.2) zur Berechnung der Probentemperatur verwendet.
- Zur Eichung der Temperaturmessung wird ein Thermoelement direkt auf die Oberfläche des Wafers gedrückt. Der Zusammenhang zwischen der Temperatur des Thermoelementes und der Kniewellenlänge wird mit Hilfe eines Polynoms genähert.

Nach [Wei91] liefert die zweite Methode die größere Genauigkeit.

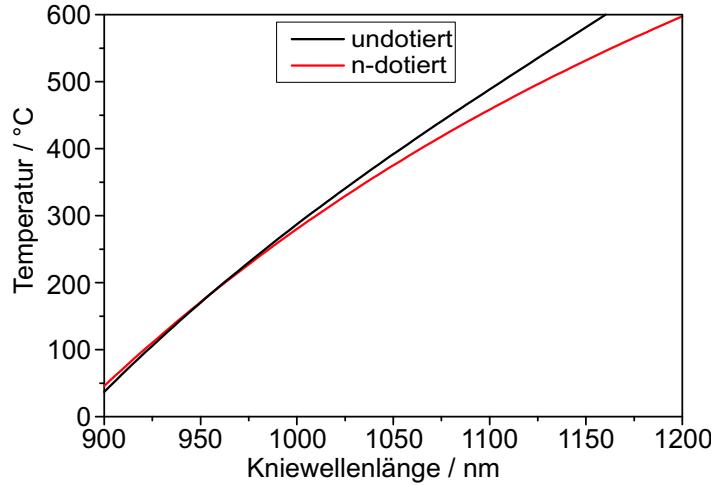


Abbildung 4.13: Kalibrierungskurven zur Temperaturmessung mittels DRS für undotiertes und dotiertes GaAs, bei einer Substratdicke von $500\text{ }\mu\text{m}$.

Da für das Wachstum von GaMnAs keine absoluten Temperaturen benötigt werden, sondern es nur auf eine möglichst gute Reproduzierbarkeit von verschiedenen Wachstumsvorgängen ankommt, wurde für diese Arbeit auf eine genaue Kalibrierung des Aufbaus verzichtet. Stattdessen wurden die in [Pea95] ermittelten Kalibrierungen zusammen mit der in [Joh93] aufgestellten Dicken-abhängigkeit zur Berechnung der Temperatur aus der Kniewellenlänge verwendet.

Gemäß dieser Veröffentlichungen ergibt sich für undotiertes GaAs folgender Zusammenhang:

$$T = -9837 + 23,54\lambda_k - 1,891 \cdot 10^{-2}\lambda_k^2 + 5,494 \cdot 10^{-6}\lambda_k^3 - 0,038(d - 500) \quad (4.3)$$

Dabei ist T die Temperatur in °C, λ_k die Kniewellenlänge in nm und d die Dicke des Wafers in μm . Zur Berechnung der Temperatur von n-dotiertem GaAs mit einer Elektronenkonzentration von 10^{18} cm^{-3} muss gemäß [Pea95] folgender Ausdruck verwendet werden:

$$T = -7378 + 16,11\lambda_k - 1,128 \cdot 10^{-2}\lambda_k^2 + 2,828 \cdot 10^{-6}\lambda_k^3 - 0,035(d - 500) \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.13 sind die Kalibrierungskurven für undotiertes und n-dotiertes GaAs dargestellt.

Für den Unterschied der Kniewellenlänge von n-dotiertem und undotiertem GaAs sind im Wesentlichen zwei Effekte verantwortlich [Joh95]: die „Moss-

Burstein-Verschiebung“ (*Moss-Burstein shift*) und die Steigung der Urbach-Kante. Die „Moss-Burstein-Verschiebung“ [Mos54, Bur54] bewirkt bei stark n-dotiertem GaAs eine Vergrößerung der optischen Bandlücke, da der untere Teil des Leitungsbandes bereits mit freien Elektronen besetzt ist. Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars ist deswegen mehr Energie erforderlich, als der Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband. Dieser Effekt verschiebt jedoch die gemessene Bandlücke zu kleineren Wellenlängen, kann also nicht erklären, warum die Kniewellenlänge von dotiertem GaAs bei größeren Wellenlängen liegt.

Diese Verschiebung zu größeren Wellenlängen wird durch den Verlauf des Absorptionskoeffizienten im Bereich der Urbach-Kante bewirkt, der mit

$$\alpha(h\nu) = \alpha_g \exp\left(\frac{h\nu - E_g}{E_0}\right) \quad (4.5)$$

beschrieben werden kann [Joh95]. Dabei ist $h\nu$ die Photonenenergie, E_g die optische Bandkantenenergie, E_0 die charakteristische Breite der Bandkante und $\alpha_g = 8000 \text{ cm}^{-1}$ die Absorption an der Bandkante. Die experimentellen Untersuchungen in [Joh95] haben ergeben, dass E_0 für n-dotiertes GaAs größer ist als für undotiertes. In Abbildung 4.14 ist der Verlauf des auf eins normierten Absorptionskoeffizienten von undotiertem und n-dotierten GaAs am Beispiel einer Temperatur von 300 °C dargestellt. Wie bereits oben aufgeführt entspricht die Kniewellenlänge einem konstanten Absorptionsgrad. Solange dieser Absorptionsgrad niedriger ist als der Schnittpunkt der beiden Kurven, ist die zugehörige Photonenenergie von n-dotiertem GaAs kleiner – also die Kniewellenlänge größer – als bei undotierten Substraten. Da mit dem verwendeten Messaufbau große Absorptionsparameter nicht mehr auflösbar sind, ist der zur Kniewellenlänge gehörige Absorptionskoeffizient relativ klein, obige Bedingung trifft also in unserem Fall zu. Mit dem beschriebenen Verhalten der Absorptionskante können also die unterschiedlichen Kalibrierungskurven für n-dotierte und undotierte Substrate erklärt werden.

Sind nun die Dicke und die Dotierung eines GaAs-Substrates bekannt, ist gemäß Gleichungen 4.3 oder 4.4 die Temperatur der Probe bestimmbar. Es konnte gezeigt werden, dass die so gemessene Temperatur bei unterschiedlichen Substraten in einem großen Temperaturbereich gut reproduzierbar ist, so dass sie zur Messung und Einstellung der niedrigen Wachstumstemperaturen bei der Herstellung von GaMnAs geeignet ist.

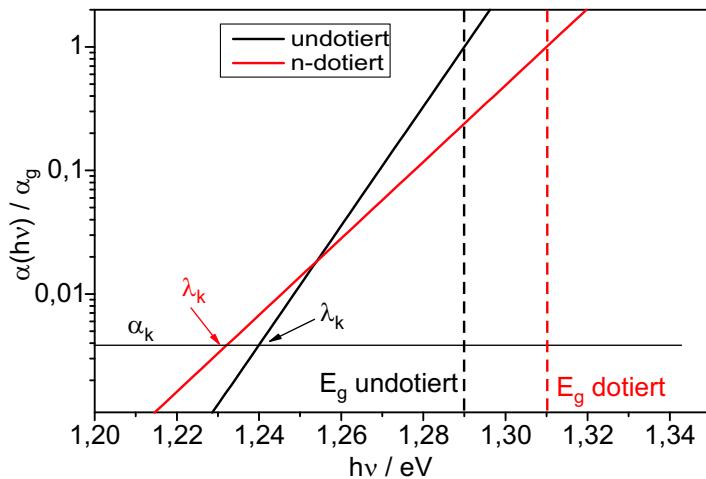


Abbildung 4.14: Verlauf des auf eins normierten Absorptionskoeffizienten von *n*-dotiertem ($E_g = 1,31 \text{ eV}$, $E_0 = 14 \text{ meV}$) und *undotiertem* ($E_g = 1,29 \text{ eV}$, $E_0 = 9 \text{ meV}$) GaAs bei einer Temperatur von 300°C laut Gleichung 4.5. Man erkennt, dass für einen beliebigen (genügend kleinen) Absorptionsgrad die zugehörige Photonenergie in *n*-dotiertem GaAs geringer ist als in *undotiertem*. Wenn dieser Absorptionsgrad nun die Kniewellenlänge bestimmt, wird die Kniewellenlänge von *n*-GaAs größer sein als die von *undotiertem* GaAs.

4.3 Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen

Als einzige Möglichkeit der In-Situ-Charakterisierung dient in beiden Kammern die Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen (*reflexion high energy electron diffraction*, RHEED). Dazu ist jeweils eine Elektronenquelle (Firma Staib) und auf der gegenüberliegenden Seite ein Leuchtschirm zur Beobachtung des Beugungsbildes installiert. Die Elektronenquelle kann Elektronen bis zu einer kinetischen Energie von 35 keV beschleunigen, üblicherweise wird eine Beschleunigungsspannung von 15 kV verwendet. Das Beugungsbild wird von einer Videokamera (Firma Hitachi) aufgenommen, deren Signale von einer Framegrabberkarte (Firma National Instruments) digitalisiert und anschließend im Computer verarbeitet werden können. Die Hauptanwendung von RHEED ist die Kalibrierung der Wachstumsrate, außerdem ist es damit möglich, den Zustand eines Substrates vor dem Wachstumsstart zu kontrollieren und die kristalline Qualität der gewachsenen Schichten unmittelbar nach

dem Wachstum zu überprüfen.

RHEED ist die am häufigsten eingesetzte In-Situ Charakterisierung während des MBE-Wachstums. Dazu trifft ein Elektronenstrahl mit einer kinetischen Energie von typischerweise 10 bis 40 keV unter einem flachen Winkel auf die Probe. Die Elektronen werden vom Kristallgitter gebeugt, das Beugungsbild ist auf einem der Elektronenquelle gegenüberliegenden Leuchtschirm sichtbar. Diese Geometrie hat den Vorteil, dass sowohl die Elektronenquelle, als auch der Detektor weit entfernt von den Effusionszellen montiert sind, so dass mehr Platz an der Wachstumskammer zur Verfügung steht als dies bei senkrechter Beobachtung der Fall wäre. Außerdem bewirkt der streifende Einfall des Elektronenstrahls auf die Probe, dass die Elektronen nur sehr wenig in die Probe eindringen. Diese Charakterisierungsmethode ist daher sehr oberflächenempfindlich.

Die Beugung der Elektronen im Falle von RHEED lässt sich mit Hilfe der kinematischen Streutheorie beschreiben, gemäß derer Beugungsreflexe genau dann auftreten, wenn die Bragg-Bedingung

$$\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{g} \quad (4.6)$$

erfüllt ist [Kop93, Her96]. Dabei bezeichnet \vec{k} den Wellenvektor der gebeugten Elektronen, \vec{k}_0 den der einfallenden und \vec{g} einen reziproken Gittervektor. Die Braggbedingung beschreibt jedoch nur die Richtung möglicher Reflexe. Ob diese Reflexe tatsächlich sichtbar sind, ist abhängig von der Kristallstruktur und den Atomsorten, aus denen diese besteht. Dies wird mittels des Strukturfaktors ausgedrückt, der die Intensität der jeweiligen Reflexe angibt [Her96, Bra99]. Zur Berechnung des Strukturfaktors wird auch der Atomformfaktor benötigt, der das Streupotential des jeweiligen Elementes bezeichnet. Da im Rahmen dieser Arbeit keine quantitative Analyse des Aussehens der Beugungsbilder durchgeführt wurde, soll an dieser Stelle darauf nicht weiter eingegangen werden.

Im Vergleich zur Röntgenbeugung gibt es bei der Reflexionsbeugung von Elektronen zwei wichtige Unterschiede. Einerseits findet wegen des streifenden Einfalls der Elektronen die Beugung nur an der Oberfläche des Kristalls statt, andererseits ist die reziproke Gitterkonstante des Kristallgitters wesentlich kleiner als der Betrag des Wellenvektors. Diese beiden Besonderheiten sollen hier noch etwas näher erläutert werden. Die Beugung der Elektronen im Falle von RHEED findet nur an der Oberfläche der Probe statt. Somit wird auch nur

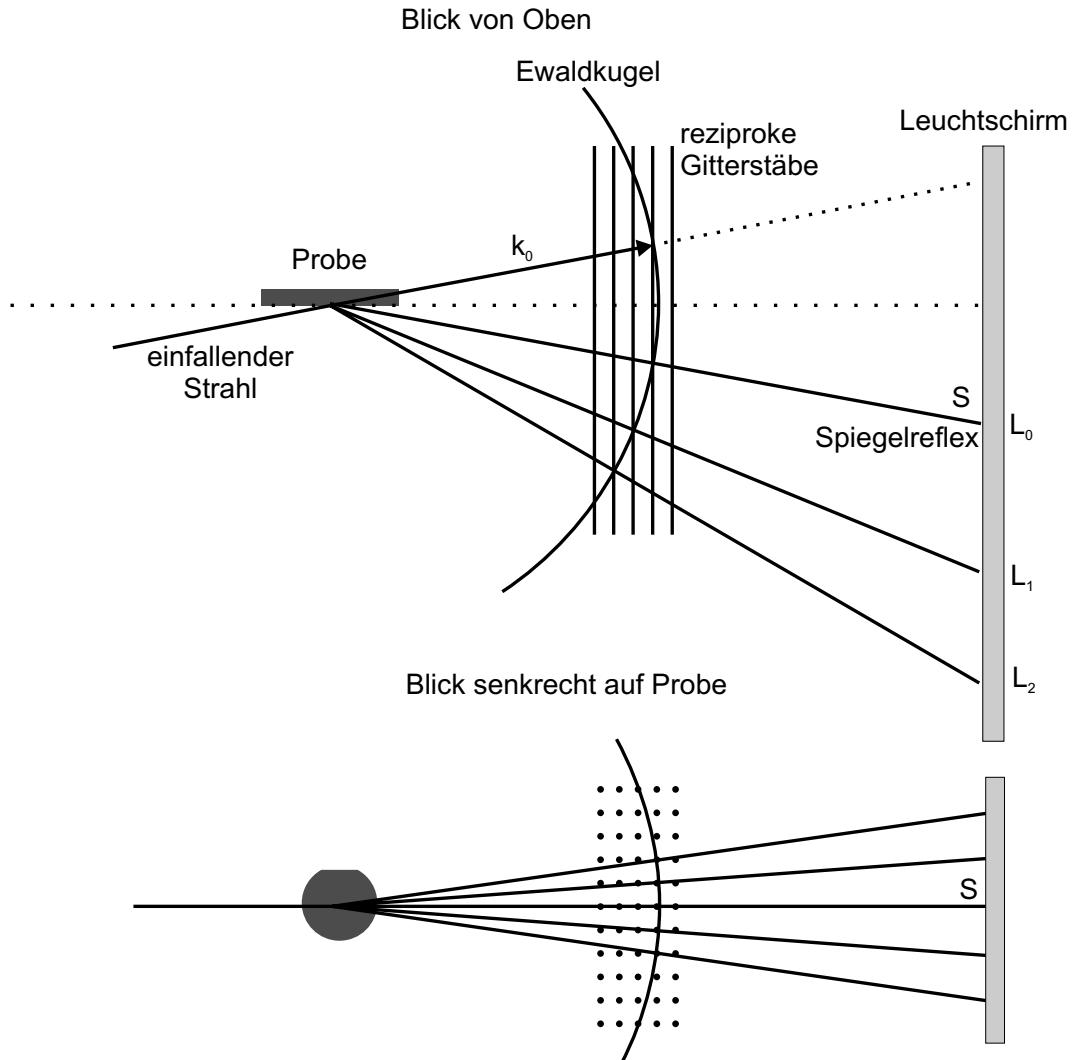


Abbildung 4.15: Ewaldkonstruktion bei der Reflexionsbeugung von Elektronen. Da die Punkte des reziproken Gitters zu Stäben entartet sind, gibt es für jeden Einfallswinkel erlaubte Beugungsreflexe. Die Blickrichtung senkrecht auf die Probenkante zeigt die Entstehung der verschiedenen Lauekreise (L_0, L_1, L_2), der Blick senkrecht auf die Probenoberfläche die Entstehung der Reflexe innerhalb der Lauekreise. Der nullte Reflex innerhalb von L_0 ist der so genannte Spiegelreflex S .

das Kristallgitter der Oberfläche für die Konstruktion der Beugungsbedingung betrachtet. Das zur Beschreibung der Braggbedingung erforderliche reziproke Gitter entsteht durch Fouriertransformation aus dem realen Kristallgitter. Im Falle von RHEED spielt allerdings nur das zweidimensionale Gitter an der Oberfläche eine Rolle und wird für die Fouriertransformation verwendet. Die Fouriertransformierte des Oberflächengitters ist kein Gitter aus Punkten, sondern besteht aus unendlich ausgedehnten Stäben, die in einem regelmäßigen zweidimensionalen Gitter angeordnet und senkrecht zur Oberfläche ausgerichtet sind. Wegen der Ausdehnung dieser reziproken Gitterstäbe gibt es, wie in Abbildung 4.15 dargestellt, für jeden Einfallswinkel des Elektronenstrahls Schnittpunkte der Ewaldkugel mit den Stäben. Somit entstehen bei jedem Einfallswinkel des Elektronenstrahls bezüglich des Kristallgitters der Probe mehrere Beugungsreflexe auf dem Leuchtschirm, die in so genannten Lauekreisen angeordnet sind.

Neben der Beugung am zweidimensionalen Gitter hat auch das Verhältnis des Betrags der Wellenvektoren und der reziproken Gitterkonstante einen Einfluss auf das Aussehen des Beugungsbildes. Bei der typischen verwendeten Beschleunigungsspannung von 15 kV beträgt der Wellenvektor der einfallenden Elektronen

$$k = \frac{1}{\hbar c} \sqrt{2E_k m_0 + \frac{E_k^2}{c^2}} \quad (4.7)$$

632 nm^{-1} (m_0 : Ruhemasse der Elektronen, E_k : kinetische Energie). Dieser ist also ungefähr 60 mal größer als die reziproke Gitterkonstante in GaAs, die 11 nm^{-1} beträgt. Betrachtet man nun die Ewaldkonstruktion der Beugungsbedingung (Abbildung 4.16), so erscheint die Ewaldkugel innerhalb der reziproken Gitterpunkte nur mit sehr geringer Krümmung. Berücksichtigt man zusätzlich, dass die Elektronen nicht perfekt monochromatisch sind, also die Ewaldkugel eine endliche Dicke besitzt, ist klar, dass es stets eine große Zahl von reziproken Gittervektoren gibt, die auf der Ewaldkugel liegen und die Braggbedingung erfüllen.

Die wichtigste Anwendung von RHEED besteht in der Eichung der Wachstumsrate mittels Oszillationen von RHEED-Reflexen. Dazu wird während des Schichtwachstums die Intensität eines Reflexes – meist des Spiegelreflexes – gemessen. Sofern die Schicht Monolage für Monolage wächst, wechselt die Oberfläche bei jeder Lage zwischen vollständiger Bedeckung (glatte Oberfläche) und einer unvollständigen Bedeckung (raue Oberfläche). Da bei einer rauen

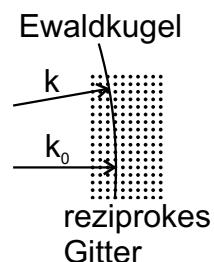


Abbildung 4.16: Maßstäbliche Darstellung der Ewaldkugel von 15 keV-Elektronen und des reziproken Gitters von GaAs.

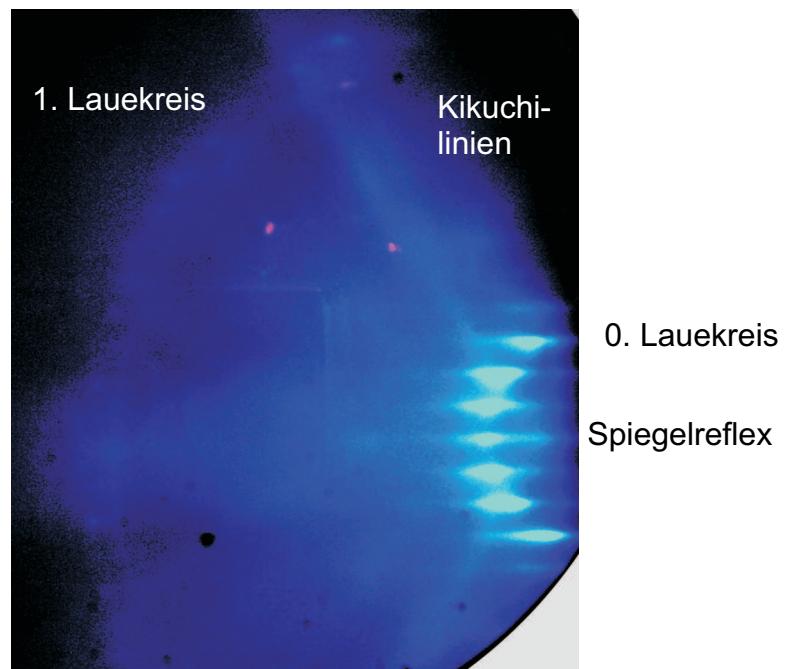


Abbildung 4.17: Beispiel eines RHEED-Bildes, in dem die ersten beiden Lauekreise erkennbar sind. Der äußere Lauekreis besteht aus so vielen Reflexen, dass diese einzeln nicht mehr erkennbar sind. Die geraden Linien, die sternförmig nach außen führen sind Kikuchilinien, die von unelastisch gestreuten Elektronen verursacht werden.

Oberfläche die Elektronen weiter in das Kristallgitter eindringen können, wird ein größerer Teil davon in Richtung der Nebenreflexe gebeugt. Diese werden dadurch intesiver, der Spiegelreflex schwächer. Daher oszilliert die Intensität der Reflexe, wobei die Periode gerade die Zeit ist, die zum Wachstum einer Monolage benötigt wird. Aus der Oszillationsperiode und der bekannten Gitterkonstante des Materials lässt sich somit die Wachstumsrate in Ångström pro Sekunde berechnen. Eine solche Eichung der Wachstumsraten wird zu Beginn eines Tages für die benötigten Gruppe-III-Quellmaterialien durchgeführt. Dabei werden die Temperaturen der Effusionszellen eingestellt, um die gewünschten Wachstumsraten zu erhalten. Im Abschnitt 6.1.4 wird auf dieses Verfahren noch einmal eingegangen und die Besonderheiten bei der Eichung der Mangan-Rate beschrieben.

Weitere Anwendungsmöglichkeiten von RHEED sind die Kontrolle der Qualität der Probenoberfläche, und die Einstellung bestimmter Wachstumsparameter aus der Beobachtung von Rekonstruktionen. Bei Beginn jedes Probenwachstums lässt sich mittels RHEED kontrollieren, ob die Oxidschicht an der Oberfläche des Substrates vollständig desorbiert ist. Solange noch eine amorphe Oxidschicht vorhanden ist, erscheint das Beugungsbild diffus. Verschwindet das Oxid während des Ausheizens bei ca. 600 °C, erscheinen die Beugungsreflexe des Kristallgitters. Auch nach dem Wachstum kann die kristalline Qualität der Probe mittels RHEED überprüft werden, was gerade bei GaMnAs-Schichten relevant ist, da auf diese Weise hexagonale MnAs-Cluster leicht erkennbar sind (Abschnitt 6.2).

Zwischen den Haupt-Beugungsreflexen des Kristallgitters liegen häufig noch weitere Reflexe. Diese stellen ein Zeichen für Rekonstruktionen der GaAs-Oberfläche dar [Far95]. Rekonstruktionen sind regelmäßige zweidimensionale Gitter, die von den freien Bindungen an der Oberfläche gebildet werden. Die Periode solcher Strukturen ist größer als die Gitterkonstante des Kristalls, ihre Beugungsreflexe erscheinen also bei geringeren Beugungswinkeln. Die GaAs-Oberfläche bildet je nach Temperatur und Arsen-Druck unterschiedliche Rekonstruktionen aus [Far95]. So ist es möglich, aus Veränderungen der Rekonstruktion auf die bestehenden Wachstumsbedingungen zu schließen, bzw. diese Bedingungen gezielt einzustellen. Für die Herstellung von GaMnAs war jedoch keine Betrachtung von Oberflächenrekonstruktionen erforderlich, so dass hier auf dieses Thema nicht weiter eingegangen werden soll.

Kapitel 5

Charakterisierungsmethoden

In diesem Kapitel sind die Methoden beschrieben, mit denen die magnetischen Eigenschaften der hergestellten GaMnAs-Proben gemessen wurden. Neben der direkten Messung der Magnetisierung mit einem SQUID-Magnetometer (Abschnitt 5.1) wurde dazu Magnetotransport und Messungen der Ferromagnetischen Resonanz verwendet, die in den Abschnitten 5.2, 5.3 und 5.4 beschrieben werden.

5.1 SQUID-Magnetometrie

Ein SQUID-Magnetometer (SQUID: *superconducting quantum interference device*) ist ein hochempfindliches Gerät zur Messung von Magnetfeldern und magnetischer Momente. Der eigentliche SQUID-Detektor besteht aus einem supraleitenden Ring, der an zwei Stellen von sogenannten Josephson-Kontakten unterbrochen ist. Diese Unterbrechungen sind so dünn, dass Cooperpaare hindurchtunneln können. Wird nun wie in Abbildung 5.1 a) dargestellt eine Spannung angelegt, so ist der Strom durch das SQUID-Element abhängig von der Phasendifferenz der beiden Teilströme. Diese wiederum wird vom magnetischen Fluss Φ in der eingeschlossenen Fläche F derart moduliert, dass jedes weitere Flussquant $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ die Phase um 2π verschiebt. Beide Teilströme interferieren, so dass wenn der Fluss ein ganzzahliges Vielfaches von Φ_0 beträgt, ein Maximum im Strom auftritt. In der Praxis wird ein SQUID-Detektor mit einem konstantem Strom versorgt, daher entsteht bei konstruktiver Interferenz ein Minimum in der gemessenen Spannung (Abbildung 5.1 b)).

Mit einem SQUID-Magnetometer (Abbildung 5.2) können magnetische Mo-

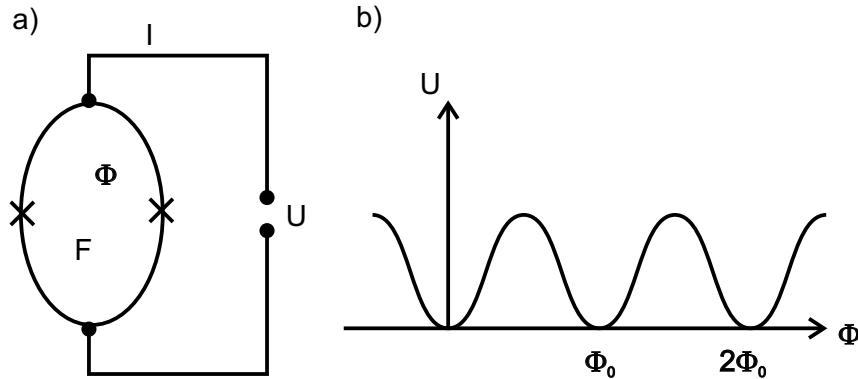


Abbildung 5.1: Das Prinzip eines SQUID-Detektors: a) Ein supraleitender Ring ist an zwei Stellen von Josephson-Kontakten unterbrochen, durch die Cooperpaare tunneln können. Fließt ein Strom durch diesen Ring, so interferieren die beiden Teilströme, wobei sie eine Phasendifferenz aufweisen, die vom eingeschlossenen magnetischen Fluss Φ abhängt. b) Jeweils ein zusätzliches Flussquant erzeugt eine Phasendifferenz von 2π . Der Strom durch den Ring ist gerade dann maximal (bzw. die Spannung minimal), wenn der Fluss ein ganzzahliges Vielfaches von Φ_0 beträgt.

mente bei variabler Temperatur und angelegten Magnetfeldern gemessen werden. Damit der SQUID-Detektor von der Umgebung der Probe unbeeinflusst bleibt, befindet sich dieser nicht am Ort der zu messenden Probe. Stattdessen wird die Probe mit einer festen Frequenz zwischen zwei supraleitenden Spulen bewegt. Das magnetische Moment der Probe induziert in diesen sogenannten „pick-up-Spulen“ einen Strom, der in einer weiteren Spule wieder ein Magnetfeld und einen magnetischen Fluss durch den SQUID-Detektor erzeugt. Damit der Detektor auch Vielfache eines Flussquantes messen kann, wird er als Nulldetektor betrieben. Dazu fließt Wechselstrom mit der gleichen Frequenz, mit der sich die Probe bewegt, durch eine Kompensationsspule, deren Magnetfeld dem Feld durch das SQUID-Element entgegengesetzt ist. Eine Regelelektronik stellt nun diesen Strom so ein, dass der magnetische Fluss durch die Fläche des Detektors gerade Null ist. Das Magnetometer ist geeicht, so dass aus diesem Strom das magnetische Moment der Probe berechnet werden kann.

Zur Charakterisierung von GaMnAs ist das SQUID-Magnetometer auf zwei-erlei Methoden verwendbar. Zum einen kann bei konstanter Temperatur die Magnetisierung einer Probe bei veränderlichem externen Magnetfeld gemessen,

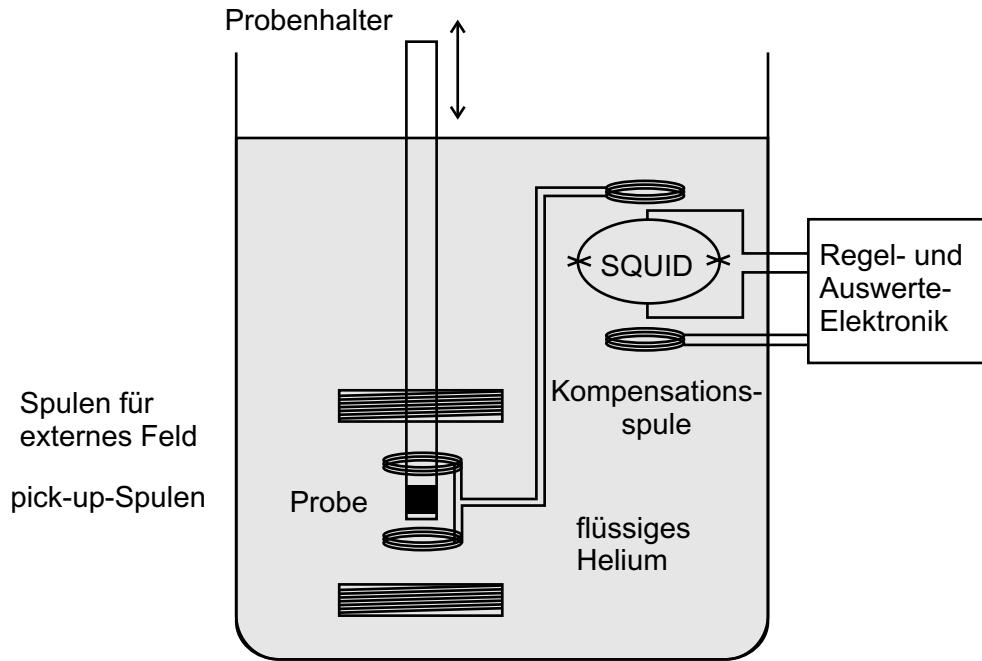


Abbildung 5.2: Aufbau eines SQUID-Magnetometers: Die Probe bewegt sich mit dem unmagnetischen Probenhalter auf und ab. Dadurch wird in den supraleitenden pick-up-Spulen ein Strom induziert. Dieser erzeugt in einer weiteren Spule ein Magnetfeld, das einen Fluss durch den SQUID-Detektor bewirkt. Durch die Kompensationsspule fließt ebenfalls Strom, der von der Elektronik so geregelt wird, dass er das Magnetfeld durch den Detektor gerade kompensiert, also das SQUID keinen magnetischen Fluss misst. Die dafür notwendige Stromstärke durch die Kompensationsspule dient als Messsignal und kann in das magnetische Moment der Probe umgerechnet werden. Weitere supraleitende Spulen können ein externes Magnetfeld am Ort der Probe erzeugen. Nicht dargestellt ist die Heizung, mit der die Probentemperatur variiert werden kann.

und so eine Hysteresekurve der Magnetisierung aufgenommen werden. Andererseits wird die Remanenzmagnetisierung einer Probe bei variabler Temperatur bestimmt. Dazu muss bei jeder zu messenden Temperatur zunächst ein Magnetfeld angelegt werden, um die Probe vollständig zu magnetisieren. Anschließend wird die Magnetisierung bei $B = 0$ gemessen. Aus diesen Messungen kann die Curietemperatur einer ferromagnetischen Probe unmittelbar ermittelt werden.

Zusätzlich zum Ferromagnetismus der GaMnAs-Schicht tritt in jeder Mes-

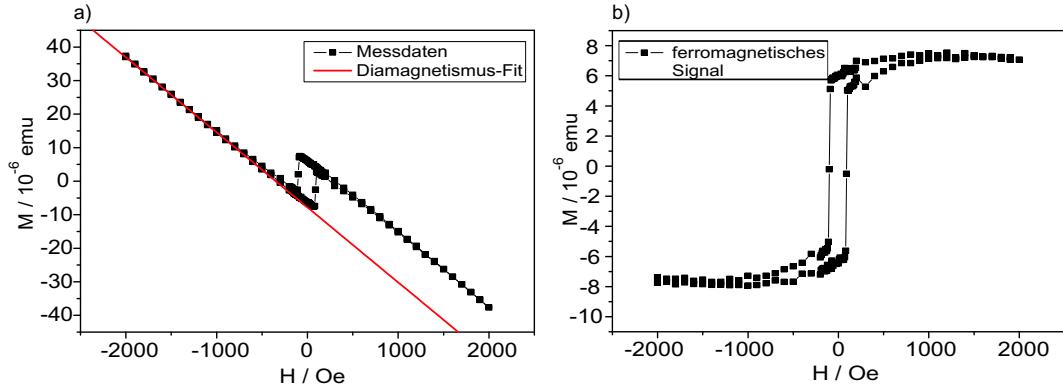


Abbildung 5.3: a) Beispiel einer nicht bearbeitete Hysteresekurve gemessen mit dem SQUID-Magnetometer. Zusätzlich zum ferromagnetischen Signal der GaMnAs-Schicht ist der Diamagnetismus des GaAs-Substrates zu erkennen. Um das ferromagnetische Signal zu isolieren, wird im annähernd linearen Teil der Kurve eine lineare Ausgleichskurve berechnet und anschließend von den Messwerten subtrahiert. So erhält man die in b) dargestellte Hysteresekurve.

sung auch der Diamagnetismus des GaAs-Substrates auf (Abbildung 5.3 a). Da dieses diamagnetische Signal wesentlich stärker ist, als das ferromagnetische, muss es aus den Messwerten herausgerechnet werden. Dazu wird bei hohen Magnetfeldern, also dort wo die Hysteresekurve möglichst linear verläuft, eine Ausgleichsgerade berechnet. Dieser lineare Anteil wird anschließend von den Messwerten subtrahiert, übrig bleibt die Hysteresekurve der Probe (Abbildung 5.3 b).

5.2 Magnetotransport in GaMnAs

Bei Magnetotransportuntersuchungen an GaMnAs treten drei verschiedene Effekte auf, der negative Magnetowiderstand, der anisotrope Magnetowiderstand und der anomale Halleffekt. Die ersten beiden fallen besonders bei Messungen des longitudinalen Widerstandes auf, während der dritte Effekt in Messungen des Hallwiderstandes auftritt. In Abbildung 5.4 ist schematisch dargestellt, wie eine typische Messkurve mit Magnetfeld senkrecht zur Probenebene für longitudinalen (a) und transversalen (b) Widerstand aussieht. Im folgenden sollen die Grundlagen dieser drei Effekte und ihre Auswirkung auf Magnetotransportmessungen beschrieben werden.

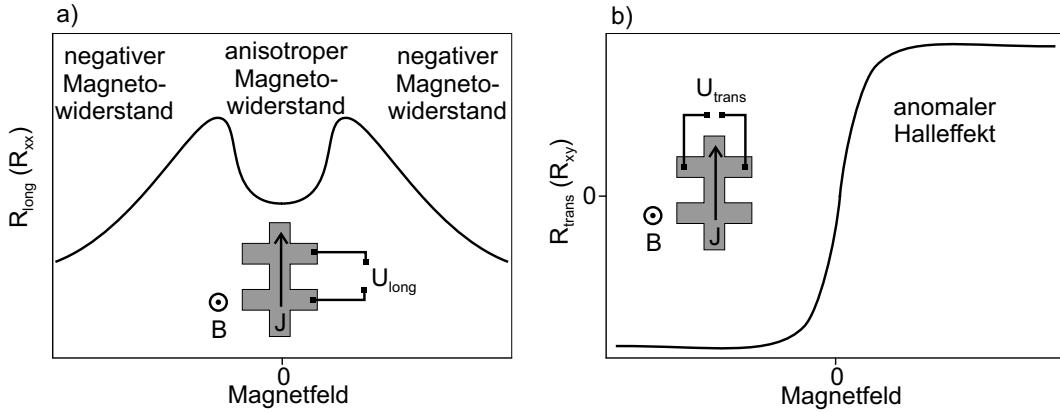


Abbildung 5.4: Schematischer Verlauf von longitudinalem (a) und transversalem (b) Magnetowiderstand einer ferromagnetischen GaMnAs-Probe. In longitudinaler Messgeometrie bewirkt bei kleinen Magnetfeldern zunächst der anisotrope Magnetowiderstand einen Anstieg des Widerstandes, bevor bei höheren Feldern der Effekt des negativen Magnetowiderstandes einsetzt. In Hallmessungen verursacht der anomale Halleffekt bei kleinen Feldern einen starken Anstieg des Hallwiderstandes.

Anomaler Halleffekt

Bei einer Messung des Hallwiderstandes $R_{\text{Hall}} = \rho_{xy}/d$ einer ferromagnetischen Probe, tritt zusätzlich zum gewöhnlichen Halleffekt¹, der proportional zum Magnetfeld ist, eine zweite Komponente auf, die proportional zur Magnetisierung ist:

$$\rho_{xy} = \tilde{\rho}_H B + \tilde{\rho}_S M \quad . \quad (5.1)$$

Dabei sind B und M die Komponenten des Magnetfeldes bzw. der Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche, $\tilde{\rho}_H$ und $\tilde{\rho}_S$ sind der gewöhnliche und der anomale Hallkoeffizient. Bekanntlich wird der gewöhnliche Halleffekt von der Lorentzkraft auf die Ladungsträger verursacht, wobei $\tilde{\rho}_H$ umgekehrt proportional zur Ladungsträgerkonzentration ist. Der anomale Halleffekt, der bei kleinen Magnetfeldern überwiegt, entsteht aus asymmetrischen Streuprozessen, dem sogenannten *skew scattering* und dem *side jump*, die von der Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht werden. Der anomale Hallkoeffizient $\tilde{\rho}_S$ ist keine

¹In Folgenden wird davon ausgegangen, dass die ferromagnetischen Halbleiterschichten dick genug sind, dass keine zweidimensionalen Quanteneffekte wie der Quantenhalleffekt auftreten können.

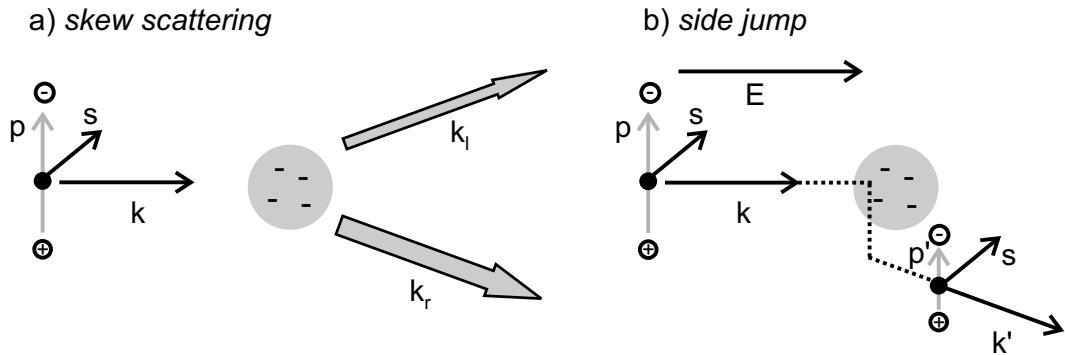


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung des skew scattering und des side jump. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung induzieren Spindrehmoment \vec{s} und Bahndrehmoment \vec{k} ein elektrisches Dipolmoment $\vec{p} \propto \vec{k} \times \vec{s}$. a) Das inhomogene elektrische Potential eines Streuzentrums bewirkt eine Kraft auf diesen Dipol, wodurch die Wahrscheinlichkeiten für Streuung nicht für alle Richtungen gleich sind. Dieser Prozess wird als skew scattering bezeichnet. b) Durch die Streuung verändert sich das Bahndrehmoment \vec{k} und damit auch das induzierte Dipolmoment \vec{p} . Um den Energieunterschied dieses Dipolmomentes im elektrischen Feld auszugleichen, ist eine Verschiebung des Ladungsträgers im Feld des Streuzentrums erforderlich. Dieser Prozess wird als side jump bezeichnet.

Konstante, sondern hängt vom spezifischen Widerstand ρ_{xx} ab. Daher beeinflusst der anomale Halleffekt auch bei großen Magnetfeldern den Verlauf der Hallspannung, obwohl die Magnetisierung bereits gesättigt ist. Dies macht eine Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration in verdünnten magnetischen Halbleitern mittels Hallmessungen sehr schwierig.

Das so genannte *skew scattering* [Smi55, Sin04] beschreibt die Streuung von spinpolarisierten Ladungsträgern an nichtpolarisierten Störstellen und am intrinsischen Kristallpotential. Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung trägt jeder sich bewegende Ladungsträger mit Spin \vec{s} auch das elektrische Dipolmoment $\vec{p} = -\lambda \vec{k} \times \vec{s}$, wobei λ der Spin-Bahn-Kopplungsparameter und \vec{k} das Bahndrehmoment ist [Gro01]. In einem räumlich inhomogenen elektrischen Feld eines Streuzentrums wirkt auf diesen Dipol eine Kraft, die eine asymmetrische Streuung bewirken kann. Die Streuung eines Ladungsträgers ist nicht mehr für alle Richtungen gleich wahrscheinlich. So entsteht durch das *skew scattering* eine Spannung senkrecht zum Stromfluss. Diese kann je nach Art der Streuprozesse gleich oder entgegengesetzt zum gewöhnlichen Halleffekt auftreten.

Da jeder Streuprozess sowohl zum anomalen Hallwiderstand, als auch zum spezifischen Widerstand beiträgt, gilt im Falle von *skew scattering* $\tilde{\rho}_S \propto \rho_{xx}$.

In vielen ferromagnetischen Materialien – auch in GaMnAs – wird experimentell eine quadratische Abhängigkeit des anomalen Hallkoeffizienten vom spezifischen Widerstand beobachtet. Dieses Verhalten kann über die so genannte *side-jump*-Streuung beschrieben werden [Ber70, Sin04, Gro01]. Der *side-jump*-Effekt kann anschaulich so erklärt werden, dass die Ladungsträger neben der kinetischen Energie auch die potentielle Energie $-\vec{E} \cdot \vec{p}$ des oben beschriebenen elektrischen Dipolmoments im elektrischen Feld \vec{E} besitzen. Nach einem elastischen Streuprozess ist die kinetische Energie unverändert, allerdings hat sich mit der Änderung der Bewegungsrichtung das Dipolmoment und damit dessen Energie im Feld verändert. Zur Energieerhaltung muss daher der Ladungsträger im Potential des Streuzentrums verschoben werden. Diese Seitwärtsbewegung – der *side jump* – bewirkt, sofern die Ladungsträger spinpolarisiert sind, wieder einen Beitrag zur Hallspannung. Da die Zahl solcher Streuprozesse proportional zu ρ_{xx} ist und andererseits auch die Größe der seitlichen Versetzung vom elektrischen Feld abhängt, welches bei gegebenem Strom ebenfalls proportional zu ρ_{xx} ist, wird für den *side jump* erwartet, dass $\tilde{\rho}_S \propto \rho_{xx}^2$ gilt.

Treten sowohl *skew scattering* als auch *side jump* auf, entsteht aus der Kombination beider Effekte ein Verhalten des anomalen Hallkoeffizienten, das mit

$$\tilde{\rho}_S \propto a\rho_{xx} + b\rho_{xx}^2 \quad (5.2)$$

beschrieben werden kann. In GaMnAs zeigt sich, dass $\tilde{\rho}_S$ quadratisch von ρ_{xx} abhängt. Bis heute konnte nicht erklärt werden, ob tatsächlich der *side jump* überwiegt, oder nur der spezifische Widerstand so hoch ist, dass der lineare Term nicht mehr feststellbar ist.

Das Auftreten des anomalen Halleffektes ist alleine von einer genügend großen Spin-Bahn-Wechselwirkung abhängig. Daher verschwindet dieser Effekt oberhalb der Curietemperatur nicht, er ist also nicht zur Bestimmung derselben geeignet.

Negativer Magnetowiderstand

Während bei Hallmessungen an GaMnAs nur der anomale Halleffekt auftritt, sind bei magnetfeldabhängigen Messungen des longitudinalen Widerstandes gleich zwei Effekte erkennbar: der anisotrope Magnetowiderstand bei kleinen

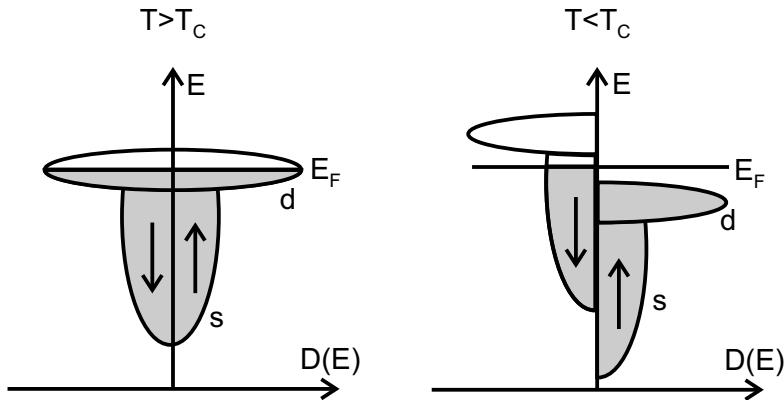


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Entstehung des negativen Magnetowiderstandes am Beispiel von Nickel. Dargestellt ist der Verlauf der Elektronenbänder oberhalb und unterhalb der Curietemperatur. Durch die Aufspaltung verschiebt sich das d-Subband der Majoritätsladungsträger unter die Fermi-Energie, die Zahl möglicher Endzustände für Streuprozesse verringert sich. Dies führt zum negativen Magnetowiderstand.

und der negative Magnetowiderstand bei großen Magnetfeldern. Während der Widerstand von nichtmagnetischen Leitern und Halbleitern meist mit dem Magnetfeld ansteigt (positiver Magnetowiderstand), sinkt dieser bei vielen ferromagnetischen Materialien (negativer Magnetowiderstand).

Die Entstehung des negativen Magnetowiderstandes wurde 1964 von N. F. Mott am Beispiel von Nickel erklärt [Mot64, Fer99]. In Nickel wird der elektrische Strom hauptsächlich von den Elektronen des s-Bandes getragen, der Widerstand wird im Wesentlichen durch Streuung dieser Elektronen in freie Zustände des d-Bandes verursacht. Unterhalb der Curietemperatur spalten die d-Subbänder für die beiden Spinrichtungen auf, das Subband der Majoritätsladungsträger kann unter die Fermi-Kante sinken wie in Abbildung 5.6 skizziert. Dadurch finden die Majoritätsladungsträger keine freien Zustände mehr, in die sie gestreut werden können, und der spezifische Widerstand sinkt. Ein äußeres Magnetfeld erhöht die Aufspaltung noch weiter, und vergrößert zusätzlich die Spinpolarisation der Ladungsträger, so dass noch weniger Streuprozesse stattfinden können. Die Reduzierung der möglichen Streuzustände für Ladungsträger ist auch bei verdünnten magnetischen Halbleitern die Ursache für den negativen Magnetowiderstand.

Zusätzlich erzeugt dieser Mechanismus auch das Widerstandsmaximum in der

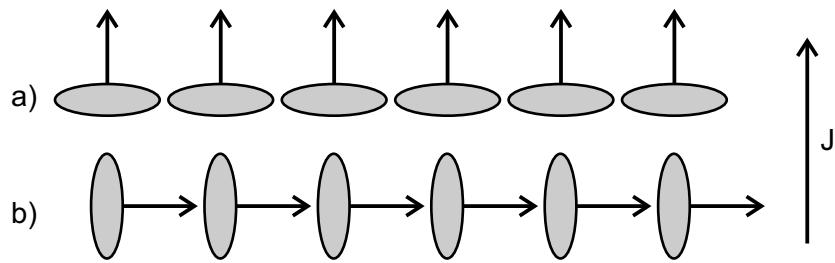


Abbildung 5.7: Die Spin-Bahn-Wechselwirkung bewirkt, dass die Orbitale magnetischer Atome nicht kugelsymmetrisch sind. Die Ausrichtung der asymmetrischen Orbitale ist von der Richtung der Magnetisierung abhängig. Da dadurch auch der Streuquerschnitt für Strom parallel (a) oder senkrecht (b) zur Magnetisierung unterschiedlich ist, entstehen unterschiedliche spezifische Widerstände ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} .

Nähe der Curietemperatur (vergleiche Abschnitt 6.2.2). Während oberhalb T_C eine sinkende Temperatur zunächst die Ladungsträgerdichte verringert und damit den Widerstand erhöht, wird in der Nähe von T_C die Zahl der möglichen Streuzustände für Majoritätsladungsträger verringert, der Widerstand sinkt.

Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Der gerade beschriebene negative Magnetowiderstand ist in Messungen des longitudinalen Widerstandes von GaMnAs erst bei höheren Magnetfeldern ($>0,5$ T) beobachtbar. Bei kleineren Feldern steigt der Widerstand zunächst mit dem Betrag des Magnetfeldes an. Dies wird vom anisotropen Magnetowiderstand verursacht. Der anisotrope Magnetowiderstand beschreibt die spontane Anisotropie des spezifischen Widerstandes in einem ferromagnetischen Material. Das bedeutet, der Widerstand ist abhängig vom Winkel zwischen Magnetisierung und Strom. Auch der anisotrope Magnetowiderstand wird von der Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht. Sie bewirkt, dass die Orbitale der magnetischen Atome im Kristallgitter nicht kugelsymmetrisch sind (Abbildung 5.7). Deswegen ist auch der Streuquerschnitt für freie Ladungsträger unterschiedlich je nachdem, ob die Stromrichtung senkrecht oder parallel zur Ausrichtung der Spins verläuft. Dies bewirkt wiederum unterschiedliche Widerstände ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} für eine Magnetisierung parallel beziehungsweise senkrecht zur Stromrichtung.

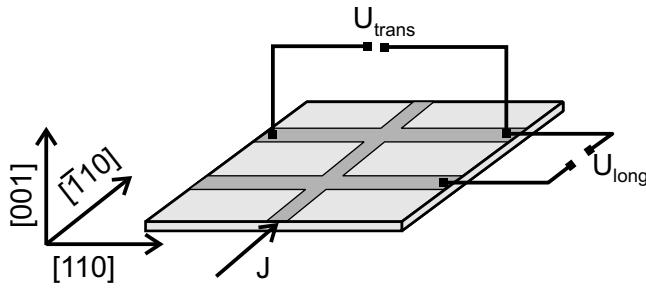


Abbildung 5.8: Typische Ausrichtung einer Hallstruktur auf einer (001)-orientierten Probe. Der Stromfluss verläuft entlang der $\bar{[1}10]$ -Richtung, U_{long} wird ebenfalls entlang $\bar{[1}10]$ abgegriffen, U_{trans} dagegen entlang $[110]$.

Berücksichtigt man zusätzlich den durch die Lorentzkraft verursachten spezifischen Hallwiderstand ρ_H , so lässt sich das elektrische Feld \vec{E} , welches von einem Strom \vec{j} und der Magnetisierung \vec{M} verursacht wird, allgemein als

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + \vec{n}(\vec{j} \cdot \vec{n})(\rho_{||} - \rho_{\perp}) + \rho_H(\vec{n} \times \vec{j}) \quad (5.3)$$

schreiben [Jan57]. Dabei ist \vec{n} ein Einheitsvektor in Richtung von \vec{M} . Daraus wird ersichtlich, dass sämtliche in einem Ferromagneten gemessenen Widerstände auch vom Winkel zwischen Strom und Magnetisierung abhängen. Dies ist vor allem bei niedrigen äußeren Feldern auffällig, wenn die Magnetisierung nicht notwendigerweise in Richtung des externen Feldes zeigt.

Betrachtet man eine in Hallgeometrie strukturierte GaMnAs-Probe, bei der der Strom zum Beispiel in $\bar{[1}10]$ -Richtung, also parallel zu einer Spaltkante fließt (Abbildung 5.8), so liegen die magnetisch leichten Achsen in (001)-orientiertem GaMnAs – die $[100]$ - und $[010]$ -Achse – in einem Winkel von 45° zur Stromrichtung innerhalb der Probenebene. Somit ergibt sich bei $B = 0$

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} \pm \vec{n} j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \cos 45^\circ \quad . \quad (5.4)$$

Der Anteil proportional zu $\rho_H(\vec{n} \times \vec{j})$ steht senkrecht zur Probenoberfläche und ist nicht messbar. Für die longitudinal und transversal gemessene Spannung ergibt sich damit:

$$U_{long} \propto \frac{1}{2} j (\rho_{||} + \rho_{\perp}) \quad (5.5)$$

$$U_{trans} \propto \pm \frac{1}{2} j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \quad (5.6)$$

Gleichung 5.6 besagt, dass eine an GaMnAs gemessene Hallspannung selbst bei $B = 0$ nicht verschwindet.

Bei externen Magnetfeldern in (001)-Richtung, die groß genug sind, die Magnetisierung einer Probe vollständig parallel auszurichten, ergibt sich aus Gleichung 5.3

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + \rho_H (\vec{n} \times \vec{j}) . \quad (5.7)$$

Hall- und Längsspannung betragen also

$$U_{\text{long}} \propto \rho_{\perp} j \quad (5.8)$$

$$U_{\text{trans}} \propto \rho_H j . \quad (5.9)$$

Dabei ist zu beachten, dass die Hallspannung nicht nur von der Magnetisierung \vec{M} abhängt, sondern vom gesamten Magnetfeld $B = \mu(\vec{H} + \vec{M})$, und dass ρ_{\perp} negativen Magnetowiderstand zeigt.

Bei Messungen des spezifischen Widerstandes an ferromagnetischen Materialien dominiert bei niedrigen Magnetfeldern der anisotrope Magnetowiderstand, die bestehende Magnetisierung wird aus der magnetisch leichten Achse in Richtung des Magnetfeldes gedreht. Da sich während dessen der Winkel zwischen Strom und Magnetisierung laufend ändert, ändert sich auch der Widerstand. Sobald die Magnetisierung vollständig in Richtung des externen Feldes zeigt, hat der anisotrope Magnetowiderstand keinen Einfluss mehr, bei größeren Feldern ist der negative Magnetowiderstand nachweisbar. Insgesamt entsteht ein Verlauf des longitudinalen Widerstandes wie in Abbildung 5.4 a) dargestellt.

5.3 Planarer Halleffekt

Bei Messungen des so genannten „planaren Halleffekts“ wird bei einer in Hallgeometrie strukturierten Probe das Magnetfeld nicht senkrecht zur Probenoberfläche, sondern innerhalb der Probenebene angelegt (Abbildung 5.9). An ferromagnetischen Proben kann auch in dieser Messgeometrie eine von Null verschiedene Querspannung gemessen werden. Bei Variation des angelegten Magnetfeldes im Bereich kleiner Feldstärken, bleibt diese Querspannung meist konstant, ändert jedoch bei bestimmten Werten abrupt ihr Vorzeichen (Abbildung 5.10 a). Diese Widerstandsänderungen wurden auch schon in ferromagnetischen Metallen beobachtet, betragen dort jedoch nur wenige $\text{m}\Omega$ [Hon95]. Dagegen können in GaMnAs Änderungen des transversalen Widerstandes von

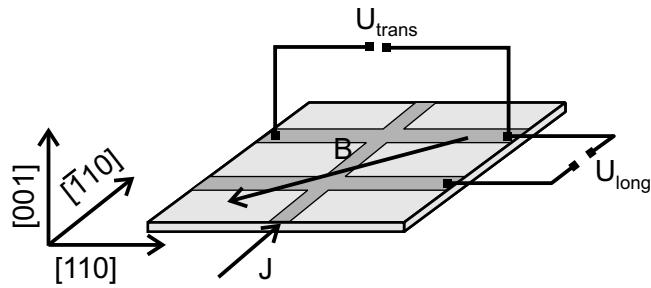


Abbildung 5.9: Probengeometrie zur Messung des planaren Halleffekts. Im Gegensatz zum gewöhnlichen oder anomalen Halleffekt ist in diesem Fall das Magnetfeld innerhalb der Probenebene orientiert, so dass klassisch keine Hallspannung entstehen sollte.

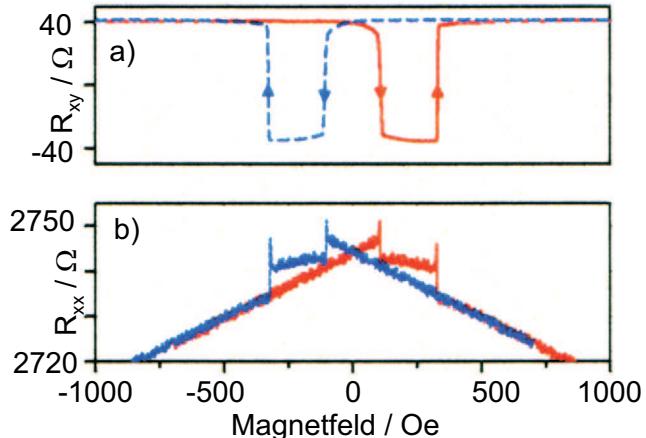


Abbildung 5.10: Transversaler (R_{xy}) und longitudinaler (R_{xx}) Widerstand beim planaren Halleffekt in GaMnAs (aus [Tan03]). Beide Widerstände zeigen bei bestimmten Magnetfeldern abrupte Änderungen, die in GaMnAs einige 10Ω betragen können.

einigen 10Ω auftreten [Tan03]. Deswegen spricht man hier vom „riesigen planaren Halleffekt“ (*giant planar hall effect*) in GaMnAs. Auch der longitudinale Widerstand zeigt in dieser Geometrie zwei charakteristische sprunghafte Änderungen (Abbildung 5.10 b).

Dieser planare Halleffekt ist eine unmittelbare Folge des anisotropen Magnetwiderstandes und der vierzähligen Anisotropie von GaMnAs innerhalb der Schichtebene. Da GaMnAs unterschiedliche spezifische Widerstände parallel ($\rho_{||}$) und senkrecht (ρ_{\perp}) zur Magnetisierung aufweist, ergibt sich für eine Mag-

netisierung in der Probenebene gemäß Gleichung 5.3

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + \vec{n} j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \cos \phi \quad , \quad (5.10)$$

wobei ϕ den Winkel zwischen Magnetisierung und Strom bezeichnet. Eine Messung von Längs- und Querwiderstand ergibt

$$U_{\text{long}} \propto \rho_{\perp} j + j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \cos^2 \phi \quad (5.11)$$

$$\begin{aligned} U_{\text{trans}} &\propto j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \cos \phi \sin \phi \\ &= \frac{1}{2} j (\rho_{||} - \rho_{\perp}) \sin(2\phi) \quad . \end{aligned} \quad (5.12)$$

Es entsteht also eine Spannung senkrecht zur Stromrichtung, die vom Winkel zwischen Magnetisierung und Strom abhängt. Damit der Effekt möglichst groß ausfällt, sollte die Stromrichtung in einem Winkel von 45° gegenüber den leichten Richtungen verlaufen, bei (001)-GaAs in [110]- bzw. [$\bar{1}$ 10]-Richtung.

Die Entstehung der Widerstandssprünge im planaren Halleffekt lässt sich folgendermaßen erklären: In GaMnAs bilden sich nach [Wel03] bereits bei kleinen angelegten Feldern große Eindomänenzustände aus, so dass die gesamte Hallstruktur eine einzige Domäne darstellt. Bei Messungen des planaren Halleffekts sind die externen Magnetfelder so klein, dass sich die Magnetisierung nicht in Richtung des Feldes dreht, sondern sich in einer leichten Richtung in der Nähe der Feldrichtung einstellt (Abbildung 5.11 a). Wird das Magnetfeld in die entgegengesetzte Richtung angelegt, geschieht die Ummagnetisierung gemäß [Wel03] in zwei Schritten, wobei die Magnetisierung jeweils um 90° in die nächste leichte Richtung gedreht wird. Die Bildung dieser neuen Domänen geschieht so schnell, dass der Vorgang als sprunghafte Drehung der Magnetisierung um 90° betrachtet werden kann.

In Abbildung 5.11 ist der Ummagnetisierungsvorgang beim Umpolen des externen Feldes schematisch dargestellt. In Teilbild a) ist ein externes Magnetfeld in einem Winkel α zum Strompfad angelegt. Die Magnetisierung ist in der dazu am nächsten liegenden leichten Richtung ausgerichtet. Wird das Feld allmählich umgekehrt, dreht sich die Magnetisierung bei kleinem entgegengesetzten Feld zunächst um 90° in die nächste leichte Richtung (Abbildung 5.11 b). Bei weiter steigendem Magnetfeld erfolgt eine zweite Drehung der Magnetisierung um weitere 90° in die leichte Achse nahe der neuen Feldrichtung (Abbildung 5.11 c). Jede dieser Änderungen der Magnetisierungsrichtung bedeutet, dass sich der Winkel ϕ zwischen Strom und Magnetisierung und damit

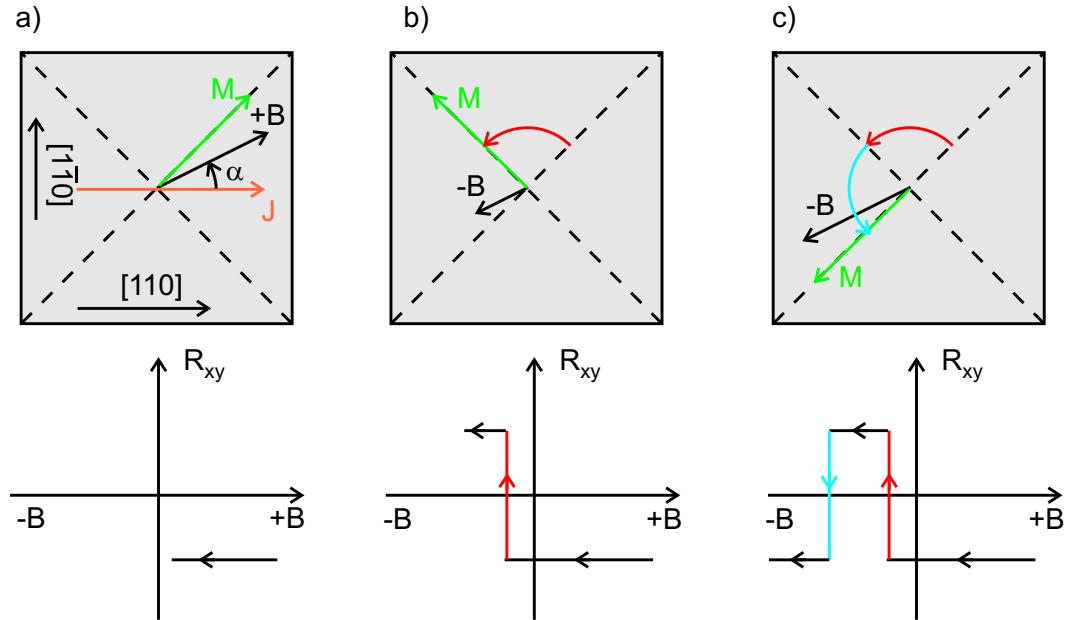


Abbildung 5.11: Schematische Darstellung des Ummagnetisierungsvorgangs beim planaren Halleffekt. a) Ein externes Magnetfeld, im Winkel α zur Stromrichtung ist gerade stark genug, die Magnetisierung in die nächstgelegene leichte Richtung (gestrichelt dargestellt) zu drehen. b) Ein entgegengesetztes Magnetfeld dreht die Magnetisierung zunächst um 90° in die nächste leichte Richtung. c) Erst ein noch höheres Magnetfeld dreht die Magnetisierung um weitere 90° , so dass die Magnetisierung jetzt vollständig umgekehrt ist. Jede dieser 90° Drehungen bewirkt einen Vorzeichenwechsel im transversalen Widerstand.

der transversale Widerstand

$$R_{\text{trans}} \propto \frac{1}{2}(\rho_{||} - \rho_{\perp}) \sin(2\phi) \quad (5.13)$$

ändert. Offensichtlich ist $(\rho_{||} - \rho_{\perp})$ unabhängig von Magnetfeld und Magnetisierung, jede Änderung der Magnetisierungsrichtung um 90° bewirkt jedoch einen Vorzeichenwechsel von R_{trans} . Wird das externe Feld weiter erhöht, dreht sich die Magnetisierung aus der leichten Richtung heraus in Richtung des Magnetfeldes, der transversale Widerstand ändert sich ein weiteres Mal. Diese Änderung, die erst bei größeren Feldern auftritt, als in Abbildung 5.10 aufgetragen, erfolgt jedoch nicht sprunghaft.

Die beiden Drehungen der Magnetisierung machen sich auch im longitudinalen Widerstand bemerkbar (Abbildung 5.10 b), da dieser ebenfalls vom Winkel

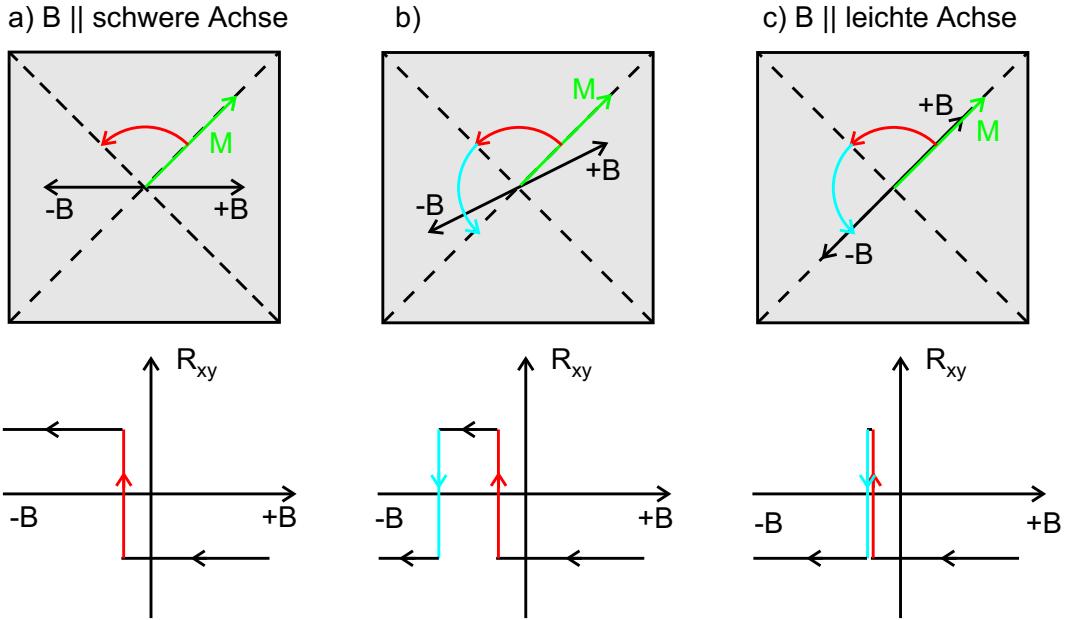


Abbildung 5.12: Drehungen der Magnetisierungsrichtung und deren Auswirkungen auf den Hallwiderstand beim planaren Halleffekt für Magnetfeld in schwerer Richtung (a), in leichter Richtung (c) und dazwischen (b). Die leichten Achsen von GaMnAs sind gestrichelt dargestellt. a) Ist B in einer schweren Richtung innerhalb der Probenebene orientiert, dreht sich die Magnetisierung nur einmal um 90° . Entsprechend findet nur ein Vorzeichenwechsel von R_{xy} statt. Ist B zwischen leichter und schwerer Richtung ausgerichtet (b), dreht sich die Magnetisierung zwei mal um 90° , R_{xy} wechselt zweimal das Vorzeichen. Falls das Magnetfeld genau in eine leichte Richtung zeigt (c), folgen die beiden 90° Drehungen der Magnetisierung unmittelbar aufeinander, R_{xy} zeigt entweder zwei Vorzeichenwechsel bei annähernd gleichem Magnetfeld, oder keine Änderung.

zwischen Magnetisierung und Strom abhängt:

$$R_{\text{long}} \propto \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \phi \quad . \quad (5.14)$$

Zwar ist $(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})$ wie gerade beschrieben konstant, ρ_{\perp} ist jedoch vom Magnetfeld abhängig und zeigt den bekannten negativen Magnetowiderstand. Deswegen hat R_{long} keinen konstanten Verlauf wie R_{trans} . An den Stellen, an denen die Magnetisierung umschaltet, kann ebenfalls ein Widerstandssprung gemessen werden, da R_{long} von $\cos^2 \phi$ abhängt.

In Abbildung 5.12 ist dargestellt, welchen Einfluss die Richtung des Magnetfeldes auf das Umschalten der Magnetisierung und damit die Widerstandssprünge im planaren Halleffekt hat. Die oben beschriebenen zwei Schaltvorgänge sind nur beobachtbar, wenn das Feld weder in einer magnetisch leichten, noch in einer schweren Richtung orientiert ist (Abbildung 5.12 b). Verläuft die Richtung des Feldes parallel zu einer schweren Richtung, kann nur eine Drehung der Magnetisierung um 90° beobachtet werden, eine weitere Drehung würde keinen zusätzlichen energetischen Vorteil darstellen (Abbildung 5.12 a). Ist das Magnetfeld in einer leichten Richtung orientiert, finden die beiden 90° -Drehungen der Magnetisierung unmittelbar aufeinander folgend statt, im Hallwiderstand tritt entweder keine Änderung auf, oder zwei Änderungen sehr kurz nacheinander (Abbildung 5.12 c). Falls die Richtung des Magnetfeldes weder eine schwere noch eine leichte darstellt, ist der Abstand der Magnetfelder, bei denen die Magnetisierungsdrehungen stattfinden umso kleiner, je näher die Feldrichtung einer leichten Richtung kommt, und umso größer, je näher sie einer schweren Richtung kommt. Auf diese Weise kann mit Hilfe des planaren Halleffektes die Anisotropie von GaMnAs innerhalb der Probenebene untersucht werden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen, speziell der Vergleich der Anisotropie von (001)- und (311)-orientiertem GaMnAs, sind in Abschnitt 7.3 beschrieben.

5.4 Ferromagnetische Resonanz

Die ferromagnetische Resonanz ist eine Messmethode, die es ermöglicht, die Anisotropie von ferromagnetischen Proben unmittelbar zu messen. In diesem Abschnitt wird zunächst das Prinzip der ferromagnetischen Resonanz vorgestellt, der Messaufbau und das Vorgehen beschrieben. Die Ergebnisse dieser Messreihen sind in Kapitel 8 erläutert.

5.4.1 Paramagnetische Resonanz

Um das Prinzip der ferromagnetischen Resonanz anschaulich zu verstehen, ist es sinnvoll, zunächst den Fall der paramagnetischen Resonanz in einem Festkörper zu betrachten. Diese Herleitung lässt sich auf ferromagnetische Festkörper übertragen, indem diese mit Hilfe der Molekularfeldtheorie beschrieben werden.

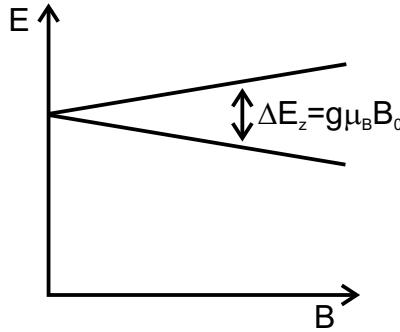


Abbildung 5.13: Zeemann-Aufspaltung der Elektronen-Energieniveaus in einem paramagnetischen Festkörper.

In einem paramagnetischen Festkörper spalten die Niveaus der Elektronenbänder im Magnetfeld aufgrund der Zeeman-Energie auf. Der Energieunterschied ΔE_z zwischen Spin-up und Spin-down Zuständen bei einem Magnetfeld B_0 in z-Richtung lässt sich als

$$\Delta E_z = g\mu_B B_0 \quad (5.15)$$

schreiben, wobei μ_B das Bohrsche Magneton und g die Komponente des g-Tensors \mathbf{g} , parallel zum Magnetfeld darstellt.

Wird nun elektromagnetische Strahlung mit der Frequenz ν_{MW} im Mikrowellenbereich eingestrahlt, so kann diese gerade dann absorbiert werden, wenn die Resonanzbedingung

$$h\nu_{MW} = \Delta E_z \quad (5.16)$$

erfüllt ist. Im Experiment wird üblicherweise die Mikrowellenfrequenz konstant gehalten und das Magnetfeld verändert, so dass sich die Resonanzbedingung als

$$B_{res} = \frac{h}{g\mu_B} \nu_{MW} \quad (5.17)$$

ausdrücken lässt.

Das selbe Ergebnis lässt sich auch aus einer klassischen Betrachtung ableiten, wenn man annimmt, dass die Magnetisierung \vec{M} des Festkörpers um die Richtung des angelegten Feldes $\vec{B}_0 = B_0 \vec{z}$ präzidiert, wobei gilt

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{M} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_0 \quad , \quad (5.18)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis

$$\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad . \quad (5.19)$$

Die Probe zeigt genau dann Absorption, wenn die Frequenz der eingestrahlten Mikrowellen mit der Präzessionsfrequenz übereinstimmt.

5.4.2 Anschauliche Erklärung der Ferromagnetischen Resonanz

Prinzipiell lässt sich die Bedingung für die ferromagnetische Resonanz analog zur paramagnetischen Resonanz klassisch herleiten. Dabei geht man ebenfalls davon aus, dass die Magnetisierung um das Magnetfeld präzidiert, wobei berücksichtigt werden muss, dass sich \vec{B}_{tot} aus dem angelegten Feld und dem internen Molekularfeld zusammensetzt:

$$\vec{B}_{tot} = \vec{B}_0 + \vec{B}_{FM} . \quad (5.20)$$

Bereits hieraus ist ersichtlich, dass die ferromagnetische Resonanz im Vergleich zur paramagnetischen Resonanz verschoben sein muss, der Betrag dieser Verschiebung ist von den ferromagnetischen Eigenschaften in der Richtung des Magnetfeldes abhängig.

Eine Herleitung nach dieser Methode ist jedoch nur dann praktikabel, wenn \vec{B}_0 entlang einer leichten ferromagnetischen Richtung verläuft und folglich alle Felder parallel zueinander sind. Sobald dies nicht mehr der Fall ist, also \vec{M} und \vec{B}_0 einen von Null verschiedenen Winkel aufspannen, wird die Berechnung der Präzession äußerst kompliziert.

Eine elegantere Methode zur Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz bietet sich mit Hilfe der freien Energie. Die Herleitung dieser Beschreibung ist zum Beispiel in den Büchern von A. H. Morrish [Mor65] und S. V. Vonskovskii [Von66] zu finden, und soll im folgenden Abschnitt erläutert werden.

5.4.3 Die Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz mit Hilfe der freien Energie

Die freie Energiedichte F_{tot} einer Probe, die die freie Energie \tilde{F} pro Volumen angibt ($F_{tot} = \tilde{F}/V$) setzt sich zusammen aus der magnetostatischen oder Zeemann-Energie F_{stat} , der Demagnetisierungsenergie F_{demag} und der Anisotropieenergie F_{aniso} :

$$F_{tot} = F_{stat} + F_{demag} + F_{aniso} . \quad (5.21)$$

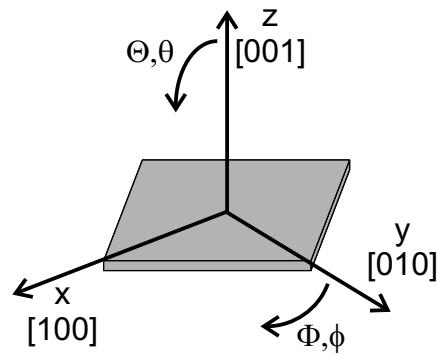


Abbildung 5.14: Definition der kartesischen und polaren Koordinaten bezüglich der Geometrie von (001) orientierten Proben. Die kartesischen Koordinaten sind entlang der [100]- und äquivalenten Kristallrichtungen orientiert. Bei den Bezeichnungen für die Winkel werden Großbuchstaben Θ und Φ für die Magnetisierung verwendet, Kleinbuchstaben θ und ϕ für die Richtung des Magnetfeldes.

Zur Darstellung der einzelnen Beiträge ist es vorteilhaft, Polarkoordinaten zu verwenden, wobei die Richtung der Magnetisierung M in großen Buchstaben $\vec{M} = (M, \Theta, \Phi)$ und die des Magnetfeldes B mit kleinen Buchstaben $\vec{B} = (B, \theta, \phi)$ bezeichnet werden. Die Definition der Winkel bezüglich der Probengeometrie und der Kristallrichtungen ist in Abbildung 5.14 am Beispiel einer (001)-orientierten Probe dargestellt. Die Koordinaten von (311)-Proben sind ebenfalls bezüglich der kubischen Achsen definiert, wobei in diesem Fall [100] als z-Achse betrachtet wird. Die (311)-Ebene liegt also schräg in diesem Koordinatensystem, was bei der Berechnung der freien Energie zu berücksichtigen ist.

Magnetostatischer Anteil

Der magnetostatische Anteil F_{stat} ist die Energie der Magnetisierung \vec{M} im äußeren Feld \vec{B}_0 . Er ist gegeben durch

$$F_{stat} = \vec{M} \cdot \vec{B}_0 \quad . \quad (5.22)$$

Unter Verwendung der Polarkoordinaten gemäß Abbildung 5.14 lässt sich dies folgendermaßen schreiben:

$$F_{stat} = MB_0(\sin \Theta \sin \Phi \sin \theta \sin \phi + \sin \Theta \cos \Phi \sin \theta \cos \phi + \cos \Theta \cos \theta) \quad . \quad (5.23)$$

Demagnetisierungsenergie

Gemäß der Maxwellgleichungen gilt $\operatorname{div} \vec{B} = 0$. Dies ist bei einer ferromagnetischen Probe nur erfüllt, wenn zusätzlich zur Magnetisierung eine Polarisierung der Oberfläche angenommen wird, die ein Demagnetisierungsfeld \vec{B}_{demag} erzeugt. Für eine angenommene homogene Magnetisierung \vec{M} einer Probe ist ein Demagnetisierungsfeld

$$\vec{B}_{demag} = \mu_0 \mathbf{N} \vec{M} \quad (5.24)$$

notwendig. \mathbf{N} bezeichnet dabei den Demagnetisierungstensor, der von der Form der Probe abhängig ist. Deshalb wird der zugehörige Anteil der freien Energie

$$F_{demag} = \frac{\mu_0}{2} \vec{M} \cdot \mathbf{N} \cdot \vec{M} \quad (5.25)$$

auch der Anteil der Formanisotropie genannt.

Für eine beliebige Form der Probe kann \mathbf{N} sehr kompliziert sein. Für dünne Proben, die gemäß Abbildung 5.14 in der x-y-Ebene orientiert sind, ist jedoch lediglich $N_{zz} = 1$ [Gön03], so dass sich Gleichung 5.25 zu

$$F_{demag} = \frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \Theta \quad (5.26)$$

vereinfacht.

Anisotropieanteil

Wie bereits im Abschnitt 2.3 beschrieben wurde, entstehen im ferromagnetischen Festkörper durch Spin-Bahn-Wechselwirkung und Kristallfelder magnetische Anisotropien. Der Beitrag einer kubischen Anisotropie zur freien Energie wird üblicherweise durch

$$F_c = K_{C1}(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) + K_{C2}(\alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2) \quad (5.27)$$

beschrieben, mit den Anisotropiekonstanten K_{C1} und K_{C2} und den Richtungskosinus

$$\alpha_i = \frac{m_i}{m} \quad . \quad (5.28)$$

In Polarkoordinaten lautet dies

$$F_c = \frac{1}{4} K_{C1} (\sin^2(2\Theta) + \sin^4 \Theta \sin^2(2\Phi)) + \frac{1}{16} K_{C2} \sin^2(2\Theta) \sin^2(2\Phi) \quad . \quad (5.29)$$

Eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie, die zum Beispiel in GaMnAs aus der tetragonalen Verspannung entsteht, verursacht einen zusätzlichen Beitrag zur freien Energie, der mit

$$F_u = K_u \alpha_z^2 \quad (5.30)$$

beschrieben werden kann. Dabei ist K_u die uniaxiale Anisotropiekonstante. In Polarkoordinaten lässt sich dies als

$$F_u = K_u \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \Theta \right) \quad (5.31)$$

ausdrücken.

Die vollständige freie Energie

Aus Gleichungen 5.23, 5.26, 5.29 und 5.31 ergibt sich die totale freie Energie als

$$\begin{aligned} F_{tot} &= F_{stat} + F_{demag} + F_c + F_u \\ &= MB_0(\sin \Theta \sin \Phi \sin \theta \sin \phi + \sin \Theta \cos \Phi \sin \theta \cos \phi + \cos \Theta \cos \theta) + \\ &\quad \frac{\mu_0}{2} M^2 \cos^2 \Theta + \\ &\quad \frac{1}{4} K_{C1} (\sin^2(2\Theta) + \sin^4 \Theta \sin^2(2\Phi)) + \frac{1}{16} K_{C2} \sin^2(2\Theta) \sin^2(2\Phi) + \\ &\quad K_u \left(\frac{1}{2} - \cos^2 \Theta \right) . \end{aligned} \quad (5.32)$$

In Abbildung 5.15 ist ein Beispiel für die freie Energie dargestellt, dabei wurde die Entmagnetisierungsenergie vernachlässigt und eine reine kubische Anisotropie ($K_{C1} > 0$ und $K_{C2} = 0$) angenommen. In diesem Fall ist die freie Energie durch

$$F_{tot} = F_{stat} + \frac{1}{4} K_{C1} (\sin^2(2\Theta) + \sin^4 \Theta \sin^2(2\Phi)) \quad (5.33)$$

gegeben. Für ein genügend großes Magnetfeld stehen \vec{M} und \vec{B} parallel, damit ist F_{stat} konstant. Ohne Anisotropie stellt die freie Energie also eine Kugelfläche dar, die kubische Anisotropie bewirkt eine „Eindellung“ dieser Kugelfläche in Richtung der kubischen Hauptachsen.

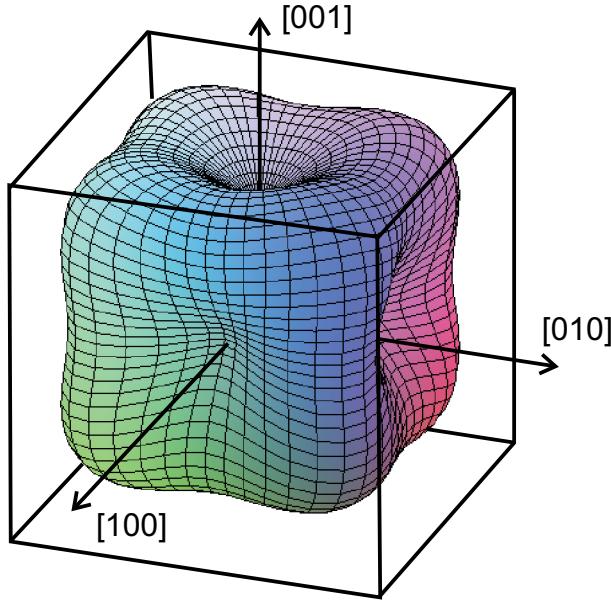


Abbildung 5.15: Darstellung der freien Energie bei rein kubischer Anisotropie. In diesem Beispiel ist die kubische Anisotropie so gewählt, dass die $\langle 100 \rangle$ -Achsen leichte Richtungen sind.

Die Resonanzgleichungen

Um nun die Bedingungen für die ferromagnetische Resonanz zu erhalten, betrachtet man die Magnetisierung \vec{M} als einen klassischen Kreisel mit einem Trägheitsmoment $(0,0,C)$ beschrieben durch die Eulerschen Winkel Φ, Θ und χ , wobei χ die Rotation um die Symmetriechse darstellt. Der Betrag von \vec{M} sei dabei gleich der Sättigungsmagnetisierung M_s , (Φ_0, Θ_0) ist die Richtung der Magnetisierung im Gleichgewicht. Die kinetische Energie dieses Kreisels ist durch

$$T = \frac{1}{2}C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta)^2 \quad (5.34)$$

gegeben.

Die Bewegungsgleichungen für diesen Kreisel lassen sich mittels des Lagrange-Formalismus ableiten. Die Lagrange-Funktion dieses Systems lautet $\mathcal{L} = T - V$, wobei die freie Energie F_{tot} (im Folgenden einfach als F bezeichnet) mit der potentiellen Energie V gleichgesetzt wird.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta)^2 - F_{tot}(\Theta, \Phi) \quad (5.35)$$

Die Bewegungsgleichungen für die einzelnen Koordinaten q_i ergeben sich aus

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = 0 \quad . \quad (5.36)$$

Also gilt:

$$\frac{d}{dt} \left(C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta) \cos \Theta \right) + \frac{\partial F}{\partial \Phi} = 0 \quad (5.37)$$

$$C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta) \dot{\Phi} \sin \Theta + \frac{\partial F}{\partial \Theta} = 0 \quad (5.38)$$

$$\frac{d}{dt} \left(C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta) \right) = 0 \quad . \quad (5.39)$$

Gleichung 5.39 bedeutet, dass $C(\dot{\chi} + \dot{\Phi} \cos \Theta) = const.$, also der Drehimpuls bezüglich χ konstant ist. Da dieser Drehimpuls mit M_s/γ gleichgesetzt werden kann, lassen sich die Gleichungen 5.37 und 5.38 als

$$\frac{M_s}{\gamma} \dot{\theta} \sin \Theta = \frac{\partial F}{\partial \Phi} \quad (5.40)$$

$$-\frac{M_s}{\gamma} \dot{\Phi} \sin \Theta = \frac{\partial F}{\partial \Theta} \quad (5.41)$$

schreiben.

Wenn man nur kleine Auslenkungen der Magnetisierung von der Gleichgewichtslage (Φ_0, Θ_0) berücksichtigt, also

$$\begin{aligned} \Phi &= \Phi_0 + \Delta\Phi \\ \Theta &= \Theta_0 + \Delta\Theta \end{aligned} \quad (5.42)$$

mit kleinen $\Delta\Phi$ und $\Delta\Theta$, so gilt

$$\begin{aligned} \sin(\Theta_0 + \Delta\Theta) &= \sin \Theta_0 \cos \Delta\Theta + \cos \Theta_0 \sin \Delta\Theta \\ &\approx \sin \Theta_0 + \cos \Theta_0 \Delta\Theta \quad . \end{aligned} \quad (5.43)$$

Für periodisch variierende Auslenkungen $\Delta\Phi \propto \exp(i\omega t)$ und $\Delta\Theta \propto \exp(i\omega t)$ ergibt sich außerdem

$$\begin{aligned} \dot{\Phi} &= i\omega \Delta\Phi \\ \dot{\Theta} &= i\omega \Delta\Theta \quad . \end{aligned} \quad (5.44)$$

Da an der Gleichgewichtslage der Magnetisierung

$$\frac{\partial F}{\partial \Phi} = \frac{\partial F}{\partial \Theta} = 0 \quad (5.45)$$

gilt, lautet die Entwicklung der freien Energie um ihre Gleichgewichtslage

$$F = F_0 + \frac{1}{2} (\partial_\Phi^2 F \Delta\Phi^2 + 2\partial_\Phi\partial_\Theta F \Delta\Phi\Delta\Theta + \partial_\Theta^2 F \Delta\Theta^2) + \dots , \quad (5.46)$$

wobei F_0 der Wert von F an der Gleichgewichtslage bezeichnet, und $\partial_\Phi^2 F = \partial^2 F / \partial\Phi^2$, $\partial_\Theta^2 F = \partial^2 F / \partial\Theta^2$ und $\partial_\Phi\partial_\Theta F = \partial^2 F / \partial\Phi\partial\Theta$, jeweils an der Gleichgewichtsposition.

Damit werden die Gleichungen 5.40 und 5.41 zu

$$\frac{i\omega M_s}{\gamma} \sin \Theta_0 \Delta\Theta = \partial_\Phi^2 F \Delta\Phi + \partial_\Phi\partial_\Theta F \Delta\Theta \quad (5.47)$$

$$-\frac{i\omega M_s}{\gamma} \sin \Theta_0 \Delta\Phi = \partial_\Phi\partial_\Theta F \Delta\Phi + \partial_\Theta^2 F \Delta\Theta \quad (5.48)$$

Dies ist ein homogenes lineares Gleichungssystem für die Variablen $\Delta\Phi$ und $\Delta\Theta$. Ein solches Gleichungssystem der Form $\mathbf{A}\vec{x} = \vec{0}$ hat genau dann eine nicht triviale Lösung, wenn die Determinante $\det \mathbf{A}$ gleich Null ist. Für den obigen Fall bedeutet das, dass eine nicht triviale Lösung nur existiert, wenn

$$\left(\frac{\omega_r}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{(M_s \sin \Theta_0)^2} (\partial_\Phi^2 F \partial_\Theta^2 F - (\partial_\Phi\partial_\Theta F)^2) . \quad (5.49)$$

Hier bezeichnet ω_r die Resonanzfrequenz, beziehungsweise ω_r/γ das Resonanzfeld bei konstanter Frequenz.

Ist also der Ausdruck für die totale freie Energie F bekannt, bilden die Gleichgewichtsbedingung 5.45 und die Resonanzgleichung 5.49 ein Gleichungssystem aus drei Gleichungen mit den drei Unbekannten B , Θ und Φ . Das Lösen dieses Gleichungssystems ergibt das Resonanzfeld für die gegebene Richtung des externen Feldes. Weiterführende Betrachtungen, die hier nicht dargelegt werden sollen, ergeben, dass ein hohes Resonanzfeld auf eine magnetisch schwere Achse in diese Richtung schließen lassen, ein niedriges auf eine leichte Achse [Mor65].

5.4.4 Messaufbau und Durchführung

Der Aufbau zur Messung der ferromagnetischen Resonanz ist im Wesentlichen ein Gerät zur Messung der Elektronenspinresonanz (ESR). Zwischen den Polschuhen eines Magneten befindet sich ein Hohlraumresonator, in dem die Probe montiert wird. Der Resonator befindet sich in einem Durchflusskryostaten,

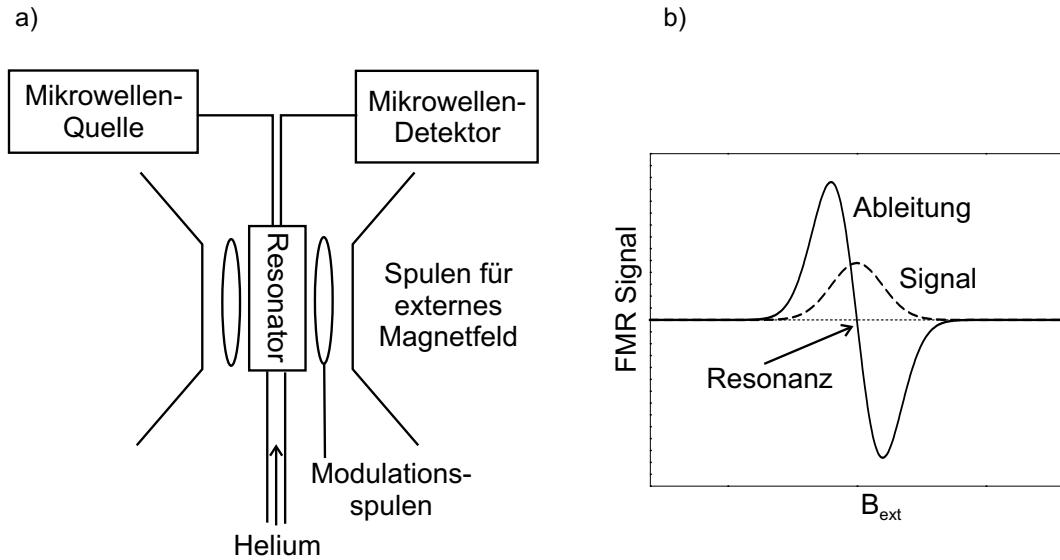


Abbildung 5.16: a) Schema des FMR-Messaufbaus. Die Probe befindet sich in einem Hohlraumresonator innerhalb eines Durchflusskryostaten. Mikrowellen der Frequenz 9,3 GHz werden in den Resonator eingekoppelt, die Spulen erzeugen ein variables externes Magnetfeld. Sobald die Probe in Resonanz mit den eingestrahlten Mikrowellen ist, verändert sich die Resonanzfrequenz des Hohlraumresonators. Diese Änderung kann über eine Messung der reflektierten Mikrowellen detektiert werden. b) Detektion der ferromagnetischen Resonanz. Statt des Signals wird dessen Ableitung detektiert. Eine Resonanz erscheint daher als Nulldurchgang.

der die Probe auf Temperaturen $T \geq 3,8 \text{ K}$ kühlen kann. Die Mikrowellen im Frequenzbereich von 9,3 GHz werden von einem Gunn-Oszillator erzeugt, und über einen Hohlleiter in den Resonator eingekoppelt. Der Versuchsaufbau zur FMR-Messung ist in Abbildung 5.16 a) dargestellt.

Die Frequenz der Mikrowellen entspricht der Resonanzfrequenz des Resonators. Daher stellt er einen Kurzschluss für diese Frequenz dar, normalerweise werden keine Mikrowellen reflektiert. Die Veränderung des Magnetfeldes verursacht, wie in Abschnitt 5.4 beschrieben, eine Veränderung der Resonanzfrequenz der Probe. Sobald die Resonanzfrequenz mit der Frequenz der einfallenden Strahlung übereinstimmt, absorbiert die Probe einen Teil der Mikrowellen, wodurch der Hohlraumresonator verstimmt wird. Aufgrund der Verstimmung werden die eingestrahlten Mikrowellen teilweise reflektiert, und können mit einer Di-

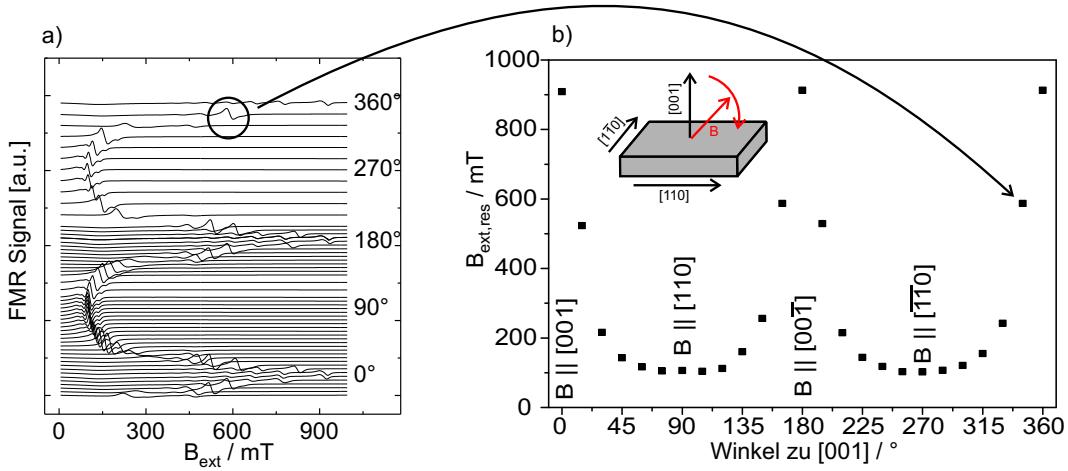


Abbildung 5.17: a) FMR-Signal für variable Orientierung der Probe im Magnetfeld. Die Winkel 90° und 270° entsprechen dabei einem Magnetfeld innerhalb der Probenebene, 0° und 180° einem Magnetfeld senkrecht zur Probenebene. In b) sind die Resonanzfelder in Abhängigkeit vom Winkel aufgetragen. In dieser Darstellung ist die Periodizität von 180° gut erkennbar, die auf die uniaxiale Anisotropie der Probe hinweist.

ode detektiert werden. Auf diese Weise wird ein bestimmter Wert des Magnetfeldes als Resonanzfeld ermittelt. Da das Signal der Resonanz relativ schwach ist, wird üblicherweise nicht die Intensität der reflektierten Strahlung, sondern die Ableitung nach dem veränderlichen Magnetfeld detektiert und dargestellt. Eine Resonanz erscheint daher nicht als Peak, sondern als Nulldurchgang (Abbildung 5.16 b).

Die Probe ist im Resonator nicht fest montiert, sondern an einem drehbaren Probenstab befestigt. So kann die Probe im Magnetfeld gedreht werden. Je nach Montage der Probe ist diese Achse die Probennormale, oder eine Achse innerhalb der Probenebene. Die Richtung des Magnetfelds wird entsprechend entweder innerhalb der Probenebene gedreht, oder aus der Probenebene heraus.

Eine typische Messserie für (001)-orientiertes GaMnAs mit veränderlicher Richtung des Magnetfeldes ist in Abbildung 5.17 gezeigt. Dabei wurde die Probe so montiert, dass sie um die [1-10]-Achse gedreht werden kann. Das Magnetfeld ist bei 0° in [001]-Richtung orientiert und bei 90° in [110]-Richtung. In Teilbild a) ist dabei das FMR-Signal in Abhängigkeit vom Magnetfeld für ver-

schiedene Orientierungen der Probe aufgetragen. In dieser Darstellung ist das Resonanzsignal erkennbar, das sich je nach Richtung des Magnetfeldes zu unterschiedlichen Magnetfeldern verschiebt. In Teilbild b) ist dagegen der Wert des Resonanzfeldes in Abhängigkeit vom Winkel des Magnetfeldes aufgetragen. Wie in Abschnitt 5.4 berichtet, entsprechen dabei hohe Resonanzfelder einer magnetisch schweren Richtung, kleine Felder einer leichten Richtung. In dieser Darstellung ist die Periodizität von 180° erkennbar, die aus der uniaxialen Anisotropie senkrecht zur Probenebene entsteht. Diese Art der Darstellung wurde auch bei den Ergebnissen der FMR-Untersuchungen von (311)-GaMnAs gewählt, die im Kapitel 8 beschrieben sind.

Kapitel 6

Herstellung von GaMnAs

Neben dem Aufbau des MBE-Systems bestand ein wesentlicher Anteil dieser Arbeit darin, die Herstellung von ferromagnetischen GaMnAs mit Hilfe dieser Anlage zu etablieren. In Abschnitt 6.2 wird gezeigt, wie sich die notwendigen Wachstumsbedingungen einstellen lassen und auf welche Weise eine schnelle, erste Charakterisierung der Proben durchgeführt werden kann. Der Abschnitt 6.3 behandelt die Frage, ob die Herstellung manganhaltiger Proben Einfluss auf die Beweglichkeit von Elektronen in zweidimensionalen Elektronengasen hat, die in der selben Wachstumskammer hergestellt werden. Im ersten Teil dieses Kapitels soll zunächst auf die Problematik der Bestimmung des Mangangehaltes x der hergestellten $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{As}$ -Proben eingegangen werden.

6.1 RHEED-Eichung des Manganflusses

6.1.1 Bestimmung des Mangangehaltes

Die Bestimmung der genauen Zusammensetzung von $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{As}$ erweist sich als schwieriger, als dies bei anderen ternären Verbindungshalbleitern der Fall ist. So scheitert die einfache Methode, die Gitterkonstante mittels Röntgendiffraktometrie zu messen und aus dem Vegard'schen Gesetz (Gleichung 3.2) den Mangananteil zu bestimmen, an den in Abschnitt 3.2.1 dargelegten Eigenschaften von GaMnAs. Wie in [Mas03] beschrieben ist, ist immer noch nicht klar, ob mit dieser Methode tatsächlich der Mangangehalt, oder eher die Zahl von Kristalldefekten bestimmt wird. Daher müssen zur Ex-situ Bestimmung des Mangangehaltes elementsensitive Verfahren, zum Beispiel Se-

kundärionen-Massenspektrometrie verwendet werden.

Die übliche In-situ Methode zur Bestimmung der Konzentration einer Substanz in einem Verbindungshalbleiter ist die Beobachtung von RHEED-Oszillationen (siehe Abschnitt 4.3). Beim Wachstum von GaMnAs ist dies aus mehreren Gründen nur schwer durchführbar.

- Die Mangankonzentration in GaMnAs beträgt nur wenige Prozent. Daher ist die Änderung der Oszillationsperiode und damit der Wachstumsrate gegenüber reinem GaAs sehr gering. Zur Eichung des Manganflusses wird die Differenz der beiden Wachstumsraten benötigt, wobei ein großer Messfehler entsteht.
- RHEED-Oszillationen können nur auf einer glatten Oberfläche beobachtet werden. Während des Schichtwachstums bei tiefen Temperaturen wird diese schnell rau, so dass die RHEED-Oszillationen stark gedämpft sind. Die bei GaAs übliche Methode zur Glättung der Oberfläche bei hohen Substrattemperaturen ist hier nicht möglich, da GaMnAs bei hohen Temperaturen nicht stabil ist.

Dies zeigt, dass in der vorhandenen MBE-Kammer RHEED-Oszillationen an GaMnAs nur unmittelbar auf einer glatten GaAs-Oberfläche beobachtet werden können, nicht aber wenn bereits eine GaMnAs-Schicht aufgewachsen ist. Somit ist bei jeder Probe nur ein Versuch zur Messung der Oszillationsperiode möglich. Sind die Parameter dafür (Temperatur, Arsenfluss, Einfallsrichtung des Elektronenstrahls) nicht korrekt, kann erst an einer neuen Probe wieder eine glatte GaAs-Oberfläche für einen neuen Versuch präpariert werden. Deswegen ist es äußerst schwierig, RHEED-Oszillationen beim Wachstum von GaMnAs in der Spintronik-Kammer des MBE-Systems zu detektieren.

Eine weitere Möglichkeit, den Manganfluss zu eichen, ist die Messung der RHEED-Oszillationen beim Wachstum von Manganarsenid (MnAs). Da bei diesem Verfahren der Manganfluss direkt bestimmt wird und sich nicht aus der Differenz zwischen GaAs-Rate und GaMnAs-Rate errechnet, liefert es eine genauere Eichung des Manganflusses und damit des Mangananteils in den hergestellten GaMnAs-Proben. Da MnAs stabiler ist als GaMnAs ist es auch möglich, die Oberfläche bei höheren Temperaturen zu glätten und so wiederholte Messungen der Oszillationsperiode durchzuführen. Im Folgenden soll nun

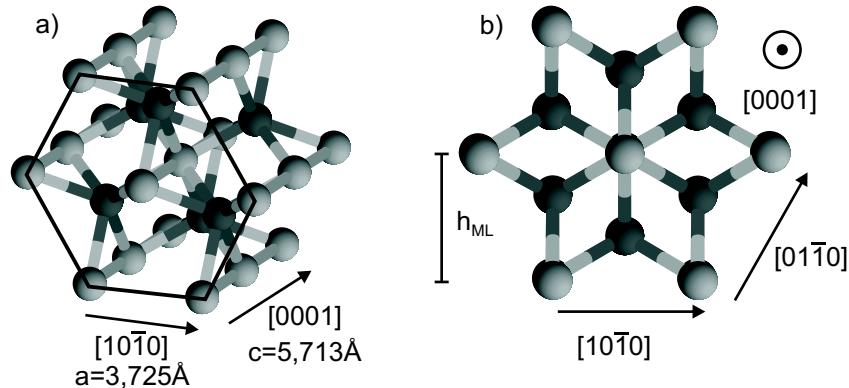


Abbildung 6.1: Die Kristallstruktur von MnAs (NiAs-Struktur). Teilbild a) zeigt eine dreidimensionale Ansicht, Teilbild b) die Projektion in $[0001]$ -Richtung.

dieses Verfahren beschrieben werden, wobei zunächst auf die wichtigsten Eigenschaften von MnAs eingegangen wird, die zum Beispiel in [Tan02] aufgeführt sind.

6.1.2 Eigenschaften von Manganarsenid

MnAs ist ein ferromagnetisches Metall mit einer Curie-Temperatur von 313 K. Es bildet eine hexagonale Kristallstruktur vom Typ Nickelarsenid (NiAs) aus, die in Abbildung 6.1 dargestellt ist. Die Gitterkonstanten betragen $a = 3,725\text{\AA}$ und $c = 5,713\text{\AA}$. MnAs kann mittels MBE auf GaAs bei Temperaturen von ca. 250°C gewachsen werden. Da MnAs bis zu ca. 400°C stabil ist, kann MnAs in der Wachstumskammer bei 350°C getempert werden, was zur Bildung einer glatten Oberfläche genügt, die zur Beobachtung von RHEED-Oszillationen erforderlich ist.

Es werden zwei Wachstumsmodi von MnAs auf GaAs unterschieden. Bei MnAs vom Typ A liegt die $[0001]$ -MnAs-Achse parallel zur $[\bar{1}10]$ -GaAs-Richtung und die $[10\bar{1}0]$ -MnAs-Richtung parallel zur $[110]$ -GaAs-Richtung. Hingegen ist bei MnAs vom Typ B die $[10\bar{1}0]$ -MnAs-Richtung parallel zur $[\bar{1}10]$ -GaAs -Richtung und die $[\bar{1}2\bar{1}2]$ -MnAs-Achse parallel zur $[110]$ -GaAs-Achse orientiert¹. Laut

¹In [Tan02] wird eine andere Konvention zur Bezeichnung der Richtungen im hexagonalen Kristallgitter verwendet, die gegenüber der hier verwendeten um 30° innerhalb der (0001) -Ebene gedreht ist. Deswegen stimmen die Richtungsbezeichnungen in [Tan02] nicht mit den

[Tan02] tritt MnAs vom Typ A dann auf, wenn die GaAs Oberfläche vor dem Start des MnAs Wachstums bereits Arsenfluss ausgesetzt war, MnAs vom Typ B nur, wenn der Fluss von Mn und As gleichzeitig gestartet wird. Da in der Spintronikkammer unseres MBE-Systems der Arsenfluss nicht kurzfristig geändert werden kann und somit Proben vor dem Wachstumsstart immer einem Arsenfluss ausgesetzt sind, kann man davon ausgehen, dass in dieser Kammer hergestelltes MnAs stets vom Typ A ist.

6.1.3 Herstellung der MnAs-RHEED-Probe

Zur Herstellung der MnAs-RHEED-Probe wurde ein n-dotiertes GaAs-Probenstück² als Substrat verwendet.

Nach dem Einschleusen in die Wachstumskammer und den üblichen Vorbereitungen wurde zunächst 150 nm GaAs und anschließend ein 250 nm dickes AlGaAs/GaAs-Übergitter aufgewachsen, um eine saubere und glatte Oberfläche zu erzeugen. Danach wurde die Probe auf ca. 240 °C abgekühlt. Da nicht bekannt ist, ob eine MnAs-Schicht auf GaAs eine DRS-Temperatur-Messung (siehe Abschnitt 4.2) beeinflusst, mussten an dieser Stelle die Heizleistungen bestimmt werden, die notwendig sind, um die Probe auf 240 °C Wachstumstemperatur und 340 °C zum Glätten der Oberfläche zu heizen. Bei einer RHEED-Probe ist nur ein kleiner Teil des Probenhalters mit Substrat bedeckt, deshalb ist dazu eine genaue Justierung der Optik und der Glasfaser des DRS-Systems notwendig, sonst wird das GaAs-Absorptionsspektrum vom direkt reflektierten Licht der Halogenlampe überstrahlt. Für 240 °C Probentemperatur wurde eine erforderliche Heizleistung 23,1 Watt (16,5 V; 1,4 A) bestimmt, für 340 °C waren 44 Watt (22 V; 2,0 A) notwendig.

Nach der Temperaturmessung und Bestimmung der Heizleistungen wurde die Probentemperatur auf 240 °C eingestellt und für 6 Stunden MnAs aufgewachsen. Die Temperatur der Mn-Zelle betrug 880 °C, der Arsendruck ca. $8 \cdot 10^{-6}$ Torr. Mit der später bestimmten MnAs-Rate von 117 Sekunden pro

hier verwendeten überein. Aus den Abbildungen in [Tan02] geht jedoch hervor, dass dieselbe Orientierung des Kristallgitters gemeint ist.

²Um Aufladungen des Probenstücks durch den Elektronenstrahl zu vermeiden, wurde n-dotierte GaAs verwendet. Das Experiment sollte jedoch auch mit semiisolierendem GaAs funktionieren, wie es für die üblichen RHEED-Eichungen von GaAs und AlAs verwendet wird.

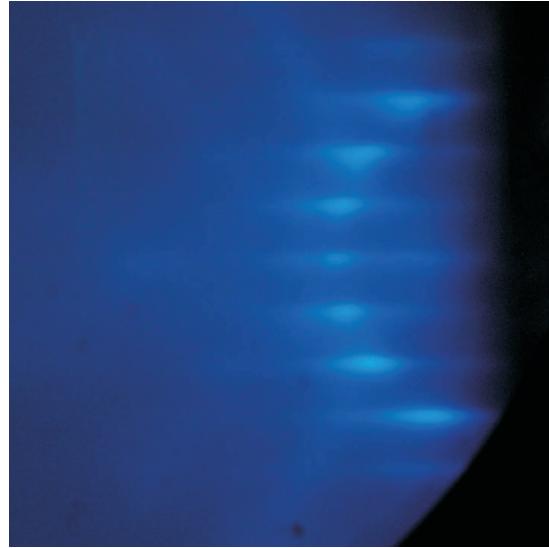


Abbildung 6.2: In diesem RHEED-Beugungsbild von MnAs ist die gute kristalline Qualität der Oberfläche erkennbar. Für diese Aufnahme war die Probe so ausgerichtet, dass der Elektronenstrahl senkrecht zur [0001]-Richtung einfällt. In dieser Orientierung erscheinen die Reflexe in einem geringen Abstand voneinander. Dies ist auch die Ausrichtung, in der RHEED-Oszillationen am besten beobachtet werden können.

Monolage, wobei die Dicke einer Monolage

$$h = a \cdot \cos(30^\circ) = 3,226 \text{ \AA} \quad (6.1)$$

beträgt, errechnet sich die Dicke der MnAs Schicht zu 60 nm. In Abbildung 6.2 ist das RHEED-Beugungsbild der MnAs Schicht dargestellt, in dem die gute kristalline Qualität der Probe erkennbar ist.

6.1.4 RHEED-Oszillationen beim Wachstum von MnAs

Um RHEED-Oszillationen zu beobachten, muss die MnAs-Probe so gedreht werden, dass die [0001]-Achse senkrecht zum Elektronenstrahl orientiert ist. Da die c-Gitterkonstante von MnAs größer ist als die a-Gitterkonstante (Abbildung 6.1 a), erscheinen die Beugungsreflexe in dieser Orientierung dichter beisammen als in anderen Positionen der Probe. Vor jedem Versuch RHEED-Oszillationen zu beobachten ist es notwendig, die Probe für ca. eine halbe Stunde bei 340 °C zu tempern, um die Oberfläche wieder zu glätten. Anschlie-

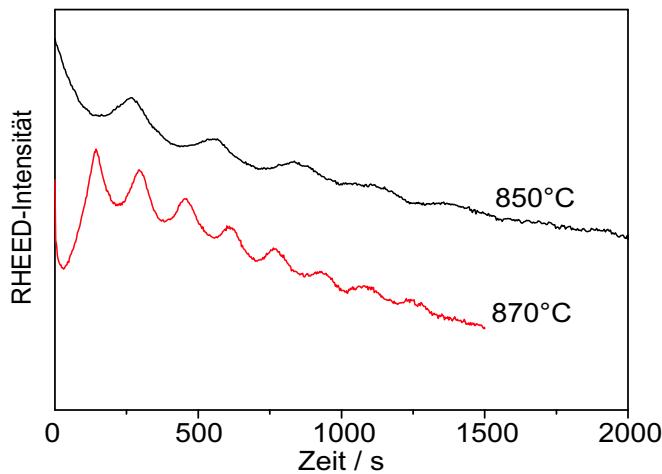


Abbildung 6.3: RHEED-Oszillationen an MnAs für zwei verschiedene Temperaturen der Manganquelle. In beiden Fällen sind deutliche Oszillationen der Intensität des Spiegelreflexes aufgrund des Monolgenwachstums zu erkennen.

ßend wird die Probe wieder auf 240 °C abgekühlt. Der Arsendruck wurde auch während der RHEED Eichung bei $8 \cdot 10^{-6}$ Torr belassen. Wenn nun der Mangan-Shutter geöffnet wird, sind Oszillationen der Intensität des Spiegelreflexes beobachtbar, wie sie in Abbildung 6.3 für zwei Temperaturen der Manganquelle dargestellt sind. Aus der Periode der Oszillationen lässt sich nun der Manganfluss und daraus die Mangankonzentration in GaMnAs berechnen, wobei jedoch der Unterschied in der Kristallstruktur von GaAs und MnAs zu berücksichtigen ist.

Betrachtet man die atomare Struktur der Oberfläche von MnAs im Vergleich zu GaAs wie in Abbildung 6.4 dargestellt, so ist erkennbar, dass die Manganatome in der NiAs-Struktur dichter gepackt sind, als in Zinkblendestruktur. In einer hypothetischen MnAs-Zinkblendestruktur mit der Gitterkonstante von GaAs werden zwei Manganatome auf einer Fläche von 5,65 Å im Quadrat benötigt, um eine Monolage zu bilden. Die Flächendichte der Atome in Zinkblendestruktur beträgt also

$$\rho_{\text{ZB}} = \frac{2}{(5,65\text{\AA})^2} . \quad (6.2)$$

Bei MnAs in NiAs-Struktur befinden sich zwei Manganatome auf einer Fläche von $5,713\text{\AA} \cdot 3,725\text{\AA}$. Es ergibt sich eine Flächendichte in NiAs-Struktur von

$$\rho_{\text{NiAs}} = \frac{2}{5,713\text{\AA} \cdot 3,725\text{\AA}} . \quad (6.3)$$

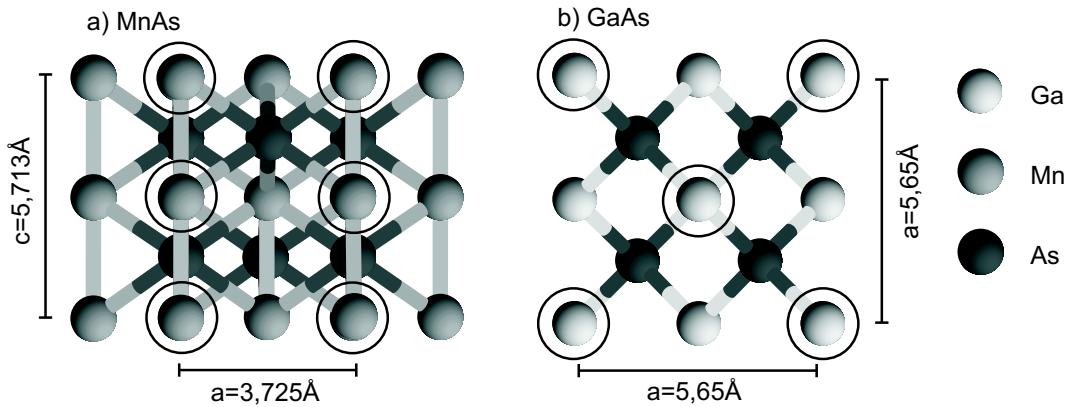


Abbildung 6.4: Vergleich der atomaren Struktur der Oberflächen von MnAs (a) und GaAs (b). Für beide Fälle sind die Atome der obersten Lage hervorgehoben. Berechnet man die Zahl der Atome auf der Oberfläche einer Einheitszelle, wobei ein Atom an der Ecke dieser „Einheitsfläche“ zu einem Viertel gezählt wird, ein Atom an der Kante zur Hälfte und eines in der Mitte ganz, so erhält man in beiden Fällen zwei Atome pro Fläche.

Aus 6.2 und 6.3 ergibt sich das Verhältnis der beiden Dichten zu

$$\frac{\rho_{\text{NiAs}}}{\rho_{\text{ZB}}} = \frac{(5,65 \text{ \AA})^2}{3,725 \text{ \AA} \cdot 5,713 \text{ \AA}} \approx 1,500 \quad . \quad (6.4)$$

Dies bedeutet, dass eine Monolage in Zinkblendestruktur 1,5 mal schneller vollendet ist, als eine Monolage in NiAs-Struktur. Zur Bestimmung der Manganrate müssen daher die gemessenen Oszillationsperioden durch 1,5 dividiert werden, um die Zeit zu Vollendung einer hypothetischen MnAs-Monolage in Zinkblendestruktur zu berechnen. Aus dieser Periode kann nun die Wachstumsrate von Zinkblende-MnAs bestimmt werden und daraus für gegebene GaAs-Raten der Mangangehalt der GaMnAs-Schichten. In Tabelle 6.1 sind die aus der Eichung des Manganflusses gewonnenen Daten dargestellt. Zur Überprüfung dieses Verfahrens wurde der Mangangehalt von einigen ausgewählten Proben mit Hilfe von SIMS bestimmt. Dabei konnten jeweils die mittels RHEED bestimmten Mangankonzentrationen bestätigt werden [Sad05].

Da die hier beschriebene Eichung des Manganflusses sehr zeitaufwendig ist, ist es wenig sinnvoll sie, wie die Eichung des Gallium- und Aluminiumflusses, vor jedem Wachstum zu wiederholen. Allerdings wird der Fluss nicht über eine sehr lange Zeit konstant bleiben, da sich die Oberfläche des Mangans in der Effusionszelle verändert. So erscheint es am effektivsten, die Flusseichung im

T_{Mn}	t_{NiAs} [s]	t_{ZB} [s]	R_{ZB} [$\text{\AA}/\text{s}$]	$x_{0,6}$ [%]	$x_{0,7}$ [%]
850°C	278	185	0,015	2,4	2,1
860°C	208	139	0,020	3,2	2,8
870°C	157	105	0,027	4,3	3,7
880°C	117	78	0,036	5,7	4,9

Tabelle 6.1: RHEED-Eichung des Manganflusses: Für verschiedene Temperaturen der Manganzelle (T_{Mn}) sind die Perioden der RHEED-Oszillationen (T_{NiAs}) angegeben, außerdem die errechnete Wachstumsdauer für eine Monolage in Zinkblendestruktur (t_{ZB}), die Wachstumsrate in Zinkblendestruktur (R_{ZB}) und die Mangankonzentration x von $\text{Ga}_{(1-x)}\text{Mn}_x\text{As}$ für die verwendeten Galliumraten von 0,6 und 0,7 $\text{\AA}/\text{s}$.

Abstand von einigen Monaten zu wiederholen, und bis dahin mit den Werten der letzten Eichung zu rechnen.

6.2 MBE-Wachstum von GaMnAs

6.2.1 Wachstum und In-situ-Kontrolle

Aufgrund der notwendigen niedrigen Wachstumstemperatur unterscheidet sich das Vorgehen bei der Herstellung von GaMnAs von der üblichen GaAs-Epitaxie. Der Ablauf der Herstellung einer typischen GaMnAs-Probe ist im Folgenden im Detail beschrieben.

Zunächst werden die GaAs-Substrate für GaMnAs-Proben auf die gleiche Weise vorbereitet und in die Kammer geschleust, wie bei gewöhnlichen GaAs-Proben. Um eine saubere Oberfläche zur Epitaxie zu erhalten wird die Oxidschicht bei ca. 600 °C desorbiert, bis deutliche Gitterreflexe im RHEED-Beugungsbild erkennbar sind. Zu Beginn des Wachstums werden mindestens 150 nm GaAs aufgewachsen, um eventuelle Einflüsse der Substratoberfläche auf die Epischicht auszuschließen. Bis hierher findet das Wachstum bei den üblichen GaAs-Wachstumsbedingungen statt (Substrattemperatur ca. 580 °C, Arsenfluss ca. 10^{-5} Torr, As:Ga-Verhältnis ca. 20 (Verhältnis der Strahldrücke, BEP), Ga-Wachstumsrate ca. $1 \mu\text{m}/\text{h}$).

Anschließend muss sich das Substrat auf die für GaMnAs notwendige tiefe

Wachstumstemperatur abkühlen. Dazu wird die Substratheizung für einige Zeit (typischerweise 8 Minuten) vollständig ausgeschaltet. Währenddessen werden die Temperaturen der Effusionszellen auf die benötigten Temperaturen geregelt. Nach dieser Abkühlphase, muss sich die Temperatur der Probe stabilisieren, bevor das GaMnAs-Wachstum beginnt. Hierzu wird die Probenheizung auf die gewünschte Heizleistung eingestellt und ca. 45 Minuten gewartet. Dabei muss berücksichtigt werden, dass bei geöffneten Shuttern der Gallium- und Manganquelle, die thermische Strahlung aus den Effusionszellen zusätzlich zur Heizung der Probe beiträgt. Damit die Probentemperatur während des GaMnAs-Wachstums nicht ansteigt, muss die effektive Heizleistung vor und nach Beginn des Wachstums konstant bleiben. Dies ist auf zwei verschiedene Methoden erreichbar, mittels Wachsen eines Tieftemperatur-GaAs-Puffers, oder Vorheizen mit höherer Leistung. Beide Verfahren werden im Folgenden beschrieben.

Wird nach dem Abkühlen der Probe eine Schicht GaAs bei niedriger Wachstumstemperatur gewachsen, so spricht man von einem Tieftemperatur-GaAs-Puffer, oder LT-Puffer ($LT=low\ temperature$). Dies ist die einfachste Methode, die Probentemperatur vor dem Wachstum der GaMnAs-Schicht zu stabilisieren. Um eine Änderung der eingestrahlten Leistung beim Öffnen des Mangan-Shutters zu vermeiden, ist zusätzlich zur verwendeten Galliumquelle (Ga5) der Shutter einer weiteren Galliumzelle (Ga4) geöffnet. Die zusätzliche Effusionszelle ist baugleich mit der Manganzelle und wird auf die selbe Temperatur wie diese geregelt. Die typischen Temperaturen zum Sublimieren von Mangan (850 - 880 °C Zellentemperatur), sind zu gering, um eine nennenswerte Menge Gallium zu verdampfen, so dass sich die Wachstumsrate für GaAs dadurch nicht ändert. Zum Start des GaMnAs-Wachstums wird der Ga4-Shutter geschlossen und der Mn-Shutter geöffnet. So bleibt die aus den Zellen eingestrahlte Heizleistung konstant. Während des Wachstums des LT-Puffers ist es auch möglich mit DRS die Probentemperatur zu messen und die gewünschte Temperatur einzustellen. Sobald mittels DRS festgestellt ist, dass sich die Substrattemperatur stabilisiert hat, oder nach mindestens 3 Minuten, wird der Mn-Shutter geöffnet, der Ga4-Shutter geschlossen und das Wachstum der GaMnAs-Schicht beginnt. In Tabelle 6.2 sind noch einmal die Schritte zum Wachstum einer GaMnAs-Probe mit LT-Puffer und die wesentlichen Parameter anhand eines Beispiels zusammengefasst.

Die Verwendung eines LT-Puffers ist zwar die einfachste und am besten re-

Schritt	Parameter	Zeit bzw. Dicke
Hochtemperatur GaAs	$T_S \approx 580^\circ C$, $R_{Ga} \approx 2,8 \text{ \AA/s}$	150 nm
Abkühlen	$U_{Man} = 0 \text{ V}$	8 min
Temperatur stabilisieren	$U_{Man} = 16 \text{ V}$	45 min
LT-GaAs-Puffer	$U_{Man} = 16 \text{ V}$, $R_{Ga} \approx 0,6 \text{ \AA/s}$, $T_{Ga4} = 850^\circ C$	> 18 nm
GaMnAs	$U_{Man} = 16 \text{ V}$, $R_{Ga} \approx 0,6 \text{ \AA/s}$, $T_{Mn2} = 850^\circ C$	50 nm

Tabelle 6.2: Vorgehen zur Herstellung einer GaMnAs-Probe mit LT-Puffer. Im Beispiel ist eine 50 nm dicke Probe mit einem Mangangehalt von 2,4% gezeigt. Dazu wird eine Temperatur der Manganzelle von $T_{Mn2} = 850^\circ C$ benötigt. Für jeden Schritt sind die wesentlichen Parameter (T_S : Substrattemperatur, R_{Ga} : Galliumrate, U_{Man} : Spannung der Substratheizung, T_{Ga4} : Temperatur der Ga4-Zelle) und die Dicke der Schicht bzw. die Wachstumsdauer angegeben.

produzierbare Methode, zur Herstellung von GaMnAs, allerdings macht das isolierende LT-GaAs jegliche Wechselwirkung oder jeglichen Ladungsträgertransport zwischen dem GaMnAs und den darunter liegenden Heterostrukturen unmöglich. Deswegen ist es notwendig GaMnAs auch ohne LT-Puffer herstellen zu können. Die Temperaturstabilisierung muss dann mit Hilfe einer höheren Heizleistung vor dem Wachstum von GaMnAs erfolgen.

Soll eine Probe ohne LT-Puffer gewachsen werden, muss während der Zeit, in der sich die Probentemperatur stabilisiert, mit einer höheren Leistung geheizt werden, als für das GaMnAs-Wachstum notwendig ist. Auf diese Weise wird die thermische Einstrahlung aus der Mangan- und Galliumzelle kompensiert. Nach einer Wartezeit von mindestens 45 Minuten, während der die Probentemperatur mit DRS gemessen und auf die gewünschte Temperatur eingestellt werden kann, wird die Heizleistung gesenkt und der Mangan- und Gallium-Shutter geöffnet. Das GaMnAs-Wachstum beginnt. Um eine Heterostruktur unterhalb der GaMnAs-Schicht zu simulieren wurde bei Proben ohne LT-Puffer meist vor dem Abkühlen eine ca. 300 nm dicke AlGaAs-Schicht gewachsen. Es zeigte sich, dass dieses AlGaAs wie erwartet keinen Einfluss auf die ferromagnetischen Eigenschaften des GaMnAs hat. In Tabelle 6.3 sind die Schritte zum Wachstum von GaMnAs ohne LT-Puffer noch einmal zusammengefasst.

Schritt	Parameter	Zeit bzw. Dicke
Hochtemperatur GaAs	$T_S \approx 580^\circ C$, $R_{Ga} \approx 2,8 \text{ \AA/s}$	150 nm
Hochtemperatur AlGaAs	$T_S \approx 580^\circ C$, $R_{Ga} \approx 2,8 \text{ \AA/s}$ $R_{Al} \approx 1,4 \text{ \AA/s}$	300 nm
Abkühlen	$U_{Man} = 0 \text{ V}$	8 min
Temperatur stabilisieren	$U_{Man} = 17,5 \text{ V}$	45 min
GaMnAs	$U_{Man} = 16 \text{ V}$, $R_{Ga} \approx 0,6 \text{ \AA/s}$, $T_{Mn2} = 850^\circ C$	50 nm

Tabelle 6.3: Vorgehen zur Herstellung einer GaMnAs-Probe ohne LT-Puffer. Im Beispiel ist eine 50 nm dicke Probe mit einem Mangangehalt von 2,4% gezeigt. Dazu wird eine Temperatur der Manganzelle von $T_{Mn2}=850^\circ C$ benötigt. Für jeden Schritt sind die wesentlichen Parameter (T_S : Substrattemperatur, R_{Ga} : Galliumrate, U_{Man} : Spannung der Substratheizung) und die Dicke der Schicht bzw. Dauer angegeben. Die AlGaAs-Schicht dient zur Simulation einer darunterliegenden Heterostruktur.

Die benötigten Wachstumstemperaturen und damit auch die Heizleistungen unterscheiden sich bei (001) und (311)A orientierten Substraten. Während die optimale Wachstumstemperatur bei 2,4% Mangangehalt für (001) orientierte Substrate 260 °C beträgt, liegt die optimale Temperatur für (311)A Substrate bei 280 °C. Entsprechend sind für (001)-Proben 16 V (22,4 Watt) und für (311)A Proben 18 V (28,8 Watt) Spannung an der Substratheizung erforderlich. Die Ursache für diesen Unterschied ist bisher nicht bekannt. In Tabelle 6.4 sind die optimalen Parameter für Proben in beiden Orientierungen sowohl mit, als auch ohne LT-Puffer zusammengefasst.

Am Ende des GaMnAs-Wachstums kann mittels RHEED eine erste Überprüfung der Probe erfolgen. War die Wachstumstemperatur zu hoch, so haben sich hexagonale Manganarsenid-Cluster gebildet, die anhand der punktförmigen Beugungsreflexe leicht erkennbar sind. Andernfalls sieht man das übliche „streifige“ Beugungsmuster einer glatten kristallinen Oberfläche. In Abbildung 6.5 ist jeweils ein Beispiel für eine einkristalline GaMnAs-Probe und einer mit hexagonalen Einschlüssen gezeigt. Leider lässt sich anhand des RHEED-Beugungsbildes nur eine zu hohe Wachstumstemperatur feststellen. Falls die Temperatur zu niedrig war, ist aus dem RHEED-Beugungsbild keine Störung

	mit LT-Puffer		ohne LT-Puffer	
	(001)	(311)A	(001)	(311)A
Wachstumstemperatur [°C]	260	280	260	280
Heizspannung [V]	16	18	16	18
Heizleistung [W]	22,4	28,8	22,4	28,8
Temperaturstabilisierung	Ga4	Ga4	17,5 V	19 V

Tabelle 6.4: Typische Parameter zum Wachstum von GaMnAs bei einem Mn-Gehalt von 2,4%. Für GaMnAs auf (311)A orientierten Substraten benötigt man eine höhere Wachstumstemperatur, also auch eine höhere Heizleistung.

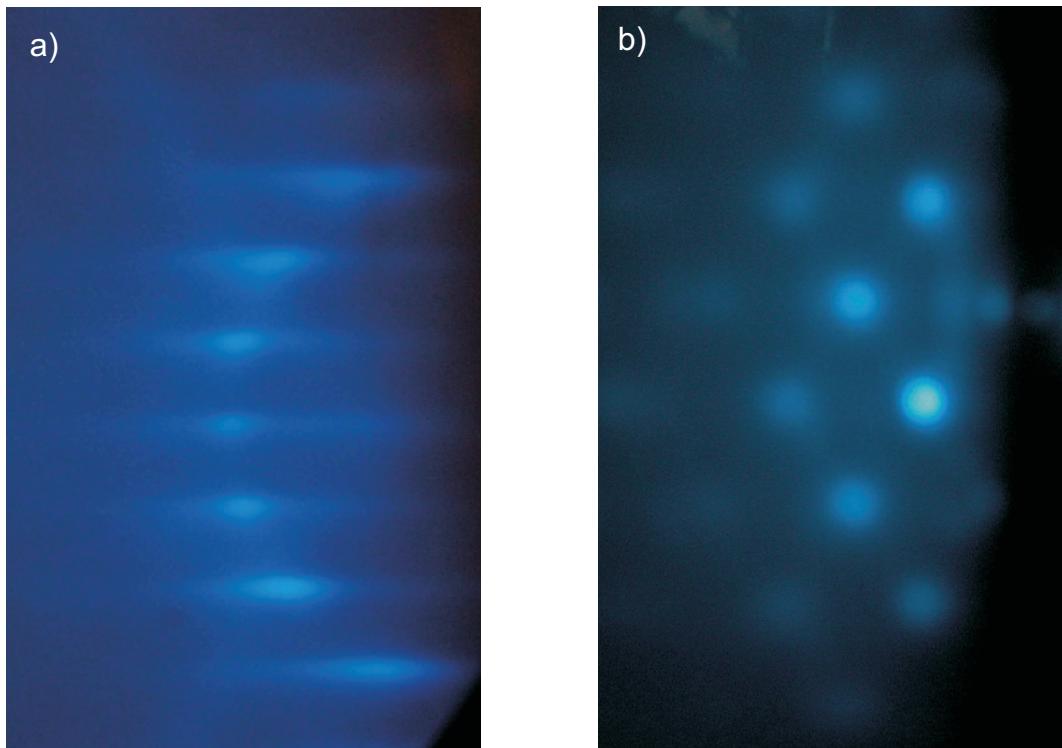


Abbildung 6.5: RHEED-Beugungsbilder nach dem Wachstum von GaMnAs.
a) Das „streifige“ Beugungsbild ist ein Zeichen für gute kristalline Qualität ohne hexagonale Einschlüsse. b) Punktförmige Beugungsreflexe zeigen, dass sich hexagonale MnAs-Cluster gebildet haben. Die Wachstumstemperatur war zu hoch.

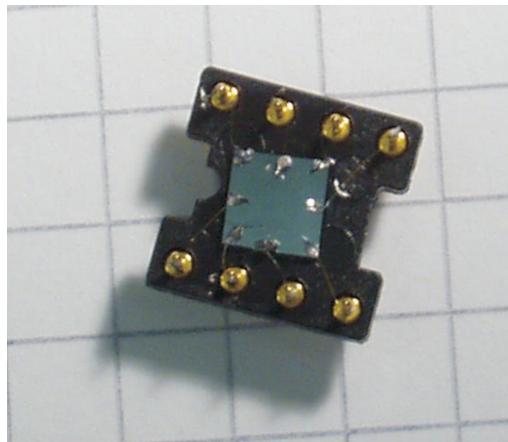


Abbildung 6.6: In Van der Pauw-Geometrie kontaktierte GaMnAs-Probe.

der Kristallstruktur erkennbar, dennoch ist die Probe weder metallisch, noch ferromagnetisch. Dies kann jedoch erst nach dem Ausschleusen der Probe aus der Wachstumskammer mit Hilfe einer Magnetotransport-Charakterisierung festgestellt werden, die im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

6.2.2 Schnellcharakterisierung mittels Magnetotransport

Kontaktierung

Zur ersten Charakterisierung einer GaMnAs-Probe dienen Magnetotransportmessungen in Van der Pauw-Geometrie. Hierzu werden aus der Probe quadratische Stücke der Größe $4 \times 4 \text{ mm}^2$ herausgespalten. An den Ecken und in der Mitte der Kanten wird die Probe angeritzt und über den Ritzen Kontakte angebracht. Als Material für die Kontakte dient eine Indium-Zink-Legierung, die mit einem Lötkolben aufgebracht wird. Im Gegensatz zu n-dotierten Proben, bei denen die Kontakte aus reinem Indium bestehen, ist bei GaMnAs kein Temperschritt zum Einlegieren der Kontakte erforderlich. Zuletzt werden die acht Kontakte mit Golddraht mit den Pins eines Probensockels verbunden. Abbildung 6.6 zeigt eine fertig kontaktierte Probe. Die Kontaktierung einer Probe in Van der Pauw-Geometrie dauert nur wenige Minuten, im Gegensatz zur aufwendigen Strukturierung einer Hallbar-Geometrie, für die mehrere Stunden benötigt werden.

Eine Messung des elektrischen Widerstandes zwischen benachbarten Kontakten kann bereits einen Hinweis auf die Ladungsträgerkonzentration und damit die Qualität der Probe geben. Er sollte bei einer 50 nm dicken Probe in der Größenordnung weniger $k\Omega$ (optimal sind ca. $1,5 k\Omega$) liegen. Beträgt der Widerstand mehr als $10 k\Omega$, ist die Probe bei tiefen Temperaturen voraussichtlich isolierend und nicht ferromagnetisch.

Temperaturabhängiger Widerstand

Nach der Kontaktierung wird der Probensockel mit der Probe in den Probenhalter des Kannsystems für Magnetotransportmessungen eingebaut. Dieser Messaufbau, der zur Schnellcharakterisierung von zweidimensionalen Elektronengasen optimiert ist, ist in [Wur04] ausführlich beschrieben.

Erste Informationen über die Qualität der Probe und eine erste Abschätzung der Curietemperatur erhält man durch Messung des Widerstandes beim Abkühlen. Hierzu muss – während der Probenstab langsam in den Messaufbau geschoben wird – die Temperatur und der Widerstand der Probe gemessen werden. In Abbildung 6.7 sind zwei solche Messungen des temperaturabhängigen Widerstandes gezeigt. In beiden Fällen steigt der Widerstand beim Abkühlen zunächst an, da die vorhandenen Löcher zunehmend an Akzeptoren gebunden sind. Ist die Ladungsträgerdichte in der GaMnAs-Schicht zu gering, steigt der Widerstand um mehrere Größenordnungen, bis er nicht mehr messbar ist. Die Probe ist isolierend. Da der Ferromagnetismus in GaMnAs durch Ladungsträger vermittelt wird, zeigt eine solche Probe auch keine ferromagnetischen Eigenschaften. In Abbildung 6.7 b) ist der temperaturabhängige Widerstand einer solchen Probe gezeigt. Dieses Verhalten weist in der Regel auf eine zu geringe Wachstumstemperatur hin.

Sind genügend positive Ladungsträger vorhanden, bildet sich unterhalb der Curietemperatur eine ferromagnetische Ordnung aus. Dies bewirkt eine Verringerung des Widerstandes bei weiter sinkenden Temperaturen. Die Ursache dafür wurde in Abschnitt 5.2 beschrieben. In Abbildung 6.7 a) ist dieses Verhalten dargestellt. Alle Proben, die bei 4,2 K einen vergleichbaren oder geringeren Widerstand als bei 300 K aufwiesen, zeigten auch ansonsten gut reproduzierbare ferromagnetische Eigenschaften. Daher ist eine solche Kurve für den Widerstand beim Abkühlen ein Zeichen für eine gelungene ferromagnetische Probe. Die Temperatur bei der der Widerstand maximal ist, ist eine erste

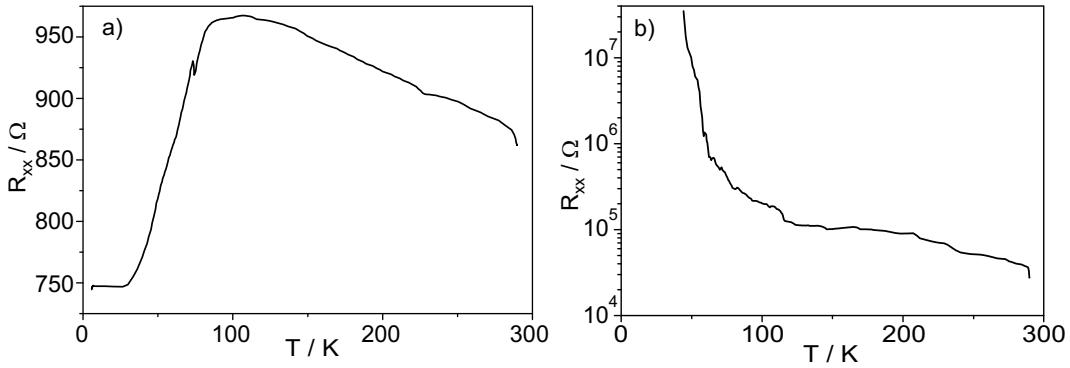


Abbildung 6.7: Temperaturabhängiger Widerstand von GaMnAs-Proben gemessen beim Abkühlen der Probe im Kannenmessplatz. a) Ferromagnetische Probe: Beim Abkühlen steigt der Widerstand bis zu einem Maximum das in der Nähe der Curietemperatur liegt. Anschließend sinkt er, bis er bei 4 K ungefähr denselben oder sogar einen geringeren Wert wie bei Raumtemperatur erreicht. b) Isolierende Probe: Der Widerstand steigt beim Abkühlen um mehrere Größenordnungen, ohne wieder zu sinken. Bei 4 K ist die Probe isolierend und zeigt auch keinerlei Ferromagnetismus. Eine solche Kurve weist auf eine zu geringe Temperatur bei der Probenherstellung hin.

Abschätzung der Curietemperatur. Diese Abschätzung ergibt jedoch meist ein zu hohes T_C .

Bei sehr tiefen Temperaturen ($< 5 \text{ K}$) ist häufig ein erneuter Anstieg des Widerstandes der ferromagnetischen GaMnAs-Schichten beobachtbar. Der Anstieg ist ein Zeichen für den Kondo-Effekt, der Streuung von Ladungsträgern an lokalisierten spinpolarisierten Elektronen [Kon64, Gro01].

Magnetotransport

Ein direkter Nachweis der ferromagnetischen Eigenschaften der GaMnAs-Proben kann ebenfalls mit dem Messsystem zur Schnellcharakterisierung erfolgen. Dazu werden die magnetfeldabhängigen Längs- und Querspannungen gemessen. Ferromagnetische Proben zeigen dabei den anomalen Halleffekt in der Querspannung, während in der Längsspannung der anisotrope Magnetowiderstand und negativer Magnetowiderstand erkennbar sind (Abbildung 6.8).

Wie bereits in 5.2 beschrieben, entsteht der anfängliche Anstieg des Magnetowiderstandes R_{xx} aus der Drehung der Magnetisierung aus der Probenebene

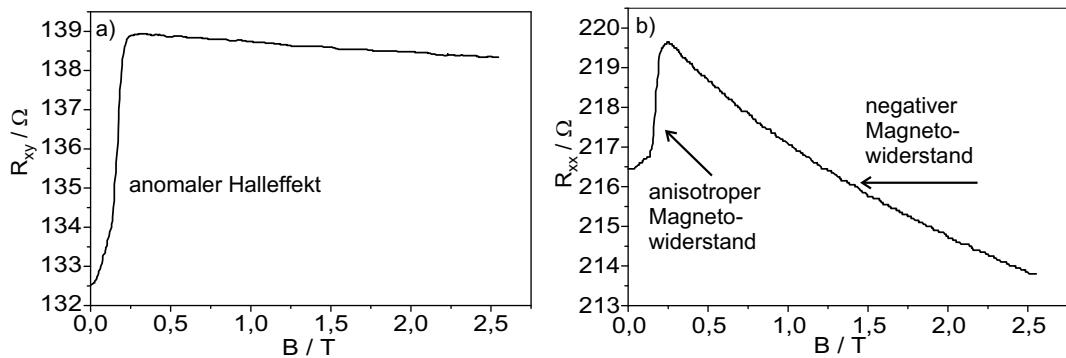


Abbildung 6.8: Magnetotransportmessung an GaMnAs gemessen im Kanonenmessplatz. a) Anomaler Halleffekt R_{xy} . Der nicht verschwindende Widerstand bei $B = 0$ beruht darauf, dass aufgrund der Messgeometrie zusätzlich zur Querspannung ein Anteil der Längsspannung gemessen wird. b) Magneto-widerstand R_{xx} . Bei kleinen Feldern wird die Magnetisierung aus der Proben-ebene heraus gedreht. Man sieht die Auswirkungen des anisotropen Magneto-widerstandes. Ab etwa $0,25\text{ T}$ ist die Magnetisierung vollständig in Richtung des Magnetfeldes gedreht, bei weiter steigendem Feld zeigt die Probe negativen Magnetowiderstand. Treten alle Effekte gemeinsam auf, ist dies ein sicherer Nachweis des Ferromagnetismus der GaMnAs-Schicht.

heraus in die Richtung des Magnetfeldes. Der Effekt kann daher nur auftreten, wenn eine nichtverschwindende Remanenzmagnetisierung und Anisotropie in der Probe existiert, also nur bei ferromagnetischen GaMnAs-Schichten. Der ausgeprägte anomale Halleffekt und negative Magnetowiderstand sind weitere Indizien für den Ferromagnetismus der Probe.

Mit der beschriebenen Schnellcharakterisierung kann somit gleich nach dem Wachstum der Proben bestimmt werden, ob diese überhaupt ferromagnetisch sind, und eine erste Abschätzung der Curietemperatur durchgeführt werden. So können wesentlich zeitaufwendigere Messungen, die eine langwierige Strukturierung voraussetzen, an misslungenen Proben vermieden werden.

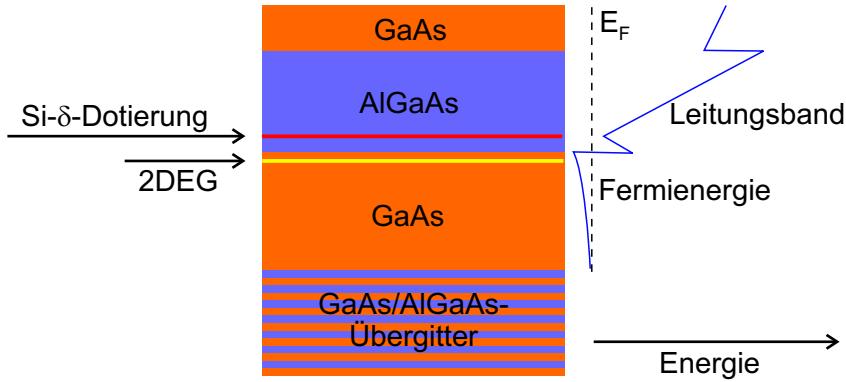


Abbildung 6.9: Aufbau einer typischen Heterostruktur für zweidimensionale Elektronengase. Rechts ist der Verlauf der Leitungsbandkante dargestellt. Im Potentialtopf an der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs bildet sich das 2DEG aus.

6.3 Auswirkung von Mangan auf Strukturen für hohe Elektronenbeweglichkeiten

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute MBE-System ist vor allem für die Herstellung von Heterostrukturen mit hohen Elektronenbeweglichkeiten optimiert. Sollen solche Heterostrukturen mit ferromagnetischen Halbleiter-Schichten kombiniert werden, stellt sich die Frage, ob beide Materialien in einer Wachstumskammer hergestellt werden können. Es ist bekannt, dass die Elektronenbeweglichkeit in zweidimensionalen Elektronengasen bereits von einer geringen Menge Fremdatome stark gestört wird [Uma97]. Daher wurde zunächst befürchtet, dass eine Kontamination der Wachstumskammer mit Mangan die Herstellung hochbeweglicher 2DEGs unmöglich macht. Zur Bestätigung oder Widerlegung dieser Befürchtungen wurden in der Spintronikkammer zweidimensionale Elektronengase gewachsen und mittels Magnetotransport und Photolumineszenzuntersuchungen der Einfluss von Mangan untersucht.

Der typische Aufbau einer Heterostruktur für 2DEGs [Din78] ist in Abbildung 6.9 dargestellt. Simulationen der Bandstruktur einer solchen Heterostruktur zeigen, dass bei geeigneter Dotierung an der Grenzfläche zwischen GaAs und AlGaAs ein dreiecksförmiger Potentialtopf entsteht, in dem nur das unterste Subband besetzt ist. An dieser Stelle bildet sich das 2DEG aus. Werden solche

2DEGs in sehr sauberen MBE-Wachstumskammern hergestellt, können bei tiefen Temperaturen Elektronenbeweglichkeiten von über $10^7 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht werden.

6.3.1 Einfluss von Mangan auf die Elektronenbeweglichkeit

Nach der Herstellung eines zweidimensionalen Elektronengases können Ladungsträgerdichte und Elektronenbeweglichkeit in dem bereits in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Kannenmesssystem bestimmt werden. Hierzu wird die Probe in Van der Pauw-Geometrie kontaktiert und bei 1,2 K Schichtwiderstand und Hallwiderstand gemessen. Daraus lassen sich die Dichte und die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG berechnen.

Die Elektronenbeweglichkeit, von in der Spintronik-Kammer gewachsenen zweidimensionalen Elektronengasen, konnte im Laufe der Zeit immer weiter gesteigert werden, wie in Abbildung 6.10 dargestellt ist. Die Elektronendichte dieser Proben beträgt jeweils ungefähr $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die Steigerung der Beweglichkeiten entsteht zum einen durch sich verbessernde Vakuumbedingungen und zunehmender Reinheit der Quellmaterialien, zum anderen durch die Optimierung der Wachstumsparameter. In Abbildung 6.10 ist zusätzlich gekennzeichnet, an welchem Tag die Manganquelle zum ersten Mal in Betrieb genommen wurde. In der folgenden Zeit wurden zahlreiche weitere GaMnAs-Proben mit einem Mn-Gehalt von ca. 2,4% hergestellt, so dass eine nicht zu vernachlässigende Menge Mangan in die Wachstumskammer gelangte. Obwohl einige der 2DEGs unmittelbar nach einer GaMnAs-Probe gewachsen wurden, ist bei keiner Probe ein negativer Einfluss auf die Elektronenbeweglichkeit feststellbar. Nach 210 Betriebstagen der Wachstumskammer konnten Proben mit Elektronenbeweglichkeiten von $5,4 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ hergestellt werden.

Um den Einfluss von Mangan auf derartige Heterostrukturen zu testen, wurde eine 2DEG-Probe auf einem Probenhalter gewachsen, der vorher ausschließlich für GaMnAs-Proben verwendet wurde, also mit Mangan kontaminiert war. Diese Probe – im Folgenden Probe B genannt – weist nur eine Beweglichkeit von $1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ auf, obwohl sie kurz nach der Probe mit der höchsten erreichten Beweglichkeit (Probe A) hergestellt wurde. Wenige Tage später wurde eine weitere Probe auf einem nicht kontaminierten Probenhalter gewachsen, sie zeigt wieder eine Beweglichkeit von mehr als $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Mangan be-

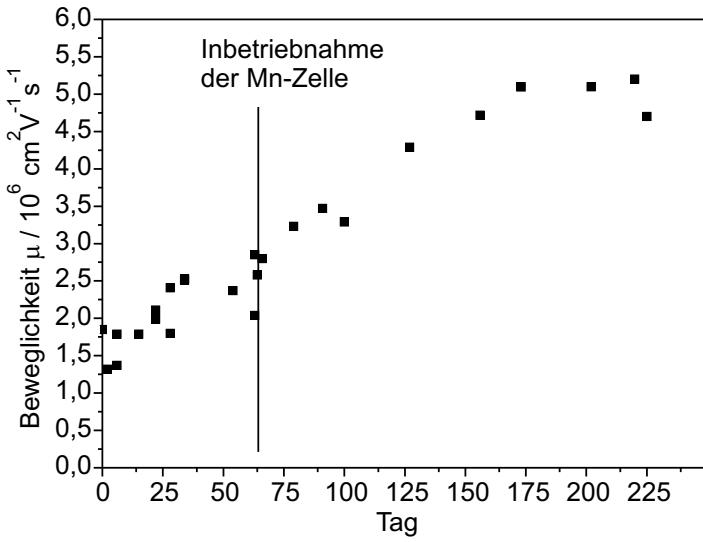


Abbildung 6.10: Zeitliche Entwicklung der Elektronenbeweglichkeit in zweidimensionalen Elektronengasen hergestellt in der Spintronik-Kammer. Auch nach der Inbetriebnahme der Manganquelle konnte die Beweglichkeit weiter gesteigert werden, obwohl zahlreiche manganhaltige Proben gewachsen wurden.

einflusst folglich die Elektronenbeweglichkeit in zweidimensionalen Strukturen durchaus, eine sorgfältige Trennung der Probenhalter für Proben mit und ohne Mangan kann jedoch diesen Einbau wirkungsvoll verhindern.

6.3.2 Nachweis des Mn-Einbaus mittels Photolumineszenzexperimenten

Zur Überprüfung, ob Probe B tatsächlich Mangan enthält, wurden an Probe A und B hochauflösende Photolumineszenzmessungen durchgeführt. Neben dem Lumineszenzsignal, das aus der Rekombination von freien Exzitonen stammt, können dabei auch Signale beobachtet werden, die aus der Rekombination von donatorgebundenen Elektronen oder akzeptorgebundenen Löchern stammen. Die Energie dieser Übergänge hängt von der Ionisierungsenergie und damit von der Art der Störstellen ab. Somit ist die Photolumineszenzmessung eine empfindliche Methode zum Nachweis von Verunreinigungen. Die Intensität des jeweiligen Signals gibt dabei einen qualitativen Hinweis auf die Konzentration der Störstellen [Wag04]. Wie schon in Kapitel 3 berichtet, bildet Mangan auf einem Galliumplatz einen Akzeptor, dessen Niveau 0,13 eV über dem Valenz-

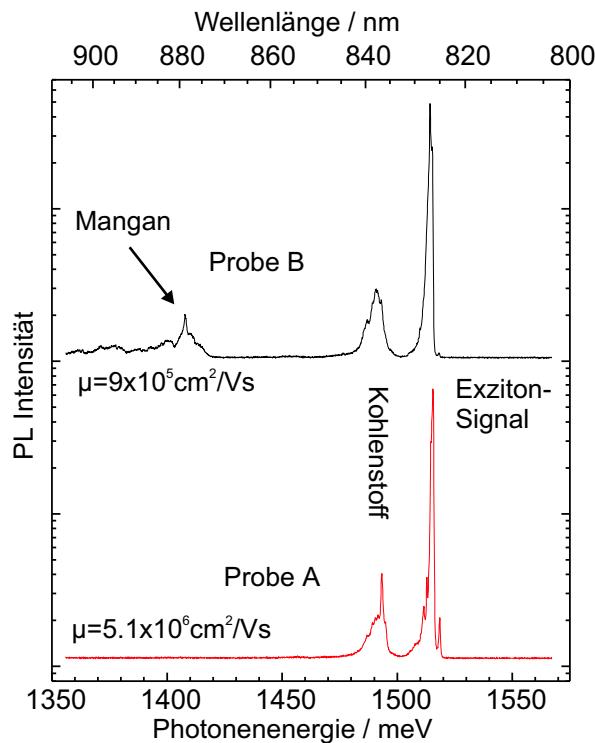


Abbildung 6.11: Photolumineszenzspektren zum Nachweis des Manganeinbaus, gemessen bei $T=1,6\text{ K}$ und einer Anregungsleistung von $0,5\text{ mW/cm}^2$. Probe B zeigt bei $E_{ph}=1,41\text{ eV}$ ein für Mangan-Störstellen charakteristisches Signal, das in Probe A nicht zu erkennen ist.

band von GaAs liegt. Das zu Mangan gehörige Lumineszenzsignal stammt aus einem Donator-Akzeptor-Paarübergang und tritt bei einer Photonenergie von $E_{ph}=1,41\text{ eV}$ (bei $T=1,6\text{ K}$) auf [Ile75, Sch74].

Für die Photolumineszenzmessung wurde die Probe in einem Heliumbad-Kryostaten auf $1,6\text{ K}$ gekühlt. Die Anregung erfolgte über einen Helium-Neon-Laser, der bei einer Wellenlänge von $\lambda=632,8\text{ nm}$ eine maximale Leistung von 12 mW hat. Die Anregungsleistung konnte mittels Filter auf geringere Werte reduziert werden. Zur Detektion des Lumineszenzsignals diente ein $0,64\text{ m}$ Monochromator (Firma Jobin-Yvon) und eine mit flüssigem Stickstoff gekühlte CCD-Kamera.

In Abbildung 6.11 sind die Lumineszenzspektren von Probe A und Probe B bei einer Anregungsleistung von $0,5\text{ mW/cm}^2$ dargestellt. Beide Spektren werden von dem exzitonischen Lumineszenzsignal bei $E_{ph}=1,51\text{ eV}$ domi-

niert. Es zeigt eine Linienbreite von weniger als 0,25 meV bei halber maximaler Höhe, was auf einer guten kristallinen Qualität in beiden Proben schließen lässt. Ebenfalls in beiden Proben erkennbar ist ein Lumineszenzsignal bei $E_{ph} = 1,49\text{ eV}$, welches auf Kohlenstoffverunreinigungen hinweist. Es stammt aus der Rekombination von freien Elektronen mit an Kohlenstoff-Akzeptor gebundenen Löchern. Kohlenstoff, der aus Kohlenmonoxid und anderen Kohlenstoffverbindungen im Restgas stammt, tritt häufig als Verunreinigung in MBE-gewachsenen Proben auf. Nur an Probe B kann ein Signal bei $E_{ph} = 1,41\text{ eV}$ detektiert werden, welches auf Verunreinigungen mit Mangan schließen lässt. Probe A zeigt bei dieser Energie keine Veränderung gegenüber dem Hintergrundsignal. Offensichtlich ist in Probe B, die auf dem mit Mangan kontaminierten Halter hergestellt wurde, tatsächlich Mangan eingebaut. Damit ist auch gezeigt, dass die Reduzierung der Elektronenbeweglichkeit bei Probe B tatsächlich auf den Einbau von Mangan zurückgeführt werden kann. Dieser unerwünschte Einbau lässt sich mit geringem Aufwand vermeiden, wie das Photolumineszenzsignal und die hohe Elektronenbeweglichkeit von Probe A und zahlreicher weiterer Proben zeigen.

6.4 Zusammenfassung

Zur Herstellung von GaMnAs mit Molekularstrahlepitaxie ist ein Wachstum bei relativ niedrigen Temperaturen von ungefähr 250°C notwendig. Dieses Tieftemperaturwachstum gelingt in der Spintronik-Kammer der MBE sowohl auf LT-GaAs, als auch auf AlGaAs, sowohl auf (001)- als auch auf (311)A-Substraten. Damit wurden die Voraussetzungen für die Kombination von GaMnAs-Schichten mit GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen geschaffen. Die Beobachtung von RHEED-Oszillationen beim Wachstum von MnAs ermöglicht es, den Manganfluss und damit den Mangangehalt der Proben zu bestimmen. Diese Konzentration liegt bei den bisher gewachsenen Proben nominell zwischen 1,9 und 3,2%. Die Kontamination der Wachstumskammer mit Mangan zeigte keinerlei Auswirkungen auf die Beweglichkeit von Elektronen in zweidimensionalen Strukturen. Lediglich Proben, die auf einem mit Mangan verunreinigten Probenhalter hergestellt wurden, wiesen eine geringere Elektronenbeweglichkeit auf. Photolumineszenzmessungen zeigten, dass in solchen Proben tatsächlich ein Einbau von Mangan auftritt. Dieser Einbau kann bei sorgfälti-

ger Trennung von „Mangan-“ und „Nicht-Mangan“-Probenhaltern vermieden werden.

Kapitel 7

SQUID- und Magnetotransport- untersuchungen an **GaMnAs**

Die Schnellcharakterisierung, die in Kapitel 6 beschrieben ist, ermöglicht den Nachweis des Ferromagnetismus in den hergestellten GaMnAs-Schichten. Zu einer genaueren Charakterisierung, insbesondere der Unterschiede zwischen (001)- und (311)-GaMnAs ist diese Methode nicht geeignet, da im Kannenmessplatz weder richtungsabhängige Messungen noch die Umkehr des Magnetfeldes möglich ist. Daher wurden zur weiterführenden Charakterisierung zusätzliche Messmethoden verwendet. Neben weiteren Magnetotransportmessungen in einem besser ausgestatteten Magnetkryostaten, wurden dabei direkte Messungen der Magnetisierung mittels SQUID-Magnetometer durchgeführt. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse dieser Untersuchungen dargestellt, wobei besonders der Vergleich von (001)- und (311)-GaMnAs hinsichtlich Curie-temperatur und Anisotropie und der Einfluss des Ausheizens der Proben von Interesse ist. Zunächst soll jedoch ein Verfahren beschrieben werden, das eine Abschätzung der Ladungsträgerdichte ermöglicht.

7.1 Abschätzung der Ladungsträgerdichte

Wie schon in Abschnitt 5.2 beschrieben fällt die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration aus Hallmessungen schwer, da die Hallspannung vom anomalen Halleffekt dominiert wird. Auch bei hohen Magnetfeldern, bei denen die

Magnetisierung als konstant betrachtet werden kann, verhindert die Abhängigkeit des anomalen Hallkoeffizienten vom Längswiderstand eine direkte Bestimmung des gewöhnlichen Hallkoeffizienten R_H aus der Steigung der Hallgeraden. Es ist jedoch möglich, den Einfluss des negativen Magnetowiderstandes aus den Messungen herauszurechnen. In Abschnitt 5.2 wurde beschrieben, dass der anomale Hallkoeffizient in GaMnAs normalerweise quadratisch vom spezifischen Widerstand abhängt, also

$$\tilde{\rho}_S \propto \rho_{xx}^2 \quad . \quad (7.1)$$

Damit gilt für den Hallwiderstand

$$R_{xy} = \frac{R_H}{d} B + a \rho_{xx}^2 M \quad , \quad (7.2)$$

wobei a die Proportionalitätskonstante und d die Schichtdicke darstellt. Für genügend große Magnetfelder ist M konstant, so dass gilt

$$R_{xy} = \frac{R_H}{d} B + a' \rho_{xx}^2 \quad , \quad (7.3)$$

mit $a' = aM_{max}$. Werden nun R_{xy} und ρ_{xx} gleichzeitig in Abhängigkeit von B gemessen, kann für genügend große Magnetfelder eine Gleichung der Form $z = bB + a\rho_{xx}^2$ angepasst und aus dem Fitparameter b und der bekannten Schichtdicke d der Hallkoeffizient R_H bestimmt werden. Daraus lässt sich gemäß

$$R_H = \frac{1}{pe} \quad (7.4)$$

die Ladungsträgerdichte p berechnen.

In Abbildung 7.1 ist dieses Verfahren am Beispiel einer ungetemperten (001)-Probe dargestellt. Die Probe wurde dazu in Hallgeometrie strukturiert, und in Magnetfeldern bis zu 19 T bei einer Temperatur von 4,2 K vermessen. Zur Bestimmung der Parameter wurde im Bereich zwischen 17 und 19 T und zwischen -17 und -19 T Gleichung 7.3 an die Messdaten angepasst. Die Bereiche wurden bei möglichst hohen Magnetfeldern gewählt, um Einflüsse sich verändernder Magnetisierung auszuschließen. Die Vergrößerung in Abbildung 7.1 zeigt, dass mit den ermittelten Parametern die Kurven in einem viel größeren Bereich gut reproduziert werden können, was die quadratische Abhängigkeit des anomalen Hallkoeffizienten vom Längswiderstand bestätigt.

Aus den Anpassungsparametern ergibt sich eine Steigung des gewöhnlichen Halleffektes von $0,75 \Omega / \text{T}$ (aus -19 bis -17 T) beziehungsweise von $0,90 \Omega / \text{T}$

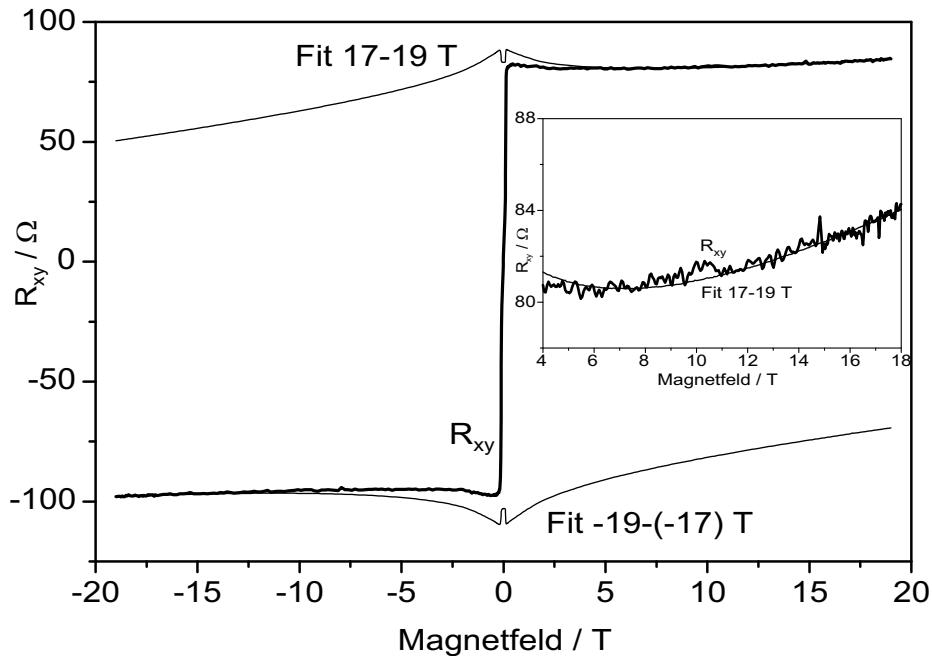


Abbildung 7.1: Verfahren zur Abschätzung der Ladungsträgerdichte aus dem anomalen Halleffekt am Beispiel einer ungetemperten (001)-GaMnAs-Probe. Im Bereich in dem man eine vollständig gesättigte Magnetisierung erwartet, wird an die Messkurve eine Kurve der Form $R_{xy} = bB + a\rho_{xx}^2$ angepasst. Aus dem Fitparameter b kann der gewöhnliche Hallkoeffizient berechnet werden. Der kleinere Graph zeigt einen vergrößerten Ausschnitt, indem erkennbar ist, dass die angepasste Kurve die Messdaten in einem großen Bereich (ungefähr zwischen 6 und 19 T) gut reproduziert, obwohl die Anpassung nur im Bereich von 17 bis 19 T durchgeführt wurde.

(aus 17 bis 19 T), also eine mittlere Steigung von $0,83 \Omega / \text{T}$. Dies entspricht bei einer Probendicke von 50 nm einem mittleren Hallkoeffizienten von $4,2 \cdot 10^{-8} \Omega / \text{T m}$. Daraus errechnet sich die Löcherkonzentration von $p = 1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Aus dem Unterschied der Parameter aus negativen und positiven Magnetfeldern ist erkennbar, dass dieser Wert mindestens mit einem Fehler von $\pm 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ behaftet ist. Er ist also als Abschätzung und nicht als genaues Ergebnis zu verstehen. Die Mangankonzentration der vermessenen Probe beträgt nominell 2%. Somit sollten $4,4 \cdot 10^{20}$ Manganatome in einem Kubikzentimeter vorhanden sein. Die Ladungsträgerkonzentration beträgt demnach nur ungefähr 35% der Mangankonzentration. Wie schon in Kapitel 3 beschrieben, entstammt dieser Unterschied aus der Kompensation

der Akzeptoren durch den doppelten Donator Mn_i und andere Punktdefekte die als Donatoren dienen.

Versuche, diese Abschätzung der Ladungsträgerkonzentration bei niedrigeren Magnetfeldern durchzuführen, zeigten, dass die ermittelten Parameter dann stark vom Bereich abhängen, in dem die Anpassung durchgeführt wird. Auch können die Messkurven nur in einem sehr kleinen Bereich reproduziert werden, so dass dieses Verfahren bei geringeren Magnetfeldern angewendet keine vertrauenswürdigen Ergebnisse liefert. Da Messungen bis hohen Feldern sehr aufwendig sind, wurde diese Abschätzung der Ladungsträgerkonzentration auch nicht als Standardmethode zur Charakterisierung verwendet, und keine systematischen Untersuchungen dazu durchgeführt.

7.2 Bestimmung der Curietemperatur

Wie schon in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, konnte in GaMnAs bisher eine maximale Curietemperatur von 170 K erreicht werden [Tan05], in besonderen Heterostrukturen sogar 250 K [Naz04]. Das Ziel dieser Arbeit war nicht, auf diesem Gebiet neue Bestleistungen aufzustellen, sondern die Grundlagen für Experimente zur Spininjektion aus GaMnAs-Schichten in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen zu schaffen, die bei sehr tiefen Temperaturen durchgeführt werden müssen. Dennoch waren die Curietemperaturen der gewachsenen GaMnAs-Schichten von Interesse, besonders der Vergleich von GaMnAs auf (001)- und (311)A-GaAs. Zur Bestimmung von Curietemperatur standen zwei verschiedene Verfahren zur Verfügung: Magnetotransport und SQUID-Magnetometrie.

Messungen des longitudinalen Magnetowiderstandes mit Magnetfeld senkrecht zur Probenebene sind zur Ermittlung von T_C geeignet. Dazu wird bei variablen Temperaturen jeweils eine Messung von R_{xx} in Abhängigkeit vom Magnetfeld durchgeführt, wie in Abbildung 7.2 beispielhaft dargestellt. Der anisotrope Magnetowiderstand verursacht in der Nähe von $B = 0$ zwei Maxima von R_{xx} . In diesem Bereich dreht sich die Magnetisierung aus der leichten Achse innerhalb der Probenebene in die Richtung des Magnetfeldes. Bei größeren Feldern tritt negativer Magnetowiderstand auf. Bei steigenden Temperaturen verschieben sich diese Maxima immer weiter in Richtung $B = 0$ und erscheinen dabei weniger ausgeprägt, da die Remanenzmagnetisierung und damit der

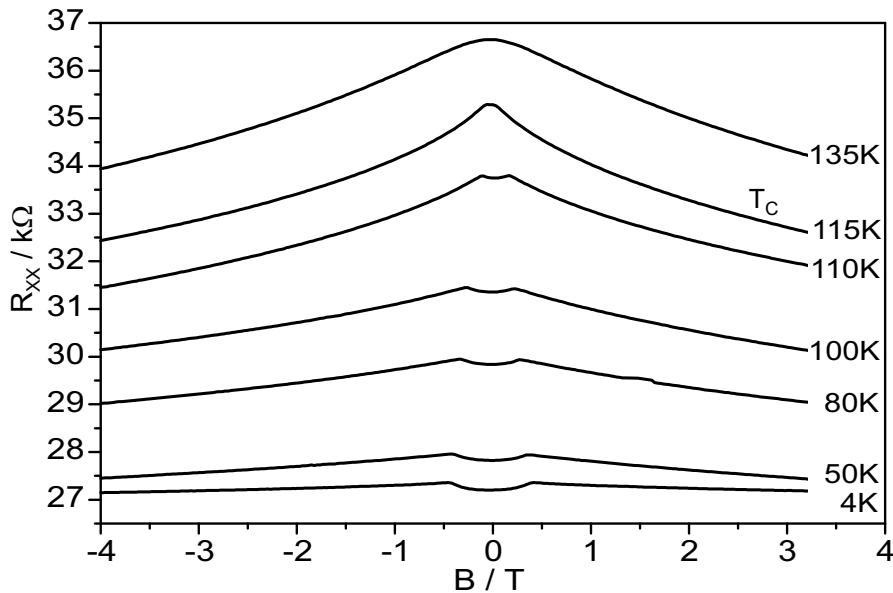


Abbildung 7.2: Longitudinaler Magnetowiderstand von (001)-orientiertem GaMnAs bei unterschiedlichen Temperaturen. Der anisotrope Magnetowiderstand verursacht einen Anstieg des Widerstandes für kleine Magnetfelder. In diesem Bereich wird die Magnetisierung aus der leichten Richtung herausgedreht, der Winkel zwischen Stromrichtung und Magnetisierung ändert sich und damit auch der Widerstand. Sobald die Magnetisierung vollständig in Richtung des Magnetfeldes gedreht ist, ist nur noch die Auswirkung des negativen Magnetowiderstandes zu erkennen. Steigenden Temperaturen verringern den Effekt des anisotropen Magnetowiderstandes. Sobald die Curietemperatur erreicht ist, ist kein AMR-Effekt mehr zu erkennen. Der negative Magnetowiderstand ist dagegen in der Nähe der Curietemperatur am stärksten ausgeprägt. In dieser Auftragung ist auch zu erkennen, dass das Maximum des Nullfeldwiderstandes nicht bei T_C , sondern bei einer höheren Temperatur liegt.

Einfluss des AMR schwächer wird. Sobald die Curietemperatur erreicht ist (im Beispiel von Abbildung 7.2 bei ca. 115 K), existiert keine Remanenzmagnetisierung mehr. Damit findet auch keine Drehung der Magnetisierung statt, die beiden Maxima verschwinden, es ist nur noch ein Maximum von R_{xx} bei $B = 0$ erkennbar, welches der negativen Magnetowiderstand verursacht.

Eine genauere Messung von T_C gelingt mit dem SQUID-Magnetometer, wie in Abschnitt 5.1 beschrieben. Da der Aufwand beider Messmethoden vergleichbar ist, wurden zum Vergleich der Curietemperaturen verschiedener Proben

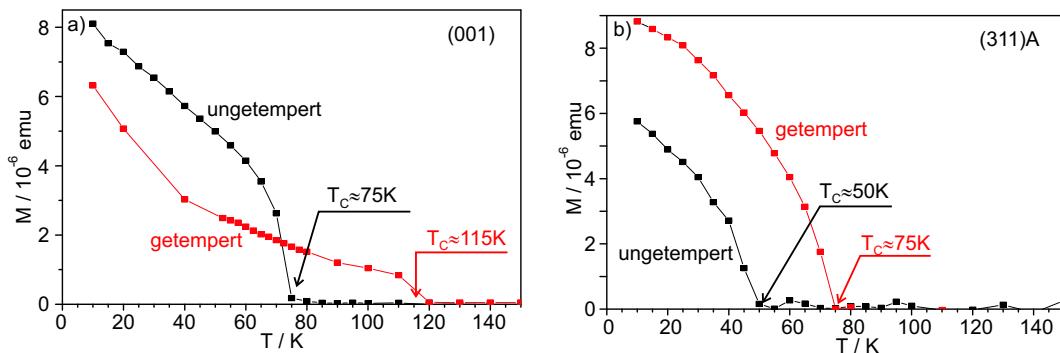


Abbildung 7.3: Vergleich der Curietemperaturen von ungetemperten und getemperten Proben gemessen mittels SQUID. Sowohl bei (a) (001)- als auch bei (b) (311)-orientierten Proben wird die Curietemperatur durch das Tempern ungefähr um den Faktor 1,5 erhöht. Der Mangangehalt der Proben beträgt nominell 2,4%, die Dicke der GaMnAs-Schicht 20 nm.

ausschließlich SQUID-Messungen herangezogen. Verwendet wurde dabei ein SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design.

In Abbildung 7.3 sind die temperaturabhängigen Magnetisierungskurven typischer (001)- und (311)A-GaMnAs-Schichten mit einem nominellen Mangangehalt von 2,4% und einer Dicke von 20 nm dargestellt. Für beide Fälle sind die Messdaten für getemperte und nicht getemperte Proben abgebildet. Alle Kurven zeigen die bei Ferromagneten übliche Verringerung der Magnetisierung mit steigender Temperatur. Die Curietemperatur ist die Temperatur, an der die Remanenzmagnetisierung vollständig verschwindet. Die ungetemperte Probe auf (001)-GaAs zeigt eine Curietemperatur von ca. 75 K, während bei der ungetemperten Probe auf (311)A-Substrat bereits bei $T_C=50$ K keine Remanenzmagnetisierung mehr feststellbar ist. Diese geringere Curietemperatur von (311)-orientierten Proben wurde bei sämtlichen hergestellten Proben festgestellt, die Ursache dafür ist bisher nicht bekannt.

Wie schon in Abschnitt 3.4.3 beschrieben, kann die Ladungsträgerkonzentration und damit auch die Curietemperatur von GaMnAs erhöht werden, wenn die Schichten nach dem Wachstum ausgeheizt werden, wobei die Wachstums temperatur nicht überschritten werden darf. Sowohl (001)- als auch (311)-GaMnAs-Proben wurden daher bei ca. 200°C für ungefähr 60 Stunden an Luft getempert. Abbildung 7.3 zeigt, wie sich dies auf die Curietemperaturen von (a) (001)- und (b) (311)-orientierten Proben auswirkt. In Proben beider

Wachstumsrichtungen kann die Curietemperatur ungefähr um den Faktor 1,5 gesteigert werden, so dass sich T_C von (001)-GaMnAs auf ca. 115 K erhöht, T_C von (311)-GaMnAs steigt bis auf ca. 75 K. Dieses Verfahren funktioniert nur bei dünnen Proben, bereits bei einer Dicke der GaMnAs-Schicht von 50 nm ist eine Erhöhung der Curietemperatur durch Temperiern kaum noch feststellbar.

Die hier gemessenen Werte für die Curietemperatur sind zwar geringer als die bisher besten Ergebnisse aus der Literatur [Tan05], dies kann aber mit dem geringen Mangangehalt von nominell 2,4% erklärt werden, so dass die Qualität der GaMnAs-Schichten im Vergleich zu anderen Arbeitsgruppen durchaus vergleichbar erscheint. Da die Steigerung der Curietemperatur kein Ziel dieser Arbeit war, wurden auch keine weiteren Versuche durchgeführt, durch Optimierung der Wachstumsparameter oder Erhöhung des Mangangehaltes größere T_C zu erreichen.

7.3 Untersuchungen der Anisotropie von GaMnAs mittels des planaren Halleffek- tes

Nachdem GaMnAs auf (001)- und (311)A-Substraten bereits in der Curietemperatur deutliche Unterschiede zeigte, stellte sich die Frage, welchen Einfluss die unterschiedliche Orientierung des Substrates auf die Anisotropie der Epischichten ausübt. Ein SQUID-Magnetometer wäre zwar ein geeignetes Instrument zur genauen Vermessung der Anisotropie. Allerdings ist bei dem verwendeten Magnetometer die Orientierung der Probe zum Magnetfeld nicht ohne Neumontage der Probe veränderbar, so dass richtungsabhängige Messungen nur sehr aufwändig durchführbar sind.

Stattdessen wurden Magnetotransportmessungen an einem Magnetkryostaten durchgeführt, bei dem die Probe entlang einer Achse um 180° im Magnetfeld gedreht werden kann. Wird eine Probe so in den Probenhalter eingebaut, dass das Magnetfeld innerhalb der Probenebene orientiert ist, sind Messungen des planaren Halleffektes zur Untersuchung der Anisotropie durchführbar. Für diese Transportuntersuchungen wurden die Proben mittels Photolithographie und nasschemischem Ätzen in Hallbargeometrie strukturiert. Die Strukturierungsmethode und das verwendete Magnetsystem sind ausführlich in [Wur04] beschrieben.

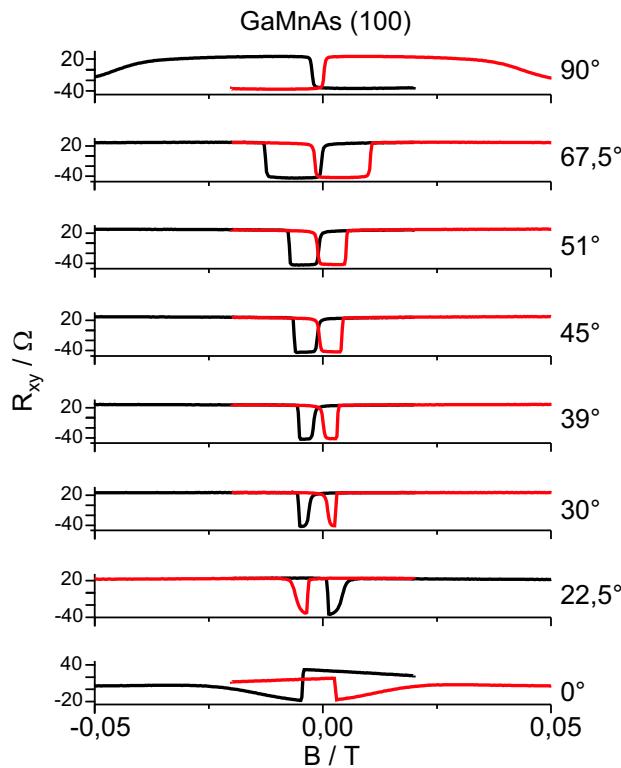


Abbildung 7.4: Transversaler Widerstand von getempertem (001)- GaMnAs gemessen in planarer Hallgeometrie bei variabler Richtung des Magnetfeldes. Die Winkel sind dabei bezüglich der [110]-Richtung angegeben. Analog zu [Tan03] sind zwei Widerstandsänderungen aufgrund von Drehungen der Magnetisierung erkennbar, wobei das erste Schaltfeld annähernd unabhängig vom Winkel ist, das zweite dagegen deutlich variiert. In der Nähe von 30° beziehungsweise 39° fallen beide Schaltfelder fast zusammen, hier befindet sich eine leichte Achse dieser Probe. Bei 0° und 90° ist dagegen nur ein Widerstandssprung erkennbar, das Magnetfeld ist also parallel zu einer magnetisch schweren Achse orientiert.

7.3.1 Die Anisotropie von (001)- GaMnAs

Eine Messreihe des planaren Halleffektes, in der die Probe in variabler Richtung im Magnetfeld ausgerichtet wurde, ist in Abbildung 7.4 dargestellt. Die Probe bestand aus einer 20 nm dicken getemperten GaMnAs -Schicht mit einem nominellen Mangangehalt von 2,4 %. Die Winkel sind bezüglich der [110]-Probenkante gemessen. Wie bereits in Abschnitt 5.3 erklärt, sind zwei sprunghafte Widerstandsänderungen – verursacht von der Drehung der Magnetisie-

rung um 90° – zu erkennen, solange das Feld weder in einer schweren, noch in einer leichten Richtung orientiert ist. Das Feld der ersten Änderung (1. Schaltfeld, B_1) ist dabei nur wenig von der Richtung des Magnetfeldes abhängig, das zweite Schaltfeld (B_2) variiert wesentlich stärker. Bei 0° und 90° , ist das Feld in einer schweren Richtung orientiert, man erkennt nur ein Umschalten der Magnetisierung, bei höheren Feldern jedoch eine allmähliche Änderung des Widerstandes, die aufgrund der Drehung der Magnetisierung aus der leichten Richtung heraus entsteht. Die leichte Richtung liegt im Bereich zwischen 30° und 39° , hier fallen B_1 und B_2 annähernd zusammen.

Im Gegensatz zur theoretischen Beschreibung des planaren Halleffektes aus Abschnitt 5.3 handelt es sich bei den sprunghaften Änderungen im transversalen Widerstand nicht um einen Wechsel des Vorzeichens. Dies kann dadurch verursacht werden, dass die Probennormale gegenüber der Drehachse leicht verkippt ist, was beim Einbau der Probe nicht vermieden und später nicht mehr korrigiert werden kann. Hierdurch ist das Magnetfeld nicht mehr exakt innerhalb der Probenebene orientiert, es existiert eine Komponente des Feldes senkrecht zur Probenebene, die zusätzlich zum planaren Halleffekt auch einen geringen Anteil des anomalen Halleffektes verursacht. Dieser Anteil kann auch für die weniger abrupten Widerstandsänderungen im Vergleich zur Veröffentlichung von Tang et al. [Tan03] verantwortlich sein.

Zur Bestimmung der Anisotropie der GaMnAs-Proben trägt man nun für jede vermessene Richtung des Magnetfeldes die Werte für das erste und zweite Schaltfeld gegen den Winkel zwischen Magnetfeld und [110]-Richtung auf, wie es in Abbildung 7.5 für ungetempertes und getempertes (001)-GaMnAs dargestellt ist. In dieser Auftragung ist die vierzählige Anisotropie innerhalb der Probenebene erkennbar, wobei die magnetisch schweren Richtungen, an denen das zweite Schaltfeld am größten ist, in [110]- und [1 $\bar{1}$ 0]-Richtung verlaufen. Die leichten Richtungen, bei denen erstes und zweites Schaltfeld nahe beisammen liegen, befinden sich nahe der [100]-Richtung. Aus dem Polardiagramm der getemperten Probe ist sogar zu erkennen, dass sie leichte Richtung nicht exakt in [100]-Richtung verläuft, sondern einige Grad daneben. Dies steht, wie bereits in Abschnitt 3.4.2 beschrieben, im Einklang mit anderen Veröffentlichungen (z.B. [Wel03]).

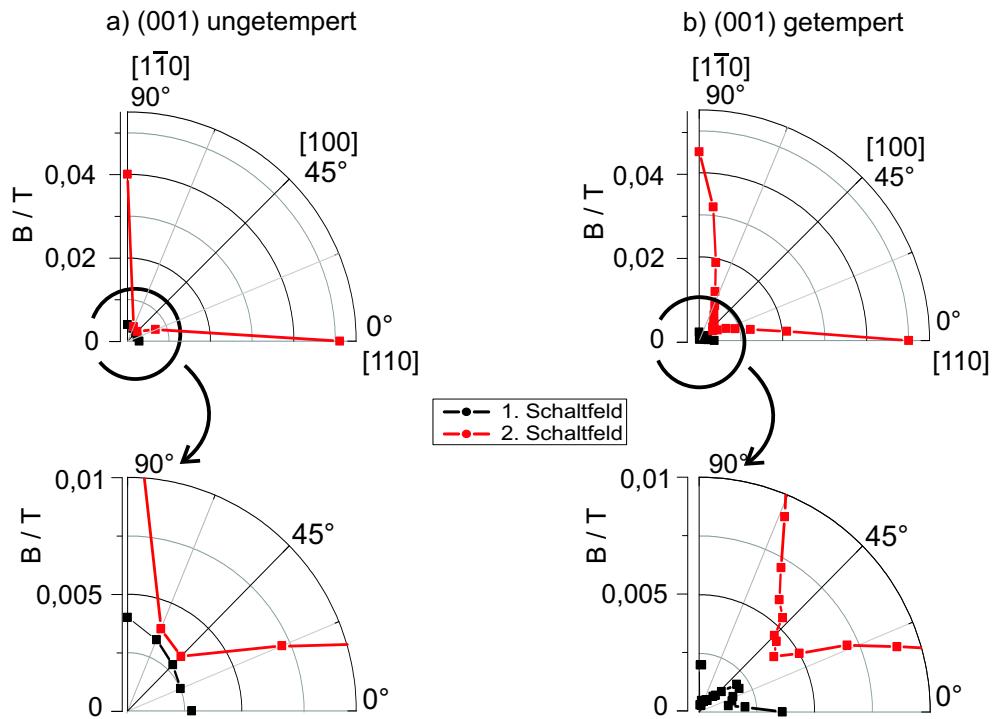


Abbildung 7.5: Darstellung der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von ungetemperten (a) und getemperten (b) (001)-GaMnAs als Polarplot. In dieser Auftragung ist die kubische Anisotropie des Materials innerhalb der (001)-Ebene erkennbar. Die magnetisch leichte Achse ist die Richtung, in der erstes und zweites Schaltfeld den geringsten Abstand haben. Bei der getemperten Probe ist deutlich erkennbar, dass die leichte Richtung einige Grad neben der $[100]$ -Richtung verläuft.

7.3.2 Die Anisotropie von (311)-GaMnAs innerhalb der Probenebene

Zur Bestimmung der Anisotropie innerhalb der Probenebene von GaMnAs auf (311)A-Substrat wurden Messreihen des planaren Halleffektes an getemperten und ungetemperten Proben in (311)-Orientierung durchgeführt. In Abbildung 7.6 sind die Ergebnisse einer solchen Messreihe am Beispiel einer getemperten GaMnAs-Probe der Dicke 20 nm und einem nominellen Mangangehalt von 2,4 % dargestellt. Ebenso wie in (001)-Orientierung zeigen sich meist zwei sprunghafte Änderungen des transversalen Widerstandes, die je nach Richtung des Magnetfeldes bei unterschiedlichen Feldstärken auftreten. Diese Änderun-

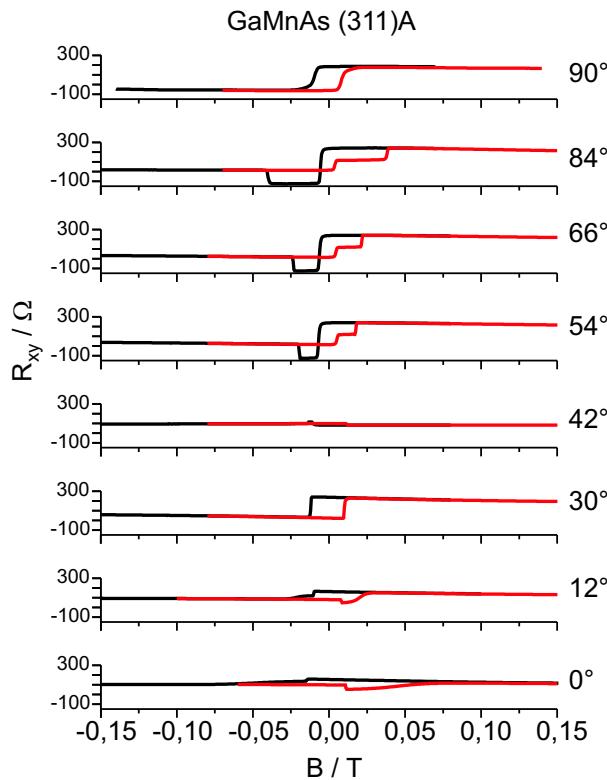


Abbildung 7.6: Transversaler Widerstand von getemperten (311)-GaMnAs gemessen in planarer Hallgeometrie bei variabler Richtung des Magnetfeldes. (Dicke der GaMnAs-Schicht: 20 nm, Mangangehalt: 2,4%) Die Winkel sind bezüglich der [011]-Probenkante angegeben. Auch hier sind meist zwei sprunghafte Widerstandsänderungen erkennbar, die auf Drehungen der Magnetisierung schließen lassen. Diese sind sogar noch stärker als bei (001)-GaMnAs. Die Form der Kurven unterscheidet sich jedoch von der von (001)-GaMnAs. So sind die Widerstandswerte bei positiven und negativen Feldern nicht identisch, es treten auch andere Änderungen als Vorzeichenwechsel auf, und die Sprünge sind meist weniger abrupt.

gen betragen bis zu einigen hundert Ω , sie sind also etwa zehn mal stärker als bei (001)-GaMnAs. Allerdings ist in diesem Fall der Verlauf der Kurven komplizierter. Die Unterschiede in der Form der Kurven sollen jedoch erst später behandelt werden, zunächst werden hier nur die Schaltfelder B_1 und B_2 betrachtet.

In (311)-GaMnAs lassen sich ebenfalls Richtungen erkennen, bei denen nur eine Drehung des Magnetfeldes stattfindet (0° und 90°) und solche mit zwei un-

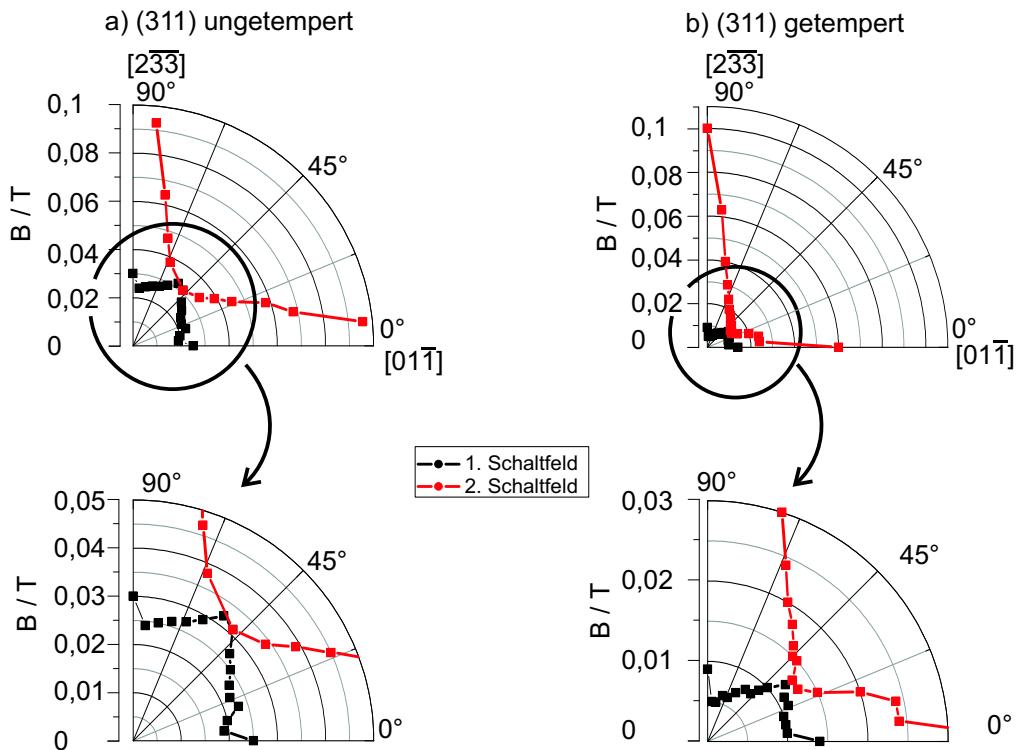


Abbildung 7.7: Darstellung der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von ungetemperten (a) und getemperten (b) (311)-GaMnAs als Polarplot. Auch in dieser Wachstumsrichtung zeigt GaMnAs innerhalb der Probenebene eine annähernd vierzählige Anisotropie. Die leichten Achsen, also die Richtungen, bei denen die beiden Schaltfelder zusammenfallen, liegen bei der ungetemperten Probe in der Probendiagonale, bei der getemperten Probe einige Grad daneben. Offenbar bewirkt die Änderung der Ladungsträgerdichte durch den Tempervorgang eine Veränderung der Anisotropie.

mittelbar aufeinanderfolgenden Drehungen (42°). Diese Richtungen lassen sich den schweren und leichten Achsen innerhalb der Probenebene zuordnen. Trägt man diese Schaltfelder analog zu denen der (001)-Proben als Polarplot gegen den Winkel des Magnetfeldes auf, so ergibt sich die in Abbildung 7.7 gezeigte Darstellung. Auch bei Proben in (311)-Orientierung erkennt man zunächst eine annähernd vierzählige Anisotropie, die schweren Richtungen liegen wieder entlang der Probenkanten, die im Falle von (311)-Proben parallel zur $[01\bar{1}]$ - und der $[\bar{2}33]$ -Richtung verlaufen. Die leichten Achsen verlaufen ungefähr 45° zwischen diesen beiden schweren Richtungen. Auffallend ist hier, dass die leichte Richtung der ungetemperten Probe sehr nahe an der 45° -Richtung verläuft,

die der getemperten einige Grad daneben. Offenbar bewirkt die Steigerung der Ladungsträgerdichte durch den Tempervorgang eine geringe Veränderung der Anisotropie. Ob diese Verschiebung der leichten Richtung in jedem Fall stattfindet, ist aus den vorliegenden Messreihen leider nicht erkennbar.

Die Betrachtung der Schaltfelder des planaren Halleffektes lässt also zunächst auf eine annähernd vierzählige Anisotropie von (311)-GaMnAs innerhalb der Probenebene schließen, ähnlich wie bei (001)-GaMnAs. Die Magnetotransportmessungen geben jedoch auch Hinweise, dass die leichte Richtung von (311)-GaMnAs nicht innerhalb der Probenebene verläuft, wie im folgenden Abschnitt dargelegt wird.

7.3.3 Die Anisotropie von (311)-GaMnAs außerhalb der Probenebene

Betrachtet man eine Messung des planaren Halleffektes in (311)-GaMnAs genauer, so fallen einige Unterschiede zum gleichen Effekt in (001)-GaMnAs auf. Ein Beispiel dafür ist in Abbildung 7.8 dargestellt. Im Vergleich zu den an (001)-GaMnAs gemessenen Kurven, ist der transversale Widerstand für positive und negative Felder nicht identisch, und eine der beiden Widerstandsänderungen fällt weniger abrupt aus. Gerade der unterschiedliche Widerstand bei positivem und negativem Feld ist auffällig, da die Magnetisierung nach zwei 90°-Drehungen gerade umgekehrt ist, also gemäß Gleichung 5.13 der Widerstand identisch sein sollte.

Diese unterschiedlichen Widerstände lassen sich jedoch leicht erklären, wenn man annimmt, dass die magnetisch leichte Richtung von (311)-GaMnAs nicht innerhalb der Probenebene liegt, sondern etwas daneben. In diesem Fall gibt es, solange die Magnetisierung in einer leichten Richtung verläuft, einen Magnetisierungsanteil senkrecht zur Probenoberfläche und damit zum Strompfad. Der Beitrag $(\vec{n} \times \vec{j})$ aus Gleichung 5.3 kann deswegen nicht mehr vernachlässigt werden. Somit gibt es einen Beitrag des anomalen Halleffektes zum transversalen Widerstand, der im Gegensatz zum planaren Halleffekt punktsymmetrisch bezüglich $B = 0$ ist. Die Überlagerung beider Effekte verursacht die Form der Kurve aus Abbildung 7.8. Dies erklärt auch, weshalb die Widerstandsänderungen um so viel größer sind als bei (001)-GaMnAs. Zusätzlich zum transversalen Widerstand, der vom AMR verursacht wird, entsteht ein Beitrag des anomalen Halleffekts, der wesentlich stärker ist als der AMR.

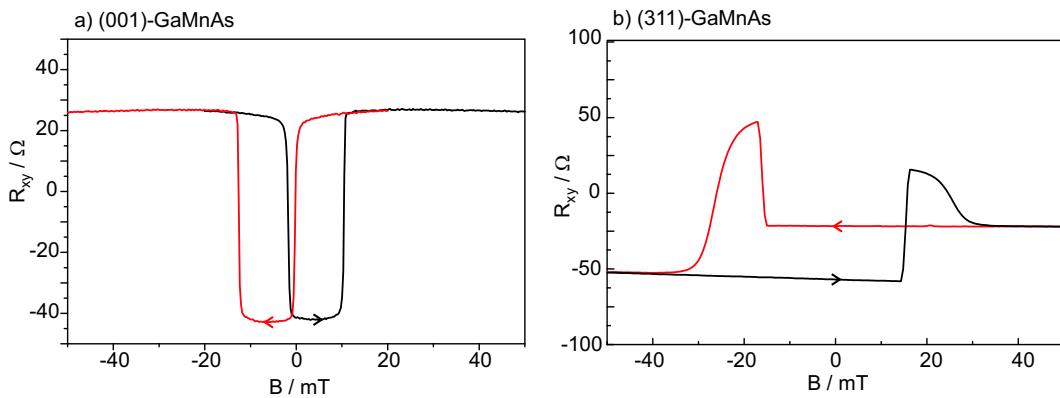


Abbildung 7.8: Vergleich des planaren Halleffektes von (001)- (a) und (311)-GaMnAs (b). Im Falle von (311)-GaMnAs ist der transversale Widerstand für positive und negative Felder nicht identisch, und die Widerstandsänderungen sind weniger abrupt. Beides gibt Hinweise darauf, dass die leichten Richtungen von (311)-GaMnAs nicht innerhalb der Probenebene liegen.

Einen weiteren Hinweis darauf, dass leichte Richtungen von (311)-GaMnAs außerhalb der Probenebene verlaufen, geben Magnetotransportmessungen mit einem Magnetfeld senkrecht zur Probenebene. In Abbildung 7.9 sind longitudinaler und transversaler Widerstand von (001)- und (311)-GaMnAs bei einer Temperatur von 4,2 K dargestellt. In den Messdaten der (001)-Probe ist negativer und anisotroper Magnetowiderstand im longitudinalen Widerstand erkennbar (Teilbild a) und der anomale Halleffekt im transversalen Widerstand (Teilbild b), wie in Abschnitt 5.2 dargelegt. Die Messdaten der (311)-Probe zeigen dagegen zusätzliche Strukturen im Bereich kleiner Magnetfelder.

Auch hier lassen sich die zusätzlichen Widerstandsänderungen erklären, wenn man leichte Richtungen außerhalb der Probenebene in Betracht zieht. Die Magnetisierung dreht sich bei sinkendem Betrag des Magnetfelds in die leichten Richtungen hinein und bei steigendem Feld wieder heraus. Die Richtung der Magnetisierung kann sich so auf eine kompliziertere Weise verändern als dies bei leichten Richtungen innerhalb der Probenebene der Fall ist. Die Veränderungen der Magnetfeldrichtungen verursachen über den anisotropen Magnetowiderstand Veränderungen sowohl im longitudinalen als auch im transversalen Widerstand, was sich in Form dieser zusätzlichen Strukturen bemerkbar macht. Magnetotransportmessungen mit senkrechttem Magnetfeld stützen also ebenfalls die Vermutung, dass die leichten Richtungen von (311)-GaMnAs nicht

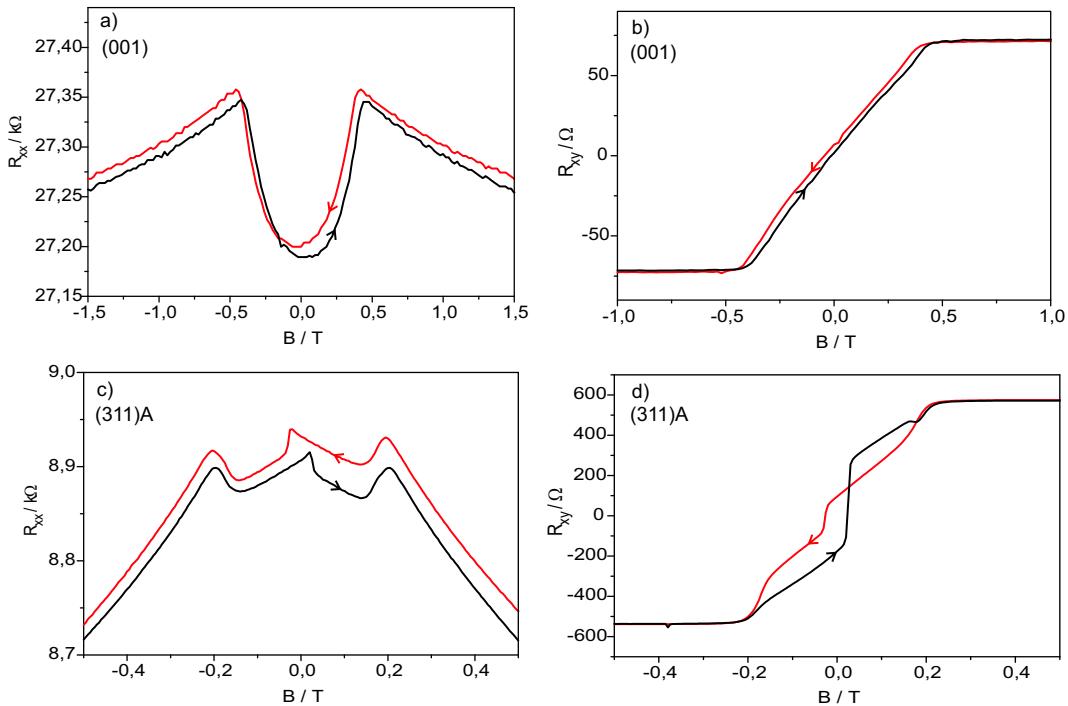


Abbildung 7.9: Magnetotransportmessungen mit Magnetfeld senkrecht zur Probenebene an (001)-GaMnAs (a,b) und (311)-GaMnAs (c,d). Bei GaMnAs auf (311)A-GaAs sind sowohl im longitudinalen (c) als auch im transversalen Widerstand (d) Strukturen in der Nähe von $B = 0$ erkennbar, die bei GaMnAs auf (001)-Substrat nicht auftreten. Diese Strukturen deuten auf leichte Achsen hin, die nicht innerhalb der Probenebene liegen. Diese bewirken zusätzliche Drehungen der Magnetisierung, die aufgrund des AMR solche Änderungen im Widerstand erzeugen.

innerhalb der Probenebene verlaufen.

Wo könnten nun die magnetisch leichten Achsen von (311)-GaMnAs liegen? In Abschnitt 3.4.2 wurde gezeigt, dass GaMnAs üblicherweise eine kubische Anisotropie mit leichten Achsen entlang $\langle 100 \rangle$ zeigt. Durch die tetragonale Verzerrung beim Wachstum auf (001)-GaAs entsteht zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie, mit schwerer Achse in [001]-Richtung. Diese uniaxiale Anisotropie überwiegt, so dass die kubisch leichte Richtung [001] insgesamt zu einer schweren Richtung wird, leichte Richtungen existieren nur innerhalb der (001)-Ebene. Bei (311)-GaMnAs scheint diese uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Probenebene weniger stark ausgeprägt zu sein, leichte Richtungen können auch

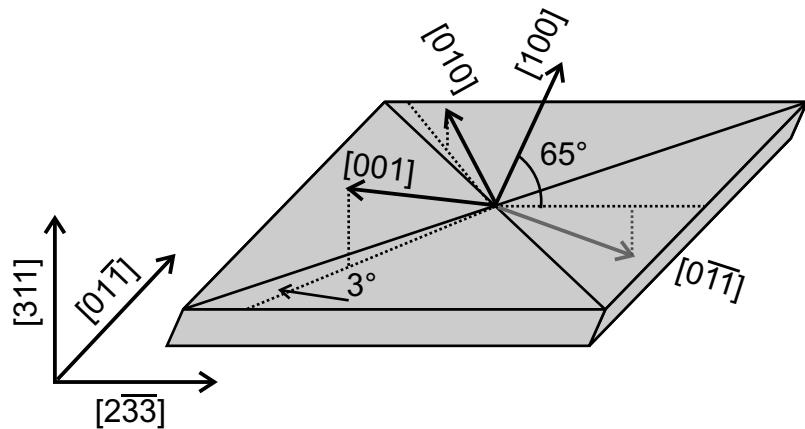


Abbildung 7.10: Lage der kubischen Hauptrichtungen innerhalb einer (311)-Probe. Die Projektionen der [010]- und der [001]-Richtung erscheinen dabei nur 3° neben der Probendiagonalen, die der [110]-Richtung entlang der $\bar{[2}33]$ -Richtung.

außerhalb der (311)-Ebene existieren. Dafür kommen die kubischen Hauptrichtungen $\langle 100 \rangle$ in Frage, deren Lage bezüglich der (311)-Fläche in Abbildung 7.10 dargestellt ist. Betrachtet man die Projektion der [010]- und der [001]-Richtung in die (311)-Ebene und vergleicht sie mit der Richtung 45° zu den Spaltkanten, erkennt man, dass sich diese nur drei Grad voneinander unterscheiden. Die Projektion der [011]-Richtung verläuft in $\bar{[2}33]$ -Richtung parallel einer Spaltkante, die $[01\bar{1}]$ -Richtung liegt selbst innerhalb der (311)-Ebene parallel zur anderen Kante. Wenn man nun eine rein kubische Anisotropie annimmt – also leichten Achsen entlang $\langle 100 \rangle$, schwere entlang $\langle 011 \rangle$ – so sollte die Projektion der leichten Achsen in die Probenebene ungefähr 45° zu den Spaltkanten verlaufen, die der schweren Achsen parallel zu den Kanten. Die Abweichung von 3° ist mit den verwendeten Methoden nicht auflösbar. Diese Vermutung zur Lage der leichten Richtungen ist also mit den Ergebnissen aus den Messungen des planaren Halleffekts vollständig vereinbar.

Die Untersuchungen der Anisotropie von GaMnAs auf (311)A-Substrat deuten demnach darauf hin, dass GaMnAs auch in dieser Wachstumsrichtung eine kubische Anisotropie aufweist. Ob eine Überlagerung mit einer uniaxialen Anisotropie aufgrund tetragonaler Verzerrung existiert lässt sich aus den Magnetotransportmessungen jedoch nicht beantworten. Zumaldest ist dieser uniaxiale Anteil nicht ausgeprägt genug, um die leichten Richtungen in die

Probenebene zu zwingen.

7.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse der Charakterisierung von GaMnAs-Proben in (001)- und (311)A-Orientierung mittels SQUID-Magnetometer und Magnetotransport vorgestellt. Ein besonderes Interesse galt dabei den Unterschieden der beiden Orientierungen in Curietemperatur und Anisotropie. Es zeigte sich, dass die Curietemperatur von (311)-GaMnAs geringer ist als die von (001)-GaMnAs, mittels Temfern kann sie in beiden Wachstumsrichtungen um ungefähr den Faktor 1,5 erhöht werden. Die bekannte Anisotropie von (001)-GaMnAs lies sich mittels Messungen in planarer Hallgeometrie bestätigen. Die Anisotropie von (311)-GaMnAs erscheint ebenfalls annähernd kubisch, die leichten Richtungen scheinen jedoch nicht innerhalb der Probenebene zu liegen.

Die Untersuchung der Anisotropie von (311)-GaMnAs mittels Magnetotransport lässt keine Schlüsse hinsichtlich einer uniaxialen Komponente zu. Auch die Lage der leichten Achsen lässt sich daraus nur vermuten. Für eine genauere Charakterisierung der Anisotropie wurden daher Messungen der ferromagnetischen Resonanz durchgeführt, deren Ergebnisse im folgenden Kapitel dargelegt sind.

Kapitel 8

Bestimmung der Anisotropie mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz

Die Untersuchungen der Anisotropie von (311)-GaMnAs mittels Magnetransport geben bereits Hinweise, dass diese signifikante Unterschiede zu der von (001)-GaMnAs aufweist. Eine genauere Untersuchung der Anisotropie gelang schließlich mit Hilfe von Messungen der ferromagnetischen Resonanzspektroskopie (FMR) an (311)-GaMnAs. Die Messreihen wurden am Walter Schottky Institut der TU München, in der Arbeitsgruppe von Martin Brandt durchgeführt.

8.1 FMR-Messungen von GaMnAs auf (311)A-Substrat

Zur Bestimmung der Anisotropie wurden an 50 nm dicken ungetemperten (311)-GaMnAs-Schichten winkelabhängige FMR-Messungen durchgeführt. Dabei wurde die Probe sowohl um die [311]-, als auch um die [01 $\bar{1}$]-Achse gedreht, um die Anisotropie innerhalb und außerhalb der Probenebene zu ermitteln. Die [01 $\bar{1}$]-Achse wurde als Drehachse gewählt, da in dieser Drehrichtung in einem Winkel von 25,2° zu [311] die [100]-Richtung verläuft (siehe Abbildung 8.3 b). Die Ergebnisse beider Messreihen sind in Abbildungen 8.1 und 8.3 dargestellt.

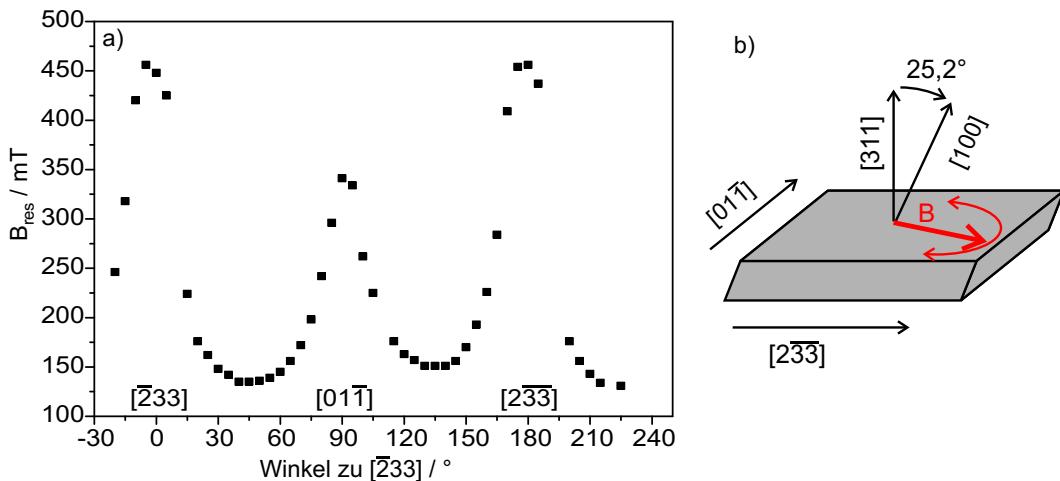


Abbildung 8.1: a) Winkelabhängige Resonanzfelder von GaMnAs auf (311)A-Substrat bei Rotation um [311]. Teilbild b) zeigt die so entstehende Drehrichtung des Magnetfeldes innerhalb der Probenebene. Die Ergebnisse dieser Messreihe zeigen, dass sich leichte und schwere Richtungen alle 90° wiederholen. Es existiert also eine annähernd kubische Anisotropie. Die Maxima in verschiedene Richtungen sind jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt, was zum einen durch die Symmetrie der (311)-Ebene (Abbildung 8.2), zum anderen durch eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie entstehen kann.

Betrachtet man zunächst die Ergebnisse der Messung mit Magnetfeld in Schichtebene, also die Rotation um [311] (Abbildung 8.1), so zeigt sich zunächst eine annähernd kubische Symmetrie, wie sie auch in Magnetotransport-Experimenten festgestellt wurde. Die schweren Richtungen verlaufen entlang der Spaltkanten, also entlang der $[01\bar{1}]$ - und $[2\bar{3}\bar{3}]$ -äquivalenten Richtungen. Die leichten Achsen sind 45° dazwischen orientiert.

Auffällig ist, dass sich zwar leichte und schwere Richtungen alle 90° wiederholen, die Maxima des Resonanzfeldes in verschiedene Richtungen jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt sind. Offenbar sind die schweren Richtungen entlang $[01\bar{1}]$ und $[2\bar{3}\bar{3}]$ nicht „gleich schwer“. Diese Unsymmetrie kann zwar auf eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie innerhalb der Probenebene hindeuten, wird jedoch auch von der schiefen Lage der (311)-Ebene bezüglich der kubischen Achsen verursacht. Zur Verdeutlichung dieser Asymmetrie ist in Abbildung 8.2 die Lage der (311)-Ebene im Vergleich zur (100)-Ebene und zur freien Energie bei rein kubischer Anisotropie dargestellt.

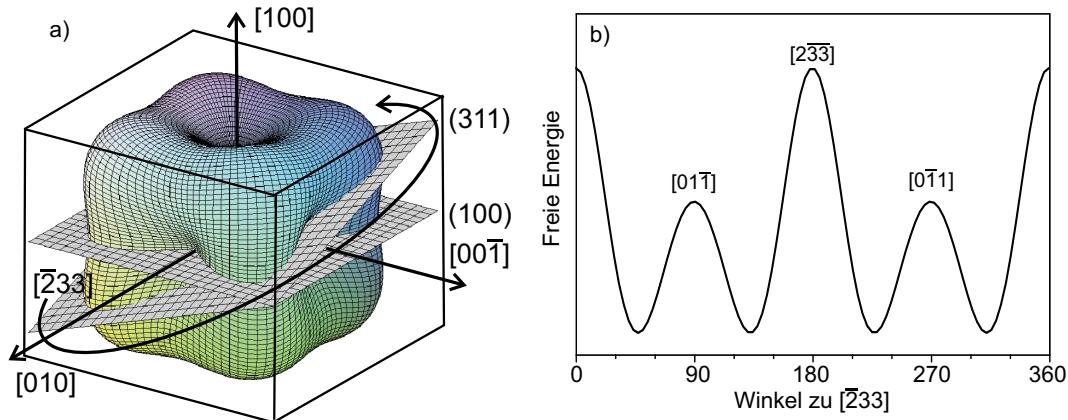


Abbildung 8.2: a) Polarplot der freien Energie mit kubischer Anisotropie. Zusätzlich ist die Lage der (311)- und die der (100)-Ebene dargestellt. b) Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes bei Drehung um [311]. Die schiefe Lage der (311)-Ebene reduziert die Symmetrie, so dass nur eine 180°-Periodizität entsteht.

Wenn die Richtung des Magnetfeldes innerhalb der (100)-Ebene gedreht wird, ergibt sich ein 90°-periodischer Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes. Innerhalb der (311)-Ebene wiederholen sich zwar Maxima und Minima alle 90°, die Minima sind jedoch unterschiedlich stark ausgeprägt, es entsteht nur eine 180°-Periodizität (Abbildung 8.2 b)). Bereits aus dieser Betrachtung ist daher zu erwarten, dass die Rotation um [311] keine vierzählige Symmetrie in der ferromagnetischen Resonanz erzeugt. In Abschnitt 8.2 wird diese Asymmetrie, die hier nur qualitativ betrachtet werden kann im Rahmen von Simulationen quantitativ behandelt.

In Abbildung 8.3 sind die Ergebnisse der zweiten Messreihe dargestellt, bei der die Probe um die [011]-Achse gedreht wurde. Bei dieser Drehung wird das Magnetfeld aus der [311]-Richtung in die Probenebene hinein gedreht und weiter bis in die [311]-Richtung, wie in Abbildung 8.3 b) gezeigt ist. Diese Messung bestätigt die Vermutung aus den Magnetotransport-Untersuchungen, dass die leichten Richtungen von (311)-GaMnAs nicht innerhalb der Probenebene verlaufen. Eine leichte Richtung scheint dagegen nahe der [100]-Richtung zu liegen. Die [233]-Richtung innerhalb der Schichtebene und die [311]-Richtung sind weder leichte noch schwere Richtungen.

Eine qualitative Betrachtung des Verlaufes der Resonanzfelder erweckt den Eindruck, dass es sich hier um eine Überlagerung zweier uniaxialer Anisotropie-

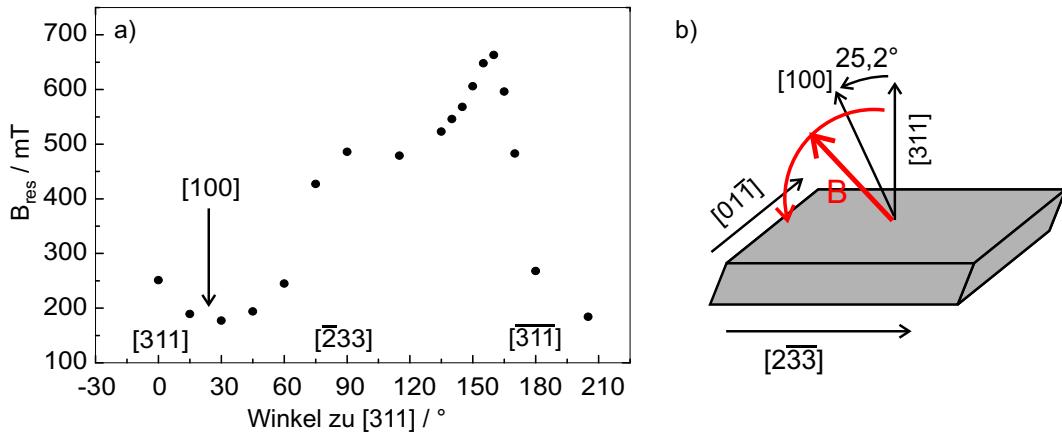


Abbildung 8.3: a) Winkelabhängige Resonanzfelder von (311)-GaMnAs bei Drehung um $[01\bar{1}]$. Die Richtung des Magnetfeldes bei dieser Rotation ist in Teilbild b) dargestellt. Die Messreihe zeigt, dass die $[\bar{2}33]$ -Richtung innerhalb der Probenebene und die $[311]$ -Richtung weder leichte noch schwere Richtungen darstellen. Stattdessen ist nahe der $[100]$ -Richtung eine leichte Achse erkennbar.

Komponenten handelt. Auch in diesem Fall darf man sich jedoch nicht von der ungewohnten Lage der $(01\bar{1})$ -Ebene täuschen lassen, innerhalb der das Magnetfeld gedreht wird. Die Betrachtung der freien Energie (Abbildung 8.4) zeigt wieder, dass schon bei rein kubischer Anisotropie in dieser Drehrichtung ein 180° -periodischer Verlauf der freien Energie entsteht, also eine 180° -Periodizität der Resonanzfelder zu erwarten ist. Mit Hilfe der FMR-Simulationen, die in Abschnitt 8.2 beschrieben sind, konnte schließlich gezeigt werden, dass der Verlauf der Resonanzfelder in Abbildung 8.3 aus einer Überlagerung von kubischer und uniaxialer Anisotropie entsteht.

Bereits diese anschauliche Interpretation der Ergebnisse der FMR-Messungen kann einige der Vermutungen aus den Magnetotransport-Untersuchungen bestätigen. So besteht innerhalb der Probenebene tatsächlich eine annähernd vierzählige Anisotropie. Ebenfalls konnte gezeigt werden, dass leichte Richtungen außerhalb der Schichtebene existieren. Ob nun die vierzählige Anisotropie innerhalb der Probenebene aus der Projektion von leichten Achsen in $[010]$ - und $[001]$ -Richtung stammt, wie am Ende von Abschnitt 7.3 spekuliert wurde, lässt sich nur aus einer quantitativen Analyse bestimmen.

Für eine quantitative Beschreibung der Anisotropie von (311)-GaMnAs ist es

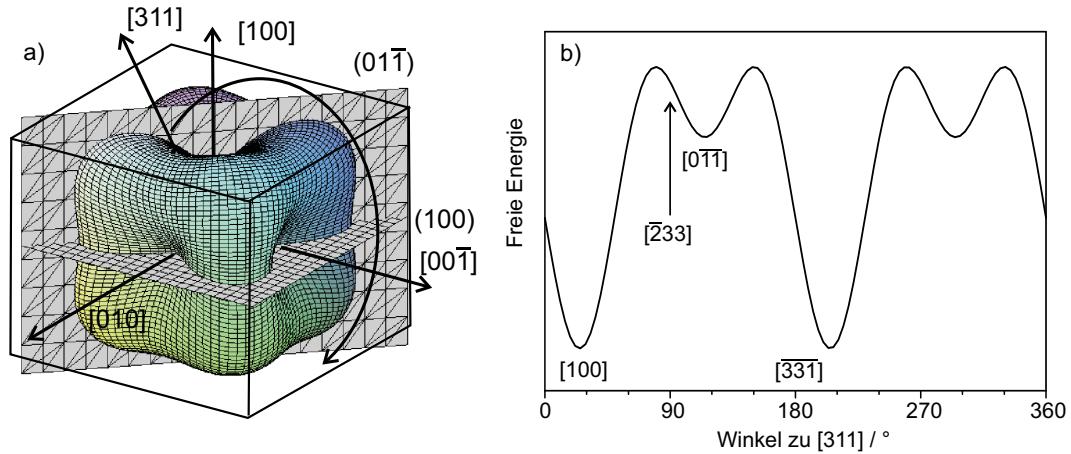


Abbildung 8.4: a) Polarplot der freien Energie bei kubischer Anisotropie. Zusätzlich ist die Lage der (100)- und der (01\bar{1})-Ebene dargestellt. Innerhalb letzterer verläuft das Magnetfeld bei Drehung um [01\bar{1}]. b) Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes bei Rotation um [01\bar{1}]. Aufgrund der Lage der (01\bar{1})-Ebene entsteht dabei ein 180°-periodischer Verlauf der freien Energie.

jedoch nicht möglich, kubische und uniaxiale Anisotropiekonstanten unmittelbar aus den Messergebnissen zu bestimmen. Hierfür ist es erforderlich, numerische Simulationen der ferromagnetischen Resonanz für einen vermuteten Satz von Anisotropiekonstanten durchzuführen, und diese mit den Messergebnissen zu vergleichen. Die Bestimmung der tatsächlichen Anisotropiekonstanten erfolgt dadurch, dass durch Variation der Konstanten in der Simulation versucht wird, die Messergebnisse möglichst gut zu reproduzieren. Dieses Verfahren und die Ergebnisse sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

8.2 FMR-Simulationen

Zur Simulation der ferromagnetischen Resonanz wird zunächst für einen gewählten Satz von Anisotropiekonstanten und eine vorgegebene Richtung des Magnetfeldes (θ, ϕ) die freie Energie gemäß Gleichung 5.32 berechnet. Der Ausdruck für F_{tot} enthält drei variable Größen, nämlich die Richtung der Magnetisierung – ausgedrückt durch die beiden Winkel Θ und Φ – und das Magnetfeld B . Die Resonanzbedingung wird von den Gleichungen 5.45 und 5.49 beschrie-

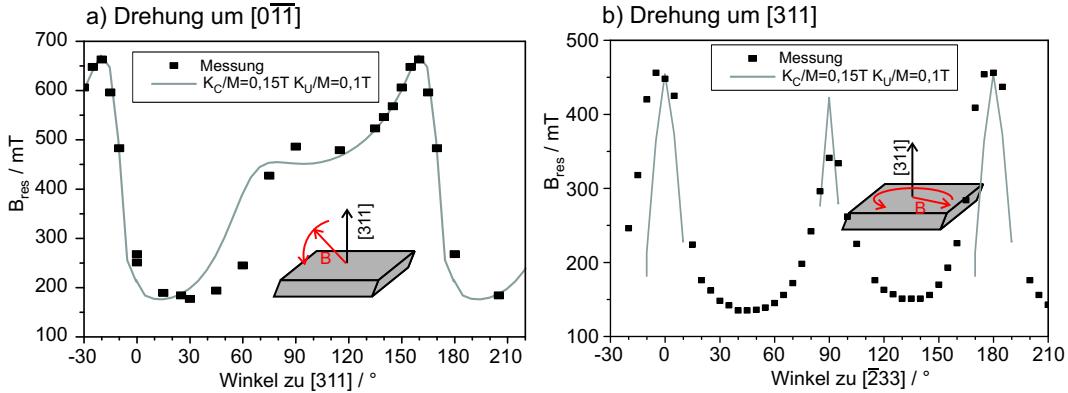


Abbildung 8.5: Simulation der FMR-Daten mit den besten Parametern für die Rotation um $[01\bar{1}]$: $K_{UA(311)}/M = 100 \text{ mT}$, $K_{C1}/M = 150 \text{ mT}$ a) Vergleich von Messung und Simulation der Rotation um $[01\bar{1}]$. b) Vergleich für die Rotation um $[311]$. Für Winkel an denen kein Ergebnis der Simulation dargestellt ist, konnte keine Lösung des Gleichungssystems gefunden werden.

ben. Dieses System aus drei Gleichungen mit drei unbekannten Variablen muss numerisch gelöst werden. Die Lösung dieses Gleichungssystems ergibt schließlich den Wert des Resonanzfeldes. Variiert man nun die Magnetfeldrichtung so, dass eine Drehung der Probe im Messaufbau nachvollzogen wird, können die Messergebnisse mit den Ergebnissen der Simulation verglichen werden. Durch Variation der Anisotropiekoeffizienten versucht man dabei, die Messergebnisse möglichst genau zu reproduzieren.

Es zeigte sich, dass die Messungen bei Drehung um die $[01\bar{1}]$ -Achse gut zu nähern sind, wenn man von einer Überlagerung der kubischen Anisotropie mit einer uniaxialen Anisotropie in $[311]$ -Richtung ausgeht. Dies wird über die beiden Parameter $K_{UA(311)}$ und K_{C1} beschrieben. Im Term der uniaxialen Anisotropie aus Gleichung 5.32 muss dabei der Winkel Θ durch den Winkel $\tilde{\Theta}$ zu $[311]$ ersetzt werden. Diese Koordinatentransformation lässt sich über zwei Drehungen beschreiben, und es gilt

$$\tilde{\Theta} = \arccos \left(\sin \Theta \cos(\Phi - \frac{\pi}{4}) \sin(25,2^\circ) + \cos \Theta \cos(25,2^\circ) \right) . \quad (8.1)$$

In Abbildung 8.5 sind die Simulationen für die Rotation um $[01\bar{1}]$ und $[311]$ im Vergleich mit den Messdaten dargestellt. Dabei wurden als Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}/M = 100 \text{ mT}$ und $K_{C1}/M = 150 \text{ mT}$ gewählt. Für diese Parameter ergibt sich die beste Übereinstimmung der Simulation mit der Mes-

sung, bei der die Probe um $[01\bar{1}]$ gedreht wird. Leider zeigt die Simulation für die Rotation um $[311]$ mit den selben Parametern nur eine qualitative Übereinstimmung mit den Messwerten. Lediglich die Lage der beiden Maxima stimmt überein, nicht jedoch deren Ausprägung. Um diese Abweichung besser zu verstehen, soll im Folgenden der Einfluss der Anisotropiekoeffizienten als Parameter einzeln analysiert werden. Hierzu wird jeweils eine der beiden Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}$ und K_{C1} auf Null gesetzt und die andere variiert. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 8.6 zusammengefasst.

Betrachtet man zunächst die Rotation um $[311]$ (Abbildung 8.6 Teilbilder a, b und c), so zeigt sich, dass $K_{UA(311)}$ keine Auswirkung auf die Form der simulierten Kurve hat, sondern nur einen konstanten Offset bewirkt (Abbildung 8.6 Teilbild b). Dies erklärt sich daraus, dass der Koeffizient $K_{UA(311)}$ eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Ebene beschreibt, in der das Magnetfeld bei dieser Drehung verläuft. Die Richtungen in denen die Messung erfolgt werden von dieser Komponente der Anisotropie nicht beeinflusst. In Teilbild e) von Abbildung 8.6 erkennt man dagegen, dass K_{C1} wesentlich mehr Einfluss auf den Verlauf der Kurve hat. Positive Werte für K_{C1} erzeugen an genau den Stellen Maxima, an denen diese auch in der Messung erscheinen. Je größer K_{C1} wird, desto schärfer fallen die Maxima aus. Die Position an der diese Maxima auftreten lässt sich durch K_{C1} nicht beeinflussen, sie ist alleine von der Geometrie der (311) -Ebene festgelegt. Negative Werte für K_{C1} vertauschen Maxima und Minima.

Der Einfluss des Koeffizienten $K_{UA(311)}$ fällt besonders bei der Simulation der Drehung um $[01\bar{1}]$ auf, da bei dieser Messreihe gerade die uniaxial ausgezeichnete Richtung betrachtet wird. Folglich zeigt die Simulation genau den Verlauf, der bei einer uniaxialen Anisotropie erwartet wird, das heißt schwere und leichte Richtungen wiederholen sich alle 180° . Positive Werte für $K_{UA(311)}$ erzeugen dabei ein Maximum, also eine schwere Achse in $[311]$ -Richtung, und eine leichte Achse innerhalb der Probenebene. Negative Werte für $K_{UA(311)}$ bewirken das Gegenteil (Abbildung 8.6 e). Betrachtet man den Einfluss einer rein kubischen Anisotropie (Abbildung 8.6 e), so bestätigen sich die Überlegungen aus Abschnitt 8.1 anhand Abbildung 8.4. Die „schiefe“ Lage der $[311]$ -Richtung innerhalb der kubischen Achsen bewirkt, dass der Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes bei Drehung um $[01\bar{1}]$ keine 90° -, sondern nur eine 180° -Symmetrie aufweist. Diese 180° -Symmetrie zeigt sich auch in der Simulation der Resonanzfelder. Für positives K_{C1} befinden sich die beiden Maxima in

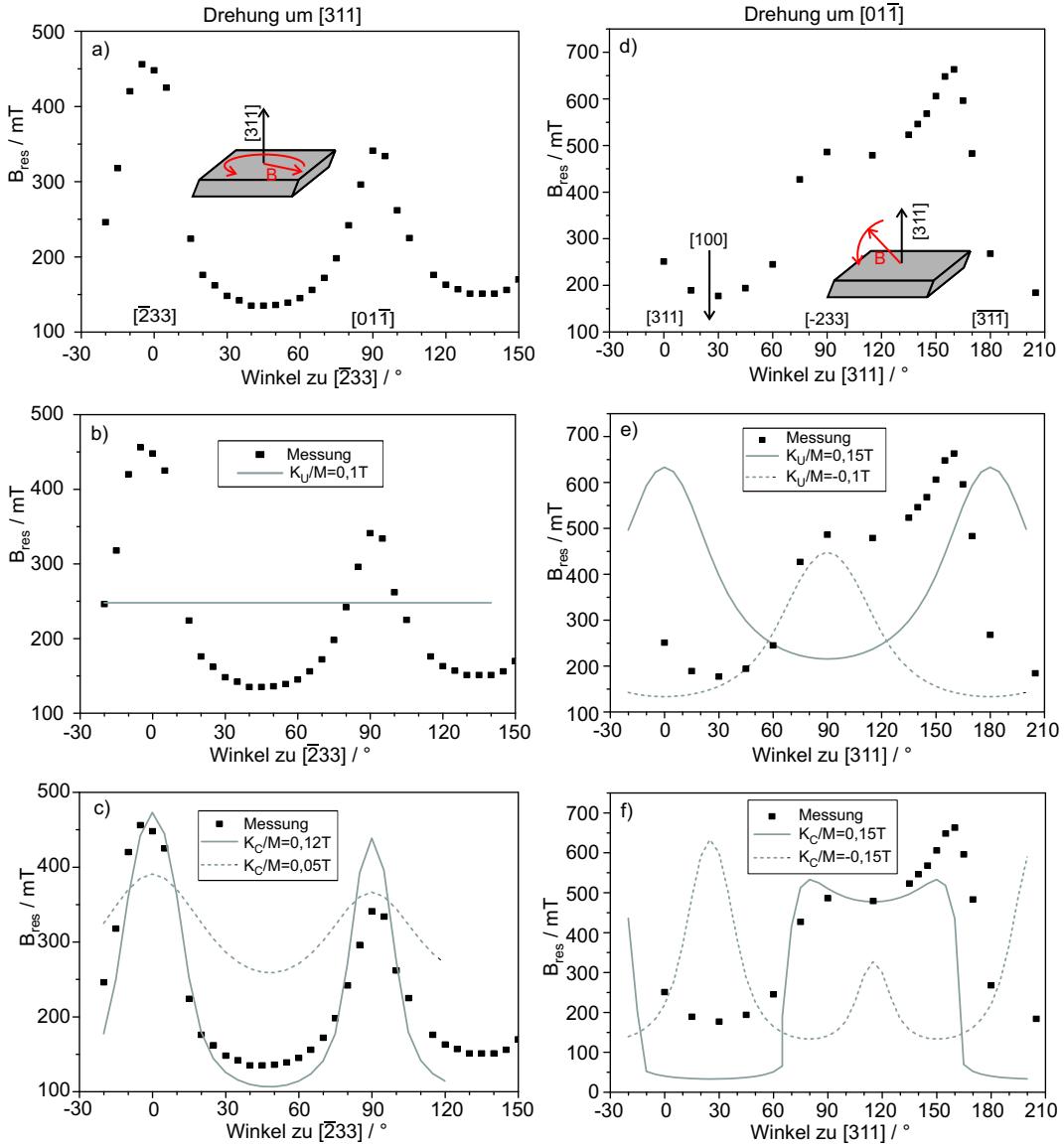


Abbildung 8.6: Auswirkungen der Parameter $K_{UA(311)}$ und K_{C1} auf die FMR-Simulationen. In a) und d) sind noch einmal die Messdaten für die Rotationen um [311] und [011] dargestellt. b) Einfluss von $K_{UA(311)}$ auf die Rotation um [311], e) Einfluss von $K_{UA(311)}$ auf die Rotation um [011]. c) f) Auswirkung von K_{C1} auf Rotation um [311] und [011]. Der jeweils andere Parameter ist für jede Simulation auf Null gesetzt. In jedem Teilbild sind zusätzlich die Messdaten in schwarz dargestellt.

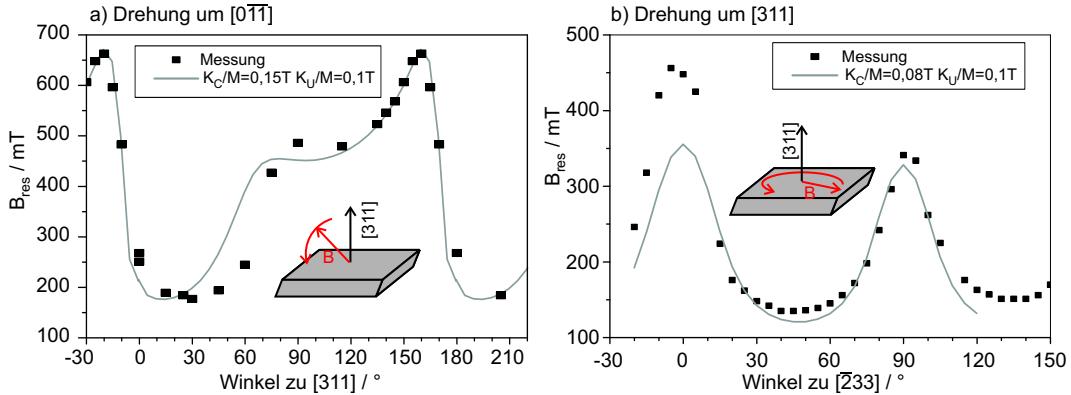


Abbildung 8.7: Simulation der FMR-Messungen mit Rotation um $[01\bar{1}]$ (a) und $[311]$ (b). Dabei wurden für jede Richtung getrennt der optimale Satz von Anisotropiekonstanten gewählt. In schwarz sind jeweils die Messdaten, in grau die Simulationsergebnisse dargestellt.

den Ergebnissen der Simulation bei 80° und 150° nahe der auffälligen Schulter (90°) und des Maximums (160°) der Messdaten.

Die Kombination des Einflusses von $K_{UA(311)}$ und K_{C1} erklärt nun den Verlauf der gemessenen und simulierten Daten bei der Drehung um $[01\bar{1}]$. Die uniaxiale Anisotropie erzeugt in $[311]$ -Richtung eine schwere Achse. Der Einfluss der kubischen Anisotropie dreht diese schwere Achse um einige Grad in die von $[100]$ abgewandte Richtung. Im Gegensatz zu (001)-GaMnAs verläuft die schwere Achse der uniaxialen Anisotropie nicht parallel zur kubisch leichten Achse $[100]$, so dass entlang $[100]$ eine magnetisch leichte Richtung existiert. Die Schulter in den simulierten und gemessenen Daten wird demnach von der kubischen Anisotropie erzeugt, die nahe $[\bar{2}33]$ eine schwere Richtung besitzt.

Die beiden Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}$ und K_{C1} lassen sich aus diesen Messungen und Simulationen nur ungefähr bestimmen. Berechnet man für jede Drehrichtung getrennt einen optimalen Satz der Koeffizienten, so zeigt sich, dass die Drehung um $[01\bar{1}]$ am besten mit $K_{UA(311)}/M = 100 \text{ mT}$ und $K_{C1}/M = 150 \text{ mT}$ beschrieben werden kann (Abbildung 8.7 a). Die Drehung um $[311]$ hingegen lässt sich am besten mit den Koeffizienten $K_{UA(311)}/M = 100 \text{ mT}$ und $K_{C1}/M = 80 \text{ mT}$ beschreiben (Abbildung 8.7 b).

Das Ergebnis des Versuchs, beide Drehrichtungen mit einem Parameter-

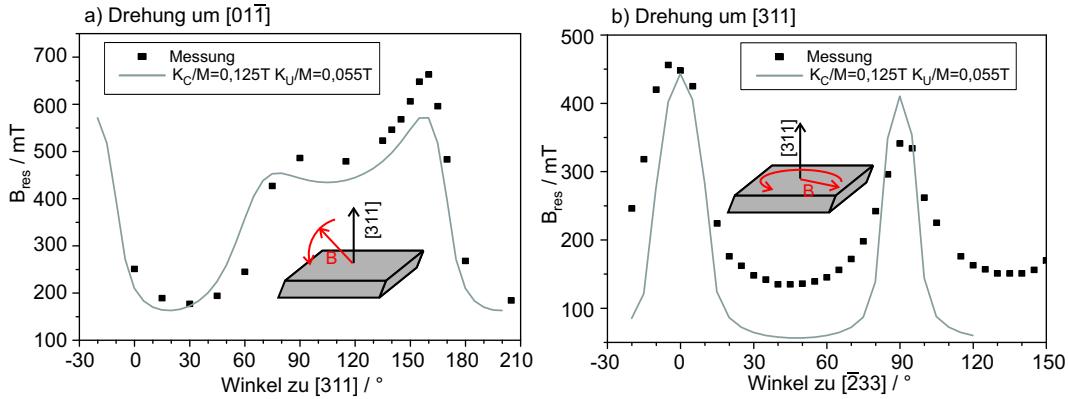


Abbildung 8.8: Simulation der FMR-Messungen mit Rotation um $[01\bar{1}]$ (a) und $[311]$ (b). Als Anisotropiekonstanten wurden für beide Serien $K_{UA(311)}/M = 55 \text{ mT}$ und $K_{C1} = 125 \text{ mT}$ gewählt. Mit diesen Parametern können beide Kurven zugleich am besten genähert werden.

satz anzunähern, ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Die Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}/M = 55 \text{ mT}$ und $K_{C1}/M = 125 \text{ mT}$ können beide Drehrichtungen gleichzeitig am besten beschreiben. Dieser Satz von Konstanten kann jedoch nur eine qualitative Übereinstimmung mit den Messergebnissen erreichen. Vor allem die Drehung um $[311]$ lässt sich mit diesen Parametern nur ungefähr reproduzieren. Die unterschiedliche Höhe der beiden Maxima in dieser Drehrichtung ist zwar in der Simulation erkennbar, in der Messung ist sie jedoch wesentlich stärker ausgeprägt. Offenbar genügen die beiden Anisotropieparameter nicht für eine vollständige Beschreibung der Anisotropie innerhalb der Probenebene.

Will man die Messergebnisse besser mit Hilfe von Simulationen reproduzieren, so bestehen dazu mehrere Möglichkeiten. Betrachtet man noch einmal den Ausdruck für die freie Energie (Gleichung 5.15), so wird die kubische Anisotropie nicht nur mittels des bisher verwendeten Terms

$$\frac{1}{4} K_{C1} (\sin^2(2\Theta) + \sin^4 \Theta \sin^2(2\Phi)) , \quad (8.2)$$

sondern zusätzlich mit dem Term

$$\frac{1}{16} K_{C2} \sin^2(2\Theta) \sin^2(2\Phi) \quad (8.3)$$

beschrieben. Diese zweite kubische Anisotropiekonstante K_{C2} bietet einen weiteren Freiheitsgrad zur Simulation der ferromagnetischen Resonanz. Von (001)-orientiertem GaMnAs ist bekannt, dass innerhalb der (001)-Ebene die kubische

Anisotropie von einer leichten uniaxialen Anisotropie überlagert wird, die vermutlich während des Wachstums aus Oberflächenrekonstruktionen des GaAs entsteht (siehe Abschnitt 3.4.2). Auch im Falle von (311)-GaMnAs könnte eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie innerhalb der (311)-Ebene die unterschiedliche Höhe der Maxima bei der Rotation um [311] erklären.

Zusätzliche Anisotropieterme würden jedoch nur kleine Korrekturen gegenüber der hier verwendeten Darstellung mit zwei Termen bewirken, mit der die Anisotropie von (311)-GaMnAs hinreichend gut beschrieben werden kann. Dabei scheint die Kombination von Anisotropiekonstanten am besten zu sein, mit der beide Drehrichtungen reproduziert werden können. Bestätigt wird dies durch eine weitere Messreihe, bei der die Probe um die $[2\bar{3}\bar{3}]$ -Achse gedreht wurde. Deren Daten konnten mit den Anisotropieparametern $K_{UA(311)}/M \approx 55 \text{ mT}$ und $K_{C1}/M \approx 125 \text{ mT}$ ebenfalls gut in Simulationen reproduziert werden [Bih05]. Über die Genauigkeit dieser Ergebnisse lässt sich bis auf weiteres jedoch keine Aussage treffen.

8.3 Die Anisotropie von (311)-GaMnAs

Die Messungen und Simulationen der ferromagnetischen Resonanz zeigen, dass die Anisotropie von (311)-GaMnAs im Wesentlichen eine Überlagerung aus kubischer und uniaxialer Anisotropie darstellt. Die kubische Anisotropie ist entlang der Kristallachsen ausgerichtet, die uniaxiale in Wachstumsrichtung. Letztere entsteht vermutlich analog zu (001)-GaMnAs aufgrund der tetragonalen Verzerrung der Epischicht. Im Gegensatz zu (001)-Proben scheint bei GaMnAs auf (311)A-Substraten die uniaxiale Anisotropiekonstante kleiner zu sein als die kubische. So wurde zum Beispiel in [Liu03] ein Verhältnis $K_{UA(001)}/K_{C1(001)} \approx 2$ gefunden, während die (311)-GaMnAs-Proben $K_{UA(311)}/K_{C1(311)} \approx \frac{1}{2}$ zeigen. In Abbildung 8.9 ist die Anisotropie von (311)- und (001)-GaMnAs vergleichend dargestellt, indem die freie Energie in jede Raumrichtung aufgetragen ist. In dieser Darstellung ist erkennbar, dass der geringere uniaxiale Anteil der Anisotropie von (311)-GaMnAs nur eine geringe Verzerrung der kubischen Anisotropie in der [311]-Richtung verursacht.

Die Analyse des Ausdrucks für die freie Energie mit den oben bestimmten Anisotropiekonstanten zeigt, dass die magnetisch leichten Achsen in Richtung von [010] und [001] verlaufen. Die Richtung [100] ist aufgrund der nahen uniaxial

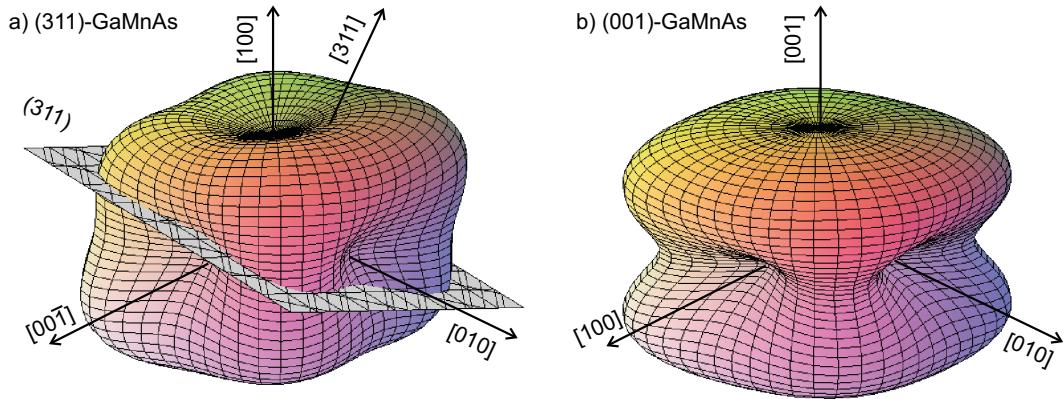


Abbildung 8.9: Die Anisotropie von (311)-GaMnAs (a) (aus den FMR-Messungen) im Vergleich zu (001)-GaMnAs (b) (Anisotropiekonstanten aus [Liu03]). Aufgetragen ist die freie Energie in jede Raumrichtung, wobei Magnetisierung und Magnetfeld als parallel angenommen werden. Für (311)-GaMnAs ist zusätzlich die Lage der (311)-Ebene eingezeichnet. Aufgrund des uniaxialen Anteils erscheint bei (311)-GaMnAs die kubische Anisotropie etwas in Richtung [311] verzerrt. Leichte Achsen sind [010] und [001], [100] ist eine „lokal leichte Achse“. Keine der leichten Achsen liegt innerhalb der Probenebene (311), im Gegensatz zu (001)-GaMnAs, bei dem alle leichten Achsen innerhalb der Probenebene verlaufen.

schweren Achse [311] nur noch eine „lokal leichte Richtung“. Keine leichte Achse verläuft innerhalb der Probenebene, im Gegensatz zu (001)-GaMnAs, bei dem alle leichten Achsen innerhalb der (001)-Ebene liegen (Abbildung 8.9 b). Die Richtungen [010] und [001] verlaufen jedoch nahe genug der (311)-Ebene, dass in FMR- oder Magnetotransportmessungen, bei denen das Magnetfeld innerhalb der Probenebene ausgerichtet ist, die Richtungen 45° zu den Spaltkanten als leichte Achsen erscheinen. In Abbildung 7.10 wurde bereits gezeigt, dass die Projektionen dieser Richtungen in die (311)-Ebene nahe dieser 45° -Richtungen verlaufen.

Mit Hilfe der Untersuchungen der ferromagnetischen Resonanz konnte also die aus den Magnetotransport-Experimenten gewonnene Vermutung bestätigt werden, dass die leichten Richtungen von (311)-GaMnAs außerhalb der Probenebene verlaufen. Darüber hinaus konnten die Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}$ und K_{C1} bestimmt werden, mit denen die Anisotropie von (311)-GaMnAs beschrieben werden kann.

Kapitel 9

Zusammenfassung

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Zwei-Kammer-Molekularstrahlepitaxieanlage ermöglicht es, sowohl GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen mit hohen Elektronenbeweglichkeiten als auch verdünnte magnetische Halbleiter herzustellen. Während für das Wachstum von ferromagnetischen Halbleitern keine besonderen Anforderungen an die Wachstumskammer gestellt werden, können bereits kleinste Kontaminationen mit Fremdatomen das erfolgreiche Wachstum von hochbeweglichen zweidimensionalen Elektronensystemen verhindern. So wurde beim Aufbau der Anlage besonders auf extreme Reinheit, höchste Pumpleistung und völlige Ölfreiheit des gesamten Systems geachtet. Die hohe Pumpleistung der Kryopumpen an den beiden Wachstumskammern ermöglicht es, ferromagnetische Proben aus GaMnAs und hochbewegliche Elektronenstrukturen (Beweglichkeit $\mu > 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei $T = 1,2 \text{ K}$, Elektronendichte $n \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$) in der selben Wachstumskammer herzustellen. Dies ermöglicht in Zukunft die Kombination von derartigen Heterostrukturen mit ferromagnetischen Schichten.

Ferromagnetisches GaMnAs mit einigen Prozent Mangan zeigt in der Regel metallisches Verhalten, wobei Löcher als Ladungsträger dienen. Insofern wäre es interessant, Versuche zur Spininjektion mit zweidimensionalen Lochgasen, statt mit Elektronengasen durchzuführen. Solche Lochgase können zum Beispiel auf der (311)A-GaAs-Oberfläche hergestellt werden, wobei Silizium als Akzeptor verwendet werden kann. Für derartige Spininjektionsexperimente muss zunächst geklärt werden, ob GaMnAs auf der (311)A-Oberfläche gewachsen werden kann, und welche Eigenschaften es besitzt. Deshalb wurde GaMnAs nicht nur auf (001)-, sondern auch auf (311)A-Substraten aufgewachsen und

hinsichtlich seiner ferromagnetischen Eigenschaften charakterisiert, wobei besonders die magnetische Anisotropie von Interesse war.

Mittels SQUID-Magnetometrie konnte gezeigt werden, dass die Curietemperatur von (311)-GaMnAs mit 50 K etwas niedriger als die von (001)-GaMnAs (75 K) ist, sie kann bei Proben in beiden Wachstumsrichtungen jedoch mittels Temfern auf das 1,5-fache gesteigert werden. Da das verwendete SQUID-Magnetometer die Rotation der Probe im Magnetfeld nicht ermöglicht, wurden Magnetotransportmessungen mit verschieden orientierten Magnetfeldern durchgeführt, um die Anisotropie von (311)-GaMnAs zu untersuchen. Ist das Magnetfeld dabei in der Probenebene orientiert, zeigt GaMnAs den so genannten planaren Halleffekt, der eigentlich ein Resultat des anisotropen Magnetowiderstandes ist. Bei Variation des Magnetfeldes treten sowohl im transversalen, als auch im longitudinalen Widerstand zwei sprunghafte Änderungen auf, die aus einer plötzlichen Drehung der Magnetisierung um 90° von einer leichten Richtung in eine andere entstehen. Die Werte des Magnetfeldes, bei denen diese Änderungen auftreten, sind abhängig von der Richtung des Magnetfeldes in der Probenebene. Verläuft diese gerade in einer leichten Richtung, so fallen beide Änderungen zusammen, je schwerer die Richtung ist, desto größer ist die Differenz beider Magnetfelder. Auf diese Weise ist eine qualitative Beschreibung der Anisotropie innerhalb der Probenebene möglich. Diese Magnetotransportuntersuchungen zeigen, dass (311)-GaMnAs ebenso wie (001)-GaMnAs eine annähernd vierzählige Anisotropie innerhalb der Probenebene aufweisen. Allerdings gibt es auch einige Hinweise darauf, dass die leichten Achsen von (311)-GaMnAs im Gegensatz zu (001)-GaMnAs nicht innerhalb der Probenebene verlaufen.

Weitere Untersuchungen der magnetischen Anisotropie von (311)-GaMnAs konnten mit Hilfe von Messungen der Ferromagnetische Resonanz am Walter Schottky Institut durchgeführt werden. Mittels dieser Messmethode lassen sich magnetisch schwere und leichte Richtungen anhand des Magnetfeldes identifizieren, bei dem die Probe mit eingestrahlten Mikrowellen Resonanz zeigt. Mit Hilfe von Simulationen der Resonanzbedingung sind aus diesen Messungen die Anisotropiekonstanten quantitativ bestimmbar. Diese Messungen bestätigen die Hinweise aus den Magnetotransportmessungen, dass die leichten Achsen außerhalb der Probenebene liegen. Die Richtungen parallel der Probenkanten ($[01\bar{1}]$ und $[2\bar{3}\bar{3}]$) und die [311]-Richtung stellen weder leichte noch schwere Richtungen dar. Die Messdaten können mit Simulationen repro-

duziert werden, wenn man von einer Überlagerung einer kubischen Anisotropie in Richtung der Hauptkristallachsen und einer uniaxialen Anisotropie in (311)-Richtung ausgeht. Am besten gelingt die Annäherung der Simulationsdaten an die Messdaten mit den Anisotropiekonstanten $K_{UA(311)}/M \approx 55$ mT und $K_{C1}/M \approx 125$ mT. Die uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Probenebene ist demnach geringer ausgeprägt als in (001)-GaMnAs, bei dem ein Verhältnis $K_{UA(001)}/K_{C1(001)} \approx 2$ typisch ist. Die Anisotropie von (311)-GaMnAs erscheint also als kubische Anisotropie, die in [311]-Richtung etwas verzerrt ist. Dies beeinflusst nicht die Lage der leichten Achsen, die in Richtung der Hauptkristallachsen verlaufen. Aufgrund der Lage der (311)-Ebene im kubischen Kristallgitter liegt keine dieser leichten Achsen innerhalb der Probenebene. Die annähernd vierzählige Anisotropie innerhalb der (311)-Ebene entsteht aus der Projektion der leichten Achsen [010] und [001] in diese Fläche.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte die Epitaxie von GaMnAs auf (001)- und (311)A-Substraten in dem neu aufgebauten MBE-System etabliert, und die magnetischen Eigenschaften der GaMnAs-Schichten in beiden Orientierungen charakterisiert werden. Damit wurde der Weg für weiterführende Experimente bereitet, die die Injektion von spinpolarisierten Ladungsträger in zweidimensionale Loch- und Elektronengase zum Ziel haben.

Abkürzungsverzeichnis

2DEG zweidimensionales Elektronengas

AMR Anisotroper Magnetowiderstand

As_{Ga} Arsen auf Galliumplätzen, engl.: arsen antisites

As_i Arsen auf Zwischengitterplätzen, engl.: arsen interstitials

BEP Verhältnis der Strahldrücke, engl: beam equivalent pressure

DMS verdünnter magnetischer Halbleiter, engl.: diluted magnetic semiconductor

DRAM dynamischer Speicher, engl: dynamic random access memory

DRS diffuse Reflexionsspektroskopie

FMR Ferromagnetische Resonanzspektroskopie

GMR Riesen Magnetowiderstand, engl.: giant magnetoresistance

LT- Tieftemperatur-, engl.: low temperature

MBE Molekularstrahlepitaxie, engl.: molecular beam epitaxy

Mn_{Ga} Mangan auf Galliumplätzen

Mn_i Mangan auf Zwischengitterplätzen, engl.: manganese interstitials

MRAM Magnetische Speicher, engl.: magnetic random access memory

NAND „nicht und“, Grundfunktion der Boolschen Logik

NOR „nicht oder“, Grundfunktion der Boolschen Logik

PID-Regler Proportional-Integral-Differential-Regler

RHEED Reflexionsbeugung hochenergetischer Elektronen, engl.: reflection high energy electron diffraction

SIMS Sekundärionen-Massenspektroskopie

SQUID Supraleitendes Quanten-Interferenz-Bauteil, engl. superconducting quantum interference device

TMR Tunnelmagnetowiderstand, engl.: tunneling magnetoresistance

UHV Ultrahochvakuum

V_{Ga} Gallium Fehlstellen, engl.: gallium voids

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Prinzip des GMR	8
2.2	Der Spintransistor	9
2.3	Direkte und indirekte Austauschwechselwirkung	13
2.4	Oszillation des Austauschintegrals der RKKY-Wechselwirkung .	14
2.5	Magnetische Anisotropie am Beispiel von Eisen	16
2.6	Berechnete Curietemperaturen verschiedener Mn dotierter Halbleiter	19
3.1	Röntgenbeugungsspektrum von LT-GaAs	23
3.2	Mögliche Positionen für Mangan in Zinkblendestruktur: substi- tuierend auf Ga-Platz, oder auf Zwischengitterplatz	25
3.3	Wachstumsregimes für GaMnAs	28
3.4	Berechnete Abhängigkeit der Curietemperatur von der La- dungsträgerdichte	32
3.5	Experimentell gefundene Abhängigkeit der Curietemperatur von Mangankonzentration und Ladungsträgerdichte	33
3.6	Temperaturabhängigkeit der Remanenzmagnetisierung von un- getemperten und getemperten GaMnAs Proben	35
3.7	Geometrie einer (311)-orientierten Probe	37
4.1	Skizze der MBE-Anlage	40
4.2	Gesamtansicht der MBE-Anlage	41
4.3	Die High-Mobility-Kammer der MBE-Anlage in Seitenansicht und Querschnitt	41
4.4	Aufbau einer typischen Effusionszelle	43
4.5	Aufbau der Valved-Cracker-Zelle für Arsen	43

4.6	Probenhalter aus Tantal	45
4.7	Der Transferwagen mit Probenhaltern	46
4.8	Position des Thermoelementes zur Messung der Substrattemperatur	49
4.9	Vergleich der Plankschen Strahlung im Messbereich der Pyrometer	50
4.10	Schematischer Aufbau zur Diffusen Reflexionsspektroskopie . .	52
4.11	Beispiel eines DRS Spektrums	53
4.12	Bestimmung der Kniewellenlänge aus dem normierten DRS Spektrum	54
4.13	Kalibrierungskurven zur Temperaturmemessung mittels DRS .	55
4.14	Absorptionskoeffizienten von n-dotiertem und undotiertem GaAs	57
4.15	Ewaldkonstruktion bei der Reflexionsbeugung von Elektronen .	59
4.16	Maßstäbliche Darstellung der Ewaldkugel von 15 keV-Elektronen und des reziproken Gitters von GaAs.	61
4.17	Beispiel eines RHEED-Bildes mit zwei Laue-Kreisen	61
5.1	Das Prinzip eines SQUID-Detektors	64
5.2	Aufbau eines SQUID-Magnetometers	65
5.3	Das Verfahren zur Trennung der Hysteresekurve vom diamagnetischen Signal des Substrates	66
5.4	Schematischer Verlauf von longitudinalem und transversalem Magnetowiderstand einer ferromagnetischen GaMnAs-Probe .	67
5.5	Schematische Darstellung des <i>skew scattering</i> und des <i>side jump</i>	68
5.6	Schematische Darstellung der Entstehung des negativen Magnetowiderstandes	70
5.7	Die Ursache des anisotropen Magnetowiderstandes	71
5.8	Ausrichtung einer Hallstruktur auf einer (001)-orientierten GaMnAs-Probe	72
5.9	Probengeometrie zur Messung des planaren Halleffekts	74
5.10	Transversaler und longitudinaler Widerstand beim planaren Halleffekt in GaMnAs	74
5.11	Die Entstehung des planaren Halleffektes aus zwei Ummagnetisierungsvorgängen	76

5.12 Planarer Halleffekt und Ummagnetisierungen bei verschiedenen Richtungen des Magnetfeldes	77
5.13 Zeemann-Aufspaltung der Elektronen-Energieniveaus in einem paramagnetischen Festkörper	79
5.14 Definition der kartesischen und polaren Koordinaten bezüglich der Geometrie von (001) orientierten Proben	81
5.15 Darstellung der freien Energie bei rein kubischer Anisotropie .	84
5.16 Aufbau des FMR-Messplatzes	87
5.17 FMR-Signal für variable Orientierung der Probe im Magnetfeld und winkelabhängige Darstellung der Resonanzfelder	88
6.1 Die Kristallstruktur von MnAs	92
6.2 RHEED-Beugungsbild von MnAs	94
6.3 RHEED-Oszillationen an MnAs	95
6.4 Die atomare Struktur der Oberfläche von MnAs und GaAs . .	96
6.5 RHEED-Beugungsbilder nach dem Wachstum von GaMnAs .	101
6.6 In Van der Pauw-Geometrie kontaktierte GaMnAs-Probe . .	102
6.7 Temperaturabhängiger Widerstand von GaMnAs gemessen beim Abkühlen der Probe	104
6.8 Magnetotransportmessung an GaMnAs gemessen im Kannen- messplatz	105
6.9 Aufbau einer typischen Heterostruktur für zweidimensionale Elek- tronengase	106
6.10 Zeitliche Entwicklung der Elektronenbeweglichkeit von 2DEGs, hergestellt in der Spintronik-Kammer	108
6.11 Photoluminsenzspektren zum Nachweis des Manganeinbaus in 2DEGs	109
7.1 Abschätzung der Ladungsträgerdichte aus dem anomalen Hall- effekt	114
7.2 Bestimmung der Curietemperatur aus Magnetotransportmes- sungen	116
7.3 Vergleich der Curietemperaturen von ungetemperten und ge- temperten Proben gemessen mit SQUID-Magnetometrie	117

7.4	Planarer Halleffekt von (001)-GaMnAs gemessen bei variabler Richtung des Magnetfeldes	119
7.5	Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von ungetemperten und getemperten (001)-GaMnAs	121
7.6	Planarer Halleffekt von getemperten (311)-GaMnAs, gemessen bei variabler Richtung des Magnetfeldes	122
7.7	Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von ungetemperten und getemperten (311)-GaMnAs	123
7.8	Vergleich des planaren Halleffektes von (001)- (a) und (311)-GaMnAs (b).	125
7.9	Vergleich von Magnetotransportmessungen mit senkrechttem Magnetfeld in (001)- und (311)-GaMnAs	126
7.10	Lage der kubischen Hauptrichtungen innerhalb einer (311)-Probe	127
8.1	Winkelabhängige Resonanzfelder von GaMnAs auf (311)A-Substrat bei Rotation um [311]	130
8.2	Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes bei Drehung um [311] bei rein kubischer Anisotropie	131
8.3	Winkelabhängige Resonanzfelder von (311)-GaMnAs bei Drehung um [01 $\bar{1}$]	132
8.4	Verlauf der freien Energie in Richtung des Magnetfeldes bei Drehung um [01 $\bar{1}$] bei rein kubischer Anisotropie	133
8.5	Simulation der FMR-Daten mit den besten Parametern für die Rotation um [01 $\bar{1}$]	134
8.6	Auswirkungen der einzelnen Parameter auf die FMR-Simulationen	136
8.7	Simulation der FMR-Messungen mit Rotation um [01 $\bar{1}$] und [311] mit jeweils einem optimalen Satz von Anisotropiekonstanten	137
8.8	Simulation der FMR-Messungen mit Rotation um [01 $\bar{1}$] und [311] mit einem gemeinsamen Satz von Anisotropiekonstanten .	138
8.9	Die Anisotropie von (311)-GaMnAs im Vergleich zu (001)-GaMnAs	140

Tabellenverzeichnis

3.1	Vergleich der Elektronenkonfiguration von Arsen, Gallium und Mangan	27
6.1	Wachstumsraten und Mangankonzentrationen bestimmt aus der RHEED-Eichung des Manganflusses	97
6.2	Vorgehen zur Herstellung einer GaMnAs-Probe mit LT-Puffer .	99
6.3	Vorgehen zur Herstellung einer GaMnAs-Probe ohne LT-Puffer .	100
6.4	Typische Parameter zum Wachstum von GaMnAs bei einem Mn-Gehalt von 2,4%	101

Literaturverzeichnis

- [And03] C. L. Andre, J. J. Boeckl, C. W. Leitz, M. T. Currie, T. A. Langdo, E. A. Fitzgerald, S. A. Ringel, *J. Appl. Phys.* **94** (2003) 4980
- [Ash98] G. S. Ash, *Cryogenic Pumps*, Helix Technology Division, (1998)
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen van Dau, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 2472
- [Ber70] L. Berger *Phys. Rev. B* **2** (1970) 4559
- [Bih05] C. Bihler, Walther-Schottky-Institut, TU-München, persönliche Mitteilung
- [Bin89] G. Binash, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Phys. Rev. B* **39** (1989) 4828
- [Bli03] J. Blinowski, P. Kacman, *Phys. Rev. B* **67** (2003) 121204
- [Bra99] W. Braun, *Applied RHEED*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (1999)
- [Bur54] E. Burstein, *Phys. Rev.* **93** (1954) 632
- [Cle99] W. Clemens, *GMR Sensoren in der industriellen Anwendung*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Daa90] G. H. O. Dallderop, P. J. Kelly, M. F. H. Schuurmans, *Phys. Rev. B* **41** (1990) 11919
- [Dat90] S. Datta, B. Das, *Appl. Phys. Lett.* **56** (1990) 665

- [Die97] T. Dietl, A. Haury, Y. Merle d'Aubigné, Phys. Rev. B **55** (1997) R3347
- [Die00] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, D. Ferrand, Science **287** (2000) 1019
- [Die01] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, Phys. Rev. B **63** (2001) 195205
- [Die02] T. Dietl, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 377
- [Din78] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. **33** (1978) 665
- [Edm02a] K. W. Edmonds, R. P. Campion, K.-Y. Wang, A. C. Neumann, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, P. C. Main, J. Appl. Phys. **93** (2002) 6787
- [Edm02b] K. W. Edmonds, K. Y. Wang, R. P. Campion, A. C. Neumann, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, Appl. Phys. Lett. **81** (2002) 4991
- [Edm04] K. W. Edmonds, P. Bogusławski, K. Y. Wang, R. P. Campion, S. N. Novikov, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, J. Bernholc, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 037201
- [Far95] R. F. C Farrow (Editor), *Molecular Beam Epitaxy: Applications to Key Materials*, Noyes Publications, Park Ridge - USA, (1995)
- [Fer99] A. Fert, C. Vouille, *Magnetoresistance overview: AMR, GMR, TMR, CMR*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Fre04] <http://www.freescale.com>
- [Gön03] S. Gönnenwein, *Two-Dimensional Electron Gases and Ferromagnetic Semiconductors: Materials for Spintronics*, Dissertation, Technische Universität München (2003)
- [Gra02] T. Graf, M. Gjukic, M. S. Brandt, M. Stutzmann, O. Ambacher, Appl. Phys. Lett. **81** (2002= 5159

- [Gra03] T. Graf, S. T. B. Gönnenwein, M. S. Brandt, phys. stat. sol. (b) **239** (2003) 277
- [Gro01] R. Gross, A. Marx, *Grundlagen der Magnetoelektronik*, Vorlesungsskript, Walther-Meissner-Institut Garching (2001)
- [Gub91] S. Gubta, M. T. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, A. R. Calawa, Appl. Phys. Lett. **59** (1991) 3276
- [Gün99] G. Güntherodt, U. Rüdiger, *Magnetische Festkörper: ein Überblick*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Hay98] T. Hayashi, M. Tanaka, K. Seto, T. Nishinaga, H. Shimada, K. Ando, J. Appl. Phys. **83** (1998) 6551
- [He95] M. Henini, P. J. Rodgers, P. A. Crump, B. L. Gallagher, G. Hill, J. Cryst. Growth **150** (1995) 451
- [Her96] M. A. Herman, H. Sittner, *Molecular Beam Epitaxy*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 2nd Edition (1996)
- [Her04] M. A. Herman, W. Richter, H. Sittner, *Epitaxy*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (2004)
- [Hon95] K. Hong, N. Giordano, Phys. Rev. B **51** (1995) 9855
- [Ile75] M. Illegems, R. Dingle, L. W. Rupp Jr., J. Appl. Phys., **46** (1975) 3059
- [Jan57] J. P. Jan *Galvanomagnetic and Thermomagnetic Effects in Metals in Solid State Physics*, herausg. F. Seitz, D. Turnbull, Academic, New York (1957)
- [Jan02] W. Jantsch, Z. Wilamowski, N. Sandersfeld, M. Muhlberger, F. Schaffler, PHYSICA E **13** (2002) 504
- [Joh93] S. R. Johnson, C. Lavoi, T. Dietje, J. A. Mackenzie, J. Vac. Sci. Technol B, **11(3)** (1993) 1007
- [Joh95] S. R. Johnson, T. Tiedje, J. Appl. Phys. **78** (1995) 5609

- [Joh02] E. Johnston-Halperin, D. Lofgreen, R.K. Kawakami, D.K. Young, L. Coldren, A.C. Gossard, D.D. Awschalom, Phys. Rev. B **65** (2002) 041306
- [Kel95] M. Kelly, *Low-Dimensional Semiconductors*, Oxford University Press, Oxford (1995)
- [Kik99] J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, Nature **397** (1999) 139
- [Kon64] J. Kondo, Progress in Theoretical Physics **32** (1964) 37
- [Kop93] K. Kopitzki, *Einführung in die Festkörperphysik*, B. G. Teubner, Stuttgart, 3. Auflage (1993)
- [Kor02] R. Y. Korotkov, J. M. Gregie, B. W. Wessels, Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 1731
- [Ku03] K. C. Ku, S. J. Potashnik, R. F. Wang, S. H. Chun, P. Schiffer, N. Samarth, M. J. Seong, A. Mascarenhas, E. Johnston-Halperin, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 2302
- [Lev00] L.-P. Lévy, *Magnetism and Superconductivity*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York (2000)
- [Liu95] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio, E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, W. Walukiewicz, Appl. Phys. Lett. **67** (1995) 279
- [Liu03] X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **67** (2003) 205204
- [Loo89] D. C. Look, *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices*, Wiley, New York (1989)
- [Loo90] D. C. Look, D. C. Walters, M. O. Manasreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, K. R. Evans, Phys. Rev. B **42** (1990) 3578
- [Mac02] F. Máca, J. Mašek, Phys. Rev. B **65** (2002) 235209
- [Mas03] J. Mašek, J. Kudrnovský, F. Máca, Phys. Rev. B, **67** (2003) 153203
- [Mat74] J. W. Matthews, A. E. Blakeslee, J. Crystal Growth **27** (1974)

- [Mor65] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*, Wiley, New York (1965)
- [Mos54] T. S. Moss, Proc. Phys. Soc. London Ser. B **76** (1954) 775
- [Mot64] N. F. Mott, Advances in Physics **13** (1964) 325
- [Naz04] A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Suto, S. Sugahara, M. Tanaka, *Proceedings of the International Conference on Molecular Beam Epitaxy 2004*, Edinburgh, August 2004
- [ohl00] H. Ohldag, V. Solinus, F. U. Hillebrecht, J. B. Goedkoop, M. Finazzi, F. Matsukura, H. Ohno, Appl. Phys. Lett. **76** (2000) 2928
- [ohn98] H. Ohno, Science **281** (1998) 951
- [ohn00] H. Ohno, D. Chiba, F. Matsukura, T. Omiya, E. Abe, T. Dietl, Y. Ohno, K. Ohtani, Nature **408** (2000) 944
- [oka98] J. Okabayashi, A. Kimura, O. Rader, T. Mizokawa, A. Fujimori, T. Hayashi, M. Tanaka, Phys. Rev. B **58** (1998) R4211
- [omi01] T. Omiya, F. Matsukura, A. Shen, Y. Ohno, H. Ohno, Physica E **10** (2001) 206
- [Pan69] M. B. Panish, H. C. Casey, J. Appl. Phys. **40** (1969) 163
- [Pau59] L. J. van der Pauw, Philips Techn. Rundsch. **20** (1959) 230
- [Pea95] T. P. Pearsal, S. R. Saban, J. Booth, B. T. Beard, S. R. Johnson, Rev. Sci. Instrum. **66** (1995) 4977
- [Pfe89] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, K. W. Baldwin, Appl. Phys. Lett. **55**, 1888 (1989)
- [Pfe90] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni, J. Spector, Appl. Phys. Lett. **56** (1990) 1697
- [Rei99] G. Reiss, H. Brückl, A. Hüttner, *GMR Experimente*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Sad05] J. Sadowski, Universität Regensburg, persönliche Mitteilung

- [Sak95] N. Sakamoto, K. Hirakawa, T. Ikoma, Appl. Phys. Lett. **67** (1995) 1444
- [Sas02] T. Sasaki, S. Sonoda, Y. Yamamoto, K. Suga, S. Shimizu, K. Kindo, H. Hori, J. Appl. Phys. **91** (2002) 7911
- [Sat02] K. Sato, H. Katayama-Yoshida, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 367
- [Sch74] W. Schairer, M. Schmidt, Phys. Rev B **10** (1974) 2501
- [Sch99] K. Schroeder, *Atomarer Magnetismus und Austauschwechselwirkung*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, B. J. van Wees, Phys. Rev. B **62** (2000) R4790
- [Sch01] G. M. Schott, W. Faschinger, L. W. Molenkamp, Appl. Phys. Lett. **79** (2001) 1807
- [Sht99] H. Shtrikman, Y. Hanein, A. Soibel, U. Meirav, J. Cryst. Growth **201/202** (1999) 221
- [Sin04] J. Sinova, T. Jungwirth, J. Černe, arXiv:cond-mat/0402568 (2004)
- [Smi55] J. Smit, Physica (Amsterdam) **21** (1955) 877
- [Sug04] S. Sugahara, M. Tanaka, Appl. Phys. Lett. **84** (2004) 2307
- [Tag05] A. Taguchi, K. Shiraishi, Phys. Rev. B **71** (2005) 035349
- [Tan02] M. Tanaka, Semicond. Sci. Technol. **17** (2002) 327
- [Tan03] H. X. Tang, R. K. Kawakami, D. D. Awschalom, M. L. Roukes, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 107201
- [Tan05] M. Tanaka, J. Cryst. Growth **278** (2005) 25
- [Uma97] V. Umansky, R. de-Picciotto, M. Heiblum, Appl. Phys. Lett. **71** (1997) 683
- [Var67] Y. P. Varshni, Physica **34** (1967) 149

- [Vee04] Firma Veeco, *MBE Components 2005 Product Guide*, St. Paul (2004)
- [Von66] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford (1966)
- [Wag04] K. Wagenhuber, H.-P. Tranitz, M. Reinwald, W. Wegscheider, Appl.Phys. Lett. **85** (2004) 1190
- [Wan04] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, M. Sawicki, P. Bogusławski, T. Dietl, J. Appl. Phys. **95** (2004) 6512
- [Wei91] M. K. Weilmeier, K. M. Colbow, T. Tiedje, T. Van Buuren, L. Xu, Can. J. Phys. **69** (1991) 422
- [Wel03] U. Welp, V. K. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J. K. Furdyna, T. Wojtowicz, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 167206
- [Woj04] T. Wojtowicz, J. K. Furdyna, X. Liu, K. M. Yu, W. Walukiewicz, Physica E **25** (2004) 171
- [Wur04] U. Wurstbauer, *Untersuchungen am verdünnten magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2004)
- [Wut88] M. Wutz, H. Adam, W. Walcher, *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig-Wiesbaden, 4. Auflage (1988)
- [Yu02] K. M. Yu, W. Walukiewicz, T. Wojtowicz, I. Kuryliszyn, X. Liu, Y. Sasaki, J. K. Furdyna, Phys. Rev. B **65** (2002) 201303
- [Zel99] R. Zeller *Bandmagnetismus*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)
- [Zen50] C. Zener, Phys. Rev. **81** (1950) 440
- [Zha91] S. B. Zhang, J. E. Northrup, Phys. Rev. Lett. **67** (1991) 2339
- [Zor99] R. Zorn, *Magnetometrie*, Vorlesungsskript des 30. IFF-Ferienkurses: Magnetische Schichtsysteme, Forschungszentrum Jülich (1999)

Danksagung

Bei Prof. Dr. Werner Wegscheider möchte ich mich für das interessante Thema bedanken, und ganz besonders dafür, dass er mich in die Geheimnisse der Ultrahochvakuumtechnik und der Halbleiterherstellung eingeführt hat. Ohne seine beratende und tatkräftige Hilfe wäre der Aufbau der MBE-Anlage nicht möglich gewesen.

Ich danke Ursula Wurstbauer, die während ihrer Diplomarbeit viel Zeit für die Strukturierung von GaMnAs und die Magnetotransportmessungen aufgewendet hat. Ihre teilweise tagelangen Messreihen lieferten viele schöne Ergebnisse zur Anisotropie von GaMnAs.

Ein besonderer Dank gilt Martin Brandt, Christoph Bihler und Sebastian Gönnewein vom Walter Schottky Institut für die Messungen und Interpretation der ferromagnetischen Resonanz, die es ermöglichen, die Anisotropie von (311)-GaMnAs zu verstehen.

Großen Dank schulde ich Thomas Herrle, der viel Zeit in den Messaufbau zur Diffusen Reflexiosspektroskopie investiert hat, ohne selber davon zu profitieren.

Danke an Matthias Döppe und Konrad Wagner für weitere Magnetotransportmessungen, an Klaus Wagenhuber und Peter Tranitz für die Photolumineszenzuntersuchungen und an die Janusz Sadowsi, der die SIMS-Messungen ermöglichte. Peter Tranitz möchte ich außerdem für die gute Zusammenarbeit bei der Probenherstellung danken.

Für die Unterstützung bei technischen Problemen bedanke ich mich bei den Technikern des Lehrstuhls, Christof Ermer, Siegfried Heider, Fritz Koch, Peter Müller und Ulrich Zacharias und bei den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt der Fakultät Physik.

Bei den Sekretärinnen Renate Creuzburg und Annemarie Dinkel möchte ich mich für die Unterstützung bedanken, sie verloren nie den Überblick im Dickicht der Unibürokratie.

Allen Mitgliedern des Lehrstuhls danke ich für unzählige Hilfestellungen, aber auch für die gute Atmosphäre, die eine angenehme Arbeit ermöglichte.

Bedanken möchte ich mich bei Elisabeth Reinwald, Dieter Schuh, Tanja und Harald Hajak, für das zeitaufwendige Korrekturlesen, und die wertvollen Verbesserungsvorschläge.