

Transportuntersuchungen von Quanteninterferenzeffekten in ferromagnetischen (Ga,Mn)As Nanostrukturen

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

vorgelegt von
Konrad Wagner
aus
Wörth

September 2007

Promotionsgesuch eingereicht am: 28.09.2007
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss
Datum des Promotionskolloquiums: 25.01.2008

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Klaus Richter
Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jascha Repp
Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Alfons Penzkofer

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Elektronischer Transport	5
1.1 Klassische Leitfähigkeit	5
1.2 Quanteninterferenzeffekte	7
1.2.1 Aharonov-Bohm-Effekt	8
1.2.2 Universelle Leitwertfluktuationen	10
1.2.3 Schwache Lokalisierung	12
1.2.4 Kohärenzenergie	13
1.2.5 Die Phasenkohärenzlänge	14
1.2.6 Temperaturabhängigkeit der UCF-Amplitude	17
2 Der verdünnte ferromagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As	19
2.1 Wachstum und Gitterstruktur	19
2.2 Magnetische Eigenschaften	22
2.2.1 Erhöhung von T_C	24
2.3 Transporteigenschaften	27
2.3.1 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit	27
2.3.2 Magnetowiderstand und Hall-Effekt	28
3 Probenherstellung	33
3.1 Ausgangsmaterial	34
3.2 optische Lithographie	35
3.3 Elektronenstrahlolithographie	38
4 Messaufbau	49
4.1 Kryostatsystem	49
4.2 Messelektronik	52
5 Messergebnisse	59
5.1 Charakterisierung der verwendeten (Ga,Mn)As Schichten	59
5.1.1 SQUID-Messung	60
5.1.2 Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstandes	61
5.1.3 Magnetotransportmessungen	63

5.1.4	Bestimmung der Ladungsträgerdichte	64
5.1.5	Transportparameter	68
5.2	Phasenkohärenzeffekte in (Ga,Mn)As	70
5.2.1	UCF in (Ga,Mn)As	75
5.2.2	Aharonov-Bohm-Effekt in (GaMn)As	80
6	Zusammenfassung	83
A	Rezeptliste	85

Einleitung

One shouldn't work on semiconductors, that is a filthy mess; who knows whether they really exist.

(Wolfgang Pauli, 1931)

Die rasante Entwicklung der Halbleiterelektronik hatte ihren Anfang 1947 mit der Entdeckung des ersten Germanium Transistors bei den Bell Labs. Die Zeit davor, aber auch noch einige Jahre danach, wurde der Nutzen dieser neuen Technologie mit einer gewissen Skepsis betrachtet, da noch kein gravierender Fortschritt gegenüber der bereits verbreiteten Röhrentechnik zu erkennen war, obwohl damalige Computer noch ganze Gebäude füllten. Der erste programmierbare elektronische Röhrencomputer ENIAC von 1942 wog 27 t und hatte eine Leistungsaufnahme von 174 kW bei einer Leistungsfähigkeit heutiger Taschenrechner. Die Faszination über die damals unvorstellbaren rechnerischen Leistungen führten auch dazu, diesen "Supergehirnen" das entsprechende monumentale Aussehen zuzugestehen. Zudem waren Computer ausschließlich dem Militär oder staatlichen Institutionen vorbehalten, die genügend Platz und Ressourcen zur Verfügung hatten. Das Potential außerhalb dieser Einsatzbereiche wurde vollkommen verkannt. So sagte noch 1977 Ken Olson, Präsident und Gründer von DEC: „Es gibt keinen Grund, warum jemand einen Computer zu Hause haben wollte.“ Erst nach der Einführung der Halbleitertechnik und der rasanten Miniaturisierung bei gleichzeitiger Zunahme der Leistungsfähigkeit wurden die Zweifler von der Entwicklung überrollt.

Die heute auf Silizium basierende Halbleiterelektronik verwendet als Informationsträger die Ladung der Elektronen. Fachleute sehen jedoch auch ein baldiges Erreichen der physikalischen Grenzen dieser Technologie und einen begrenzten Spielraum für weitere Leistungssteigerungen. Die Elektronen besitzen jedoch auch einen Spin, der bisher vernachlässigt wurde. Von der Nutzung dieses zusätzlichen Freiheitsgrades verspricht man sich einen weiteren fundamentalen Entwicklungsschritt in der Welt der Elektronik, der das Zeitalter der Spinelektronik oder kurz Spintronik einläuten könnte [1, 2]. Man erwartet für Bauteile die auf dieser Technologie basieren mehr Funktionalität, höhere Schaltgeschwindigkeiten und insbesondere eine geringere Leistungsaufnahme. Die Realisierung des bereits 1990

von S. Datta und B. Das vorgeschlagenen Spintransistors [3] könnte zu logischen Schaltungen führen, die mit deutlich weniger Bauelementen auskommen und variabel programmiert werden können [4].

In magnetischen Speichermedien, wie einer Computerfestplatte, wird der Spin in Form ferromagnetischer Zustände für die Datenspeicherung bereits ausgenutzt. Da diese Zustände im Gegensatz zu elektrischen Aufladungen stabil sind, möchte man diese Eigenschaft in die informationsverarbeitende Elektronik mit einbinden, um z. B. nichtflüchtige Arbeitsspeicher zu bekommen. Diese sog. MRAM Speicher sind bereits industriell realisiert worden [5], benutzen jedoch ferromagnetische Metalle für die Spinpolarisation. Da Metalle schwer in Halbleitersysteme und besonders in epitaktische Schichtsysteme zu integrieren sind, weckte die Entdeckung von ferromagnetischen Halbleitern, insbesondere III-V Halbleiter wie $(In,Mn)As$ [6] und $(Ga,Mn)As$ [7], großes Interesse. Das besondere an diesen Materialien ist eine Verknüpfung der Eigenschaften eines ferromagnetischen Metalls mit der Vielseitigkeit eines Halbleiters [8, 9, 10, 11, 12]. Im Gegensatz zu ferromagnetischen Metallen können diese in epitaktische Schichtsysteme eines III-V Halbleiters integriert werden, wobei zudem die magnetischen Eigenschaften durch das Anlegen eines elektrischen Feldes beeinflusst werden können [13]. Dies eröffnet völlig neue Perspektiven im Bereich der Grundlagenforschung und der Entwicklung neuer Bauelemente.

Die ferromagnetischen Eigenschaften in $(Ga,Mn)As$ oder $(In,Mn)As$ entstehen dadurch, dass Mn Atome mit einem magnetischen Moment unter bestimmten Bedingungen [6, 7] in das Kristallgitter des III-V Halbleiters eingebaut werden. Unterhalb einer bestimmten Temperatur, der sog. Curie Temperatur T_C , entwickelt der Halbleiter sein ferromagnetisches Verhalten. Die eingebrachten Mn Atome bewirken im III-V Wirtskristall nicht nur den Ferromagnetismus, sondern fungieren auch als Akzeptoren, so dass bei ausreichend hoher Mn Konzentration $(Ga,Mn)As$ ein entarteter Halbleiter mit Löchern als Ladungsträger wird [14]. In diesem Regime wird die ferromagnetische Ordnung von Mn Momenten auf Gitterplätzen über die Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Wechselwirkung vermittelt [15]. Um aber diese Eigenschaften in möglichen Anwendungen nutzen zu können, muss ein Weg gefunden werden T_C über Raumtemperatur zu bekommen. Diese Herausforderung initiierte einen regelrechten Wettstreit, der zu einer gründlichen Untersuchung der Materialeigenschaften von $(Ga,Mn)As$ führte [16]. Die höchsten Werte für T_C , erreicht durch kontrolliertes Wachstum und Temperung der Schichten bzw. durch ausgeklügelte Schichtsysteme mit Hilfe einer Mn δ Dotierung, sind 173K [17, 18] und 250K [19]. Es wird jedoch mittlerweile keine grundlegende Grenze mehr für eine weitere Erhöhung gesehen [20].

Trotz aller Anstrengungen verursacht der Einbau von Mn in das geordnete Kristallgitter von GaAs eine starke Unordnung und $(Ga,Mn)As$ verhält sich wie ein gestörtes Elektronen- bzw. Lochsystem nahe des Metall-Isolator Übergangs.

Im metallischen Bereich liegt die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger nur in der Größenordnung weniger Gitterabstände und die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten wie dem Aharonov-Bohm-Effekt [21] oder den universellen Leitwertfluktuationen [22] lagen bisher in weiter Ferne. Somit gab es bis zu Beginn der Experimente zur vorliegenden Arbeit keinerlei Informationen über die Phasenkohärenzlänge oder den entsprechenden kohärenzzerstörenden Mechanismen in ferromagnetischen Halbleitern. Diese Informationen sind aber wesentlich für das Verständnis des quantenmechanischen Transports und werden für die Entwicklung anspruchsvoller Spintronic-Systeme aus ferromagnetischen Halbleitern benötigt. Dies sind insbesondere Bauteile, die auf der Wellennatur der Elektronen beruhen, wie z. B. Resonante Tunnel Dioden.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit konnten zum ersten Mal Quanteninterferenzeffekte in ferromagnetischen Halbleitern eindeutig nachgewiesen werden. Hierzu wurden Draht- und Ringstrukturen mit Linienbreiten von wenigen Nanometern hergestellt und universelle Leitwertfluktuationen und Aharonov-Bohm Oszillationen bei sehr tiefen Temperaturen ($< 20 \text{ mK}$) untersucht. Aus der Analyse der Temperatur- und Längenabhängigkeit der Fluktuationen konnten Erkenntnisse über die Kohärenzlänge und die damit verknüpften Streuprozesse gewonnen werden. Dies konnte gelingen, da die besonderen Anforderungen an die Qualität des Grundmaterials, der Probenherstellung und der Messtechnik miteinander verknüpft wurden. Dabei stellte jeder einzelne Bereich eine Herausforderung an das derzeit technisch Machbare dar.

1 Elektronischer Transport

Thirty-one years ago [1949], Dick Feynman told me, „The electron does anything it likes“, he said. „It just goes in any direction at any speed, forward or backward in time, however it likes, and then you add up the amplitudes and it gives you the wave-function.“ I said to him, „You’re crazy.“

(Freeman J. Dyson, 1983)

1.1 Klassische Leitfähigkeit

Der als Ohm'sches Gesetz bekannte Zusammenhang $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ zwischen der elektrischen Feldstärke \vec{E} und der Stromdichte \vec{j} beschreibt die elektrische Leitfähigkeit σ in einem elektrisch leitenden Material. Die Stromdichte \vec{j} ist gegeben durch die Ladungsmenge, die während einer bestimmten Zeit t senkrecht durch eine Einheitsfläche A fließt. Da \vec{E} und \vec{j} nicht parallel sein müssen, ist die elektrische Leitfähigkeit σ im allgemeinen Fall ein Tensor 2. Stufe. Mit Hilfe der klassischen Drude-Theorie, die von einem Elektronengas nicht wechselwirkender Elektronen ausgeht, kann für σ eine Abschätzung gemacht werden [23]. Danach ergibt sich der elektrische Widerstand aus dem Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung der Elektronen mit der Elektronendichte n im elektrischen Feld und deren Abbremsung aufgrund von Stoß- und Streuprozessen an Gitterfehlern oder Phononen.

$$\left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{Stoß} = \left[\frac{d\vec{p}}{dt} \right]_{Feld}. \quad (1.1)$$

Im einfachsten Fall eines unmagnetischen leitenden Materials mit kubischer Kristallsymmetrie und ohne Einwirkung eines Magnetfeldes wird σ zu einem Skalar:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau_p}{m^*} \quad (1.2)$$

Das Kristallgitter wird berücksichtigt, indem man den Elektronen eine effektive Masse m^* zuweist. Die Impulsrelaxationszeit τ_p kann nicht mit der elastischen

schen Streuzeit τ gleichgesetzt werden. Besonders bei tiefen Temperaturen dominiert Kleinwinkelstreuung mit kleinem Impulsübertrag und es sind für eine vollständige Impulsrelaxation mehrere Stoßprozesse notwendig, so dass $\tau_p > \tau$. Zur Vereinfachung wird aber häufig, wie auch im Folgenden, keine Unterscheidung gemacht und für die Impulsrelaxationslänge l_p der Begriff der freien Weglänge l , also der Weg, den ein Elektron im Durchschnitt zwischen zwei Kollisionen zurücklegt, verwendet. Die Leitfähigkeit in einem *diffusiven*, durch unordnungsbedingte Streuprozesse beeinflussten Leiter, kann aber auch mit einer Diffusions-Gleichung, der sog. Einstein-Beziehung, berechnet werden. In einem entarteten Leiter ($T \ll T_F$) tragen zum elektrischen Transport nur Elektronen mit Energien im Bereich der Fermienergie E_F bei und man erhält für den Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit σ und der Diffusionskonstante D die Einstein-Beziehung

$$\sigma = e^2 N_F D. \quad (1.3)$$

$N_F = \delta n / \delta E$ entspricht der effektiven Zustandsdichte im Bereich der Fermienergie. Im 3-dimensionalen berechnet sich die effektive Zustandsdichte über die Summe aller Bänder mit der energie- und bandabhängigen effektiven Masse zu:

$$N_F = \sum_i \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m_i^*(E)}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E} \quad (1.4)$$

Die mittlere freie Weglänge wird über die Fermigeschwindigkeit $v_F = \sqrt{2E_F/m^*}$ festgelegt und kann über die Beziehung $l = v_F \tau_p$ berechnet werden. Aus (1.2) und (1.3) ergibt sich für die Diffusionskonstante in Abhängigkeit der Dimensionalität¹ d des Systems

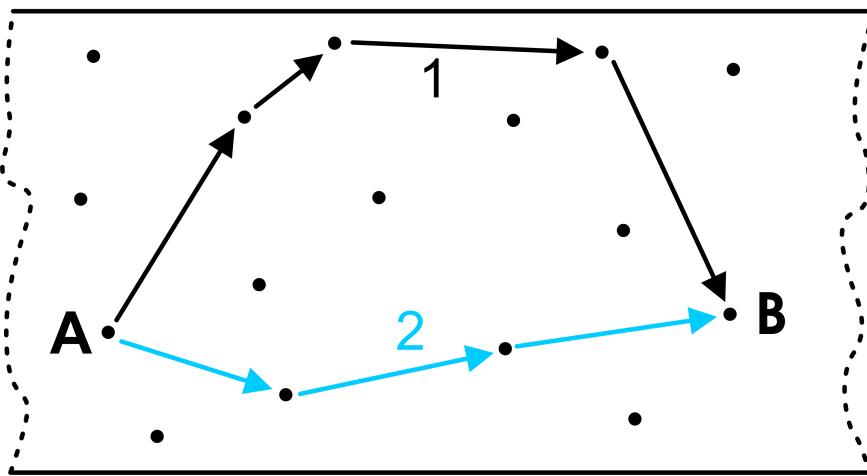
$$D = \frac{v_F l}{d} = \frac{v_F^2 \tau_p}{d}. \quad (1.5)$$

Diese klassische Beschreibung des elektrischen Transports hat seine Gültigkeit nur, wenn die Fermiwellenlänge $\lambda_F = 2\pi/k_F$, mit $k_F = \frac{m^* v_F}{\hbar}$, viel kleiner als die mittlere freie Weglänge l ist, und somit

$$k_F l \gg 1, \quad (1.6)$$

und Quanteninterferenzeffekte keine Rolle spielen.

¹ d gibt die Anzahl der Raumrichtungen an, in die ein diffusiver Transport stattfindet. Also wenn für die Länge L der betrachteten Richtung gilt: $l < L$.

**Abbildung 1.1**

Zwei mögliche Streupfade von Partialwellen, die von Punkt A ausgehen und in B interferieren.

1.2 Quanteninterferenzeffekte

Die klassische Beschreibung der Elektronenbewegung nach dem Drude-Model vernachlässigt quantenmechanische Interferenzeffekte zwischen kohärenten Partialwellen eines Elektrons. Die Grundlagen für das Auftreten dieser Effekte sollen im Folgenden behandelt werden. Dabei wird die Diskussion auf die diffusive Bewegung der Elektronen in ungeordneten Systemen beschränkt.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit für ein Elektron von einem Ausgangspunkt zu einem Endpunkt zu gelangen, ergibt sich klassisch durch die Summe der Wahrscheinlichkeiten aller möglichen Pfade [22]. Quantenmechanisch lässt sich die Propagation von Punkt A nach Punkt B durch die komplexen Amplituden A_n beschreiben. Sind zum Beispiel nur zwei mögliche Pfade vorhanden, erhält man für die Transmissionswahrscheinlichkeit (vgl. Abb. 1.1):

$$T = |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (1.7)$$

Im klassischen Grenzfall entfällt der dritte Term, der so genannte Interferenzterm. Die klassische Näherung kann für alle üblichen Leitfähigkeitsbetrachtungen gemacht werden, da im makroskopischen Leiter eine Vielzahl von Pfaden mit unterschiedlichen Phasenbeziehungen an der elektrischen Leitfähigkeit teilhaben. Der Kosinus-Term variiert für jedes Paar von Streupfaden und verschwindet in der Summe. Der Interferenzterm kann auch vernachlässigt werden, wenn die Phasenkohärenz der Wellenfunktion bei einer Streuung zerstört wird. Die Voraussetzungen für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten sind also kleine Abmessungen, um die Anzahl der Transportkanäle mit unterschiedlichen Ener-

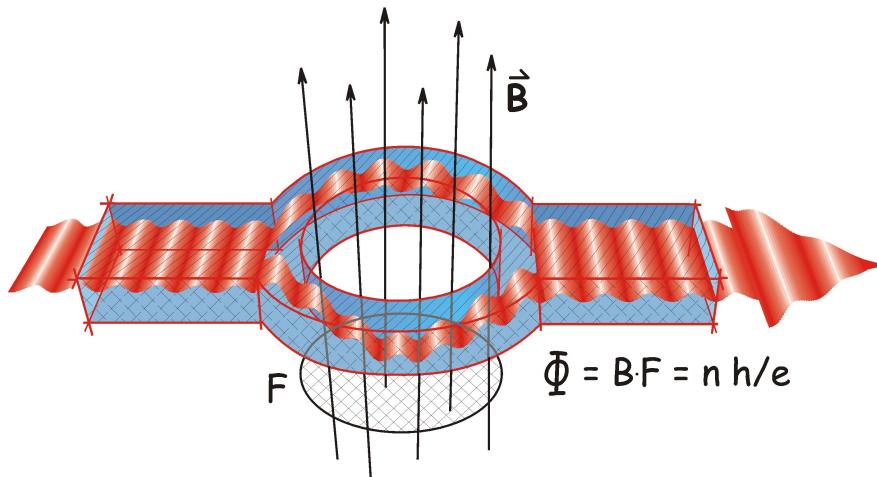
gien klein zu halten, und die Erhaltung der Phasenkohärenz der Elektronenwelle durch den Leiter [24].

Die Interferenz zweier Partialwellen wird zerstört, wenn wie beim Doppelspaltversuch prinzipiell bestimmen werden kann, welchen Weg das Teilchen genommen hat. Werden Elektronen elastisch an einem statischen Streuzentrum gestreut, bleibt dieses unverändert. Elastische Streuprozesse beeinflussen zwar den Weg einer Partialwelle, aber nicht die Phasenkohärenz. Aus diesem Grund sind Interferenzeffekte in Metallen und Halbleitern im diffusiven Regime mit Abmessungen von ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ beobachtbar, obwohl die freie Weglänge nur etwa 20 nm beträgt. Zu den elastischen Streuzentren gehören statische Gitterdefekte wie Fremdatome oder Fehlstellen. Durch eine inelastische Streuung wird das Streuzentrum verändert und beinhaltet somit die Information, welchen Weg das Teilchen genommen hat. Die Folge ist die Zerstörung des Interferenzeffekts. Die inelastische Streuung an Phononen oder anderen Elektronen ist temperaturabhängig und ergibt den Hauptanteil aller Streuprozesse bei höheren Temperaturen. Diese Prozesse nehmen mit sinkender Temperatur stark ab und die Phasenkohärenz nimmt folglich zu. Die Strecke, innerhalb der die Phasenkohärenz erhalten bleibt, nennt man Phasenkohärenzlänge L_ϕ . Bei genügend tiefen Temperaturen kann L_ϕ größer als die Probenabmessungen werden und Quanteninterferenzeffekte treten in Erscheinung. In diesem Zusammenhang werden Proben als *mesoskopisch* bezeichnet, wenn die Abmessungen im Bereich von L_ϕ oder darunter liegen.

1.2.1 Aharonov-Bohm-Effekt

Ein anschauliches Beispiel für die Auswirkung von Quanteninterferenzeffekten auf die Leitfähigkeit von mesoskopischen Systemen ist der Aharonov-Bohm-Effekt [25]. Dieser Effekt beschreibt den Einfluss eines Vektorpotentials \vec{A} oder eines skalaren Potentials V auf die Wellenfunktion eines geladenen Teilchens, die in ihrer Phasenlage beeinflusst werden kann. Der erste Nachweis dieses Effekts gelang durch Elektronenstrahlinterferenzversuche mit einem Doppelspalt. Das senkrecht zur Strahlebene angelegte Magnetfeld verursachte eine Verschiebung der Interferenzmuster [26]. Der erste experimentelle Nachweis des Aharonov-Bohm-Effekts in einem Festkörper gelang 1984 an mesoskopischen Au-Ringen [27, 28].

Im Fall eines mesoskopischen Metallringes ergeben sich Oszillationen des Magneteleitwertes, wenn ein Magnetfeld senkrecht zur Ringebene angelegt und variiert wird [21]. Für einen Einfluss auf die Phase ist es bereits ausreichend, wenn der Ring selbst völlig feldfrei ist und die Flusslinien nur durch das Auge des Ringes treten, so dass durch das Feld keinerlei Kraft auf die Elektronen wirkt. Die entscheidende Größe für diesen nur quantenmechanisch erklärbaren Effekt ist das Vektorpotential \vec{A} , das über die Beziehung $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$ mit dem angelegten Feld in Beziehung steht. Der Aharonov-Bohm-Effekt verdeutlicht damit auch, dass das

**Abbildung 1.2**

Die einfallende Elektronenwelle teilt sich in einem Ring auf. Die Partialwellen erfahren in den Zweigen eine entgegengesetzte magnetfeldabhängige Phasenverschiebung und interferieren am anderen Ende [29].

magnetische Vektorpotential \vec{A} ein reales physikalisches Potential darstellt, und nicht nur als eine mathematische Hilfsgröße anzusehen ist.

In Abbildung 1.2 ist das Prinzip anschaulich dargestellt. Eine in den Ring einfallende Elektronenwelle teilt sich in den oberen und unteren Arm auf und trifft am Ende wieder zusammen, wo die beiden Teilwellen konstruktiv interferieren. Wird ein Magnetfeld senkrecht zur Ringebene angelegt, bewirkt das damit verknüpfte Vektorpotential \vec{A} eine Phasenverschiebung jeder Partialwelle mit einer Phasendifferenz am Treffpunkt:

$$\delta\varphi = \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{s} = 2\pi \frac{\phi}{\phi_0} \quad (1.8)$$

Die Phasenverschiebung ist gerade ein ganzzahliges Vielfaches von 2π , wenn der magnetische Fluss ϕ sich aus dem n -fachen des magnetischen Flussquants $\phi_0 = \frac{h}{e} \simeq 4,15 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ ergibt. Der magnetische Fluss berechnet sich bei senkrechter und homogener Flussdichte \vec{B} aus dem Produkt von Ringfläche F und dem Betrag der Flussdichte zu $\phi = B \cdot F$. Der Leitwert des Rings ist also periodisch in B mit der Periode ϕ_0/F . Ein kleinerer Ringdurchmesser bedeutet also eine größere Periode.

Bei einem vollständig phasenkohärenten Transport in einem Ring ergibt sich die Amplitude der Aharonov-Bohm-Oszillationen zu $0,3e^2/h$. Wenn der Ringumfang C aber größer als die Phasenkohärenzlänge L_ϕ der Elektronen (oder Löcher) wird,

ist die die Amplitude gegeben durch[30]:

$$\delta G \approx 0,3e^2/h \frac{2L_\phi}{C} e^{-\frac{C}{L_\phi}} \quad (1.9)$$

Die Amplitude δG nimmt also für $C > L_\phi$ exponentiell mit C ab.

1.2.2 Universelle Leitwertfluktuationen

Unter realen Bedingungen kann das Magnetfeld nicht auf die Öffnung des Rings begrenzt werden und durchdringt auch die Ringarme, was zu Phasenverschiebungen der Partialwellen auf verschiedenen Streupfaden innerhalb eines Arms (Abb. 1.3) und somit zu Interferenzmodulationen des Leitwerts führt, die den Aharonov-Bohm-Oszillationen überlagert sind. Diese treten insbesondere unabhängig von den periodischen Oszillationen auch in einfach zusammenhängenden Proben, wie Drahtstrukturen, auf. Im Gegensatz zur konstanten Periode der Leitwertoszillationen in Ringstrukturen, die durch die definierte Fläche vorgegeben ist, wird die Fluktuation des Leitwerts in einfach zusammenhängenden Strukturen durch die Überlagerung aller Kombinationen von Streupfaden bestimmt deren Wegstrecke L_ϕ nicht überschreitet. Ein Beispiel für ein Paar von möglichen Streupfaden ist in Abb. 1.1 dargestellt.



Abbildung 1.3

Interferenz von Elektronenwellen innerhalb eines Ringarms führen zu zusätzlichen aperiodischen Leitwertschwankungen. In der Grafik sind zwei von vielen möglichen Streupfaden eingezeichnet.

Die verschiedenen möglichen Kombinationen umschließen unterschiedlich große Flächen und man erhält eine Überlagerung von Leitwertoszillationen mit variierender Periode, den aperiodischen Fluktuationen. Diese sind von der jeweiligen Anordnung der Streuzentren abhängig und daher probenspezifisch. Sie werden deshalb auch als "Magnetischer Fingerabdruck" der Probe bezeichnet [22]. Dieses spezifische Muster ist reproduzierbar, solange die Probe abgekühlt bleibt ($\lesssim 1$ K) und die Störstellen "eingefroren" sind. Auch die Elektronenenergie hat einen Einfluss auf die Phase und Fluktuationen im Leitwert treten auch in Abhängigkeit der Fermienergie E_F auf [31, 32].

Messungen an verschiedenen Materialsystemen (s. [33]) haben gezeigt, dass die Fluktuationen bei tiefen Temperaturen eine universelle Amplitude im Leitwert G von $\sim e^2/h$, dem Leitwertquantum, unabhängig vom Mittelwert des Leitwerts und Stärke der Unordnung des Systems aufweisen, solange die Probe metallisch

ist². Aus diesem Grund werden diese auch als universelle Leitwertfluktuationen oder kurz UCF³ bezeichnet [32].

Formal lässt sich die UCF Amplitude δG bei $T = 0$ mit der rms⁴-Amplitude beschreiben

$$\delta G = \Delta G_{rms} = \sqrt{\langle (G - \langle G \rangle)^2 \rangle} = Ce^2/h, \quad (1.10)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ für eine Ensemble-Mittelung steht. C hängt von der Dimensionalität, der Spin-Bahn-Wechselwirkung und der Zeitumkehrinvarianz ab, ist aber in jedem Fall in der Größenordnung von 1. Es wird also ein Ensemble von geometrisch identischen Proben betrachtet, die sich nur in der Anordnung der Streuzentren unterscheiden mit $\langle G \rangle$ als Mittelwert des Leitwerts, der mit dem klassischen Leitwert übereinstimmt und δG als statistisch verteilte Schwankung um diesen Wert.

Eine Verbindung zu den magnetfeld- und energieabhängigen Fluktuationen einer einzelnen Probe lässt sich über eine Ergoden-Hypothese herstellen [34]. Diese besagt, dass eine Änderung von B bzw. E_F über einen großen Bereich einer Ensemble-Mittelung entspricht. Dabei entspricht eine Änderung um B_c bzw. E_c ⁵ einer neuen Anordnung der Störstellen. Dies kann anschaulich damit erklärt werden, dass bei einer Änderung um B_c bzw. E_c die größte von den Partialwellen kohärent abgetastete Fläche einer Phasenverschiebung von 2π entspricht. B_c bzw. E_c geben daher auch die typische Fluktuationsperiode wieder. Für $\Delta B \gg B_c$ bzw. $\Delta E \gg E_c$ ergibt sich daher eine neue Verteilung der Phasendifferenzen aller möglichen Streupfade, was einer Neuanordnung der Streuzentren gleichkommt.

Über die Autokorrelationsfunktion

$$F(\Delta B) = \langle \delta G(B) \cdot \delta G(B + \Delta B) \rangle = \lim_{B_0 \rightarrow \infty} \int_{-B_0}^{B_0} \delta G(B) \cdot \delta G(B + \Delta B) dB \quad (1.11)$$

kann B_c ⁶ definiert werden. Diese Funktion hat eine Glockenform mit einem Maximum bei $\Delta B = 0$ mit $F(0) = \delta G^2$ und geht für $\Delta B \rightarrow \infty$ gegen 0. Die halbe Halbwertsbreite liegt bei $\Delta B = B_c$, also $F(B_c) = 1/2F(0)$. Über die Verknüpfung des Korrelationsfeldes mit (1.8) und der kohärent abgetasteten Fläche F_ϕ kann aus B_c die Kohärenzlänge L_ϕ bestimmt werden. Im Falle eines quasi-eindimensionalen Drahtes, d.h. mit der Breite $w < L_\phi$ und der Länge $L > L_\phi$, erhält man

$$B_c \approx \frac{\phi_0}{F_\phi} = \frac{\phi_0}{wL_\phi}, \quad (1.12)$$

² $g \simeq k_F l > 1$, $g = \frac{G}{e^2/h}$

³Universal conductance fluctuations

⁴root-mean-square

⁵ B_c bezeichnet das Korrelationsfeld und E_c die Korrelationsenergie.

⁶analog für E_c

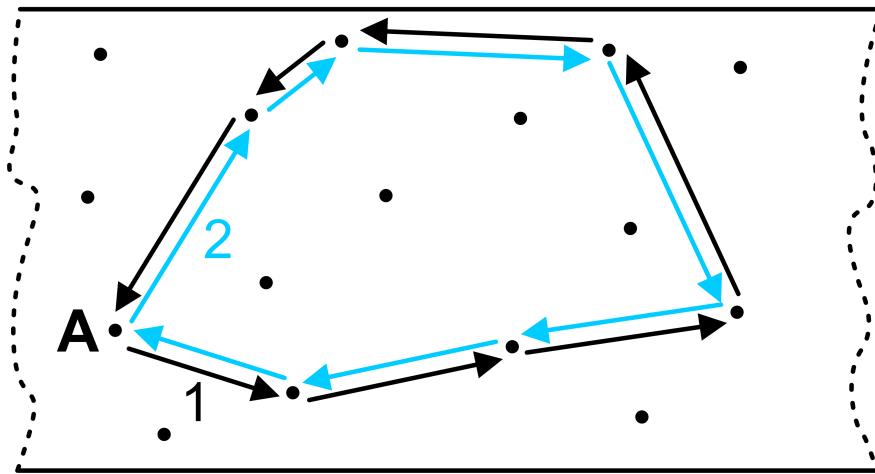


Abbildung 1.4

Ursache der schwachen Lokalisierung: Zwei Elektronenwellen, die von Punkt A ausgehen durchlaufen den vorgegebenen Streupfad in zeit-umgekehrter Reihenfolge und interferieren am Ausgangspunkt konstruktiv, was eine Absenkung der Transmissionswahrscheinlichkeit zur Folge hat

mit $\vec{B} \perp w, L$. Eine Bestimmung von L_ϕ durch die Analyse der Autokorrelationsfunktion ist aber nur möglich, wenn der betrachtete Magnetfeldbereich $B \gg B_c$ ist. Für einen kleineren Magnetfeldbereich, der nur wenige B_c überspannt, weicht $F(\Delta B)$ von der idealen Glockenform ab und weist einen zunehmenden oszillierenden Untergrund auf, der eine Bestimmung der Halbwertsbreite zunehmend ungenau macht. Erst ab einem Verhältnis $B/B_c \approx 50$ ergibt sich eine ausreichende Mittelung [33]. Die Bestimmung der Fluktuationssamplitude aus dem Maximum bei $\Delta B = 0$ ist auch bei einem kleineren Magnetfeldbereich von wenigen⁷ B_c möglich.

1.2.3 Schwache Lokalisierung

Eine Besonderheit stellt die Möglichkeit dar, dass Paare von Partialwellen auf zeitumgekehrten Streupfaden miteinander interferieren können [35, 36]. Hierbei läuft ein Teil einer gestreuten Elektronenwelle zurück zu seinem Ausgangsort (s. Abb. 1.4). Ein anderer Teil durchläuft den gleichen Streupfad in umgekehrter Richtung und interferiert am Ausgangspunkt mit der ersten Partialwelle konstruktiv, da zeitumgekehrte Streupfade keine Phasendifferenz zwischen den Partialwellen erzeugen. Die Rückstreuwahrscheinlichkeit⁸ ist also für diese Paare von zeitumgekehrten Streupfaden gegenüber der klassischen Beschreibung verdoppelt,

⁷mindestens $10 \times B_c$

⁸In Gleichung (1.7) ist $A_1 = A_2$, da Streupfade identisch, und $\cos(\varphi) = 1$

was zu einer Erhöhung des Widerstands führt. Für einen phasenkohärenten Leiter bedeutet dies eine Verringerung des Leitwerts um e^2/h . Dieser Effekt wird *schwache Lokalisierung* genannt.

Kommt es zu einer Unterdrückung der Phasenkohärenz, z. B. durch Zunahme der Phononenstreuung bei Erhöhung der Temperatur, nimmt der Widerstand auf den klassischen Wert ab. Eine Abnahme geschieht aber auch durch das Anlegen eines äußeren Magnetfelds. Das Feld hebt die Zeitumkehrinvarianz auf, indem beide Partialwellen eine entgegengesetzte AB-Phase erhalten, deren Größe von der eingeschlossenen Fläche abhängt, was im Mittel zu einem Verschwinden der rückgestreuten Interferenzamplitude führt, und somit zu einem Übergang zum klassischen Leitwert. Die Folge ist ein negativer Magnetowiderstand, dessen Abklingverhalten, mit der Stärke des Magnetfeldes, für die Bestimmung von L_ϕ verwendet werden kann.

In mesoskopischen Ringstrukturen führt die schwache Lokalisierung zu Oszillationen mit der halben Periode $\frac{1}{2}\phi_0$, den sog. Altshuler-Aronov-Spivak (AAS) Oszillationen [37], im Gegensatz zum Aharonov-Bohm-Effekt mit der Periode ϕ_0 , da jede Partialwelle den Ring komplett umkreist.

In einem leitenden Material mit starker Spin-Bahn-Wechselwirkung⁹ kommt es zu einer destruktiven Interferenz und somit zu einer Erniedrigung des Widerstands gegenüber der klassischen Beschreibung. Dies führt zu einem positiven Magnetowiderstand.

Eine für Messungen entscheidende Eigenschaft der auf schwacher Lokalisierung zurückzuführenden Effekte ist die Unabhängigkeit gegenüber einer Ensemble-Mittelung, da zeitumgekehrte Streupfade immer phasengleich interferieren. Dies kann dazu genutzt werden, durch Parallel- oder Reihenschaltung von geometrisch identischen Strukturen diese Effekte gegenüber anderen Interferenzeffekten, wie AB-Effekt und UCF, hervorzuheben, um z. B. eine Auswertung von L_ϕ unabhängig von L_T (s. folgenden Abschnitt) durchführen zu können. Diese Methode wurde für die vorliegende Arbeit nicht herangezogen und war Gegenstand weiterführender Untersuchungen [38].

1.2.4 Kohärenzenergie

Die Kohärenzenergie, die schon bei den UCF angesprochen wurde, legt die wichtigste intrinsische Energieskala im Bezug auf Quanteninterferenzeffekte fest. Sie gibt an, über welchen Energiebereich die diskreten Elektronenenergieniveaus nicht als voneinander unabhängig betrachtet werden können. Die Korrelation eines solchen Energieniveaus mit den benachbarten ist eine direkte Folge der Heisenberg'schen Energie-Zeit-Unschärfe. Betrachtet man ein Elektron einge-

⁹aus schweren Atomen bestehend

schlossen in einem Kasten der Größe L , dann braucht es auf Grund der diffusiven Bewegung für die Durchquerung die Zeit $\tau_d = L^2/D$ und es ergibt sich für die Energieunschärfe:

$$E_c = \frac{h}{\tau_d} = \frac{hD}{L^2} \quad (1.13)$$

Diese Energie wird auch als Thouless-Energie bezeichnet [39].

Bei sehr tiefen Temperaturen und hoher Ladungsträgerdichte tragen zum elektrischen Transport nur Elektronen in einem sehr engen Bereich um die Fermienergie bei. Elektronen innerhalb E_c sind miteinander korreliert und können als identisch betrachtet werden. Erst wenn der Energiebereich ΔE der am Transport teilnehmenden Elektronen über E_c verbreitert wird, muss der Energiebereich in $\Delta E/E_c$ unterteilte, unabhängige Energiebänder angesehen werden. Eine inkohärente Überlagerung dieser unkorrelierten Energiebänder führt also für $\Delta E > E_c$ zu einer Abschwächung der Interferenzeffekte [22].

Eine Verbreiterung des Energiebereichs über E_c kann im Experiment durch das Anlegen einer Spannung $eU > E_c$ oder aufgrund einer endlichen Temperatur $k_B T > E_c$ erreicht werden.

Ist die Probenabmessung L größer als L_ϕ , so ist L_ϕ die relevante Länge in Gleichung (1.13) und für die Kohärenzenergie gilt $E_c = hD/L_\phi^2$.

Im Bezug auf die thermische Verbreiterung kann mit (1.13) die thermische Diffusionslänge definiert werden [39].

$$L_T = \sqrt{\frac{hD}{k_B T}} \quad (1.14)$$

Sie gibt die maximale Länge an, bei der noch keine Abschwächung der Interferenzamplitude stattfindet. Definitionsgemäß spielt sie nur eine Rolle, wenn $L_T < L_\phi$. An dieser Stelle soll noch einmal darauf hingewiesen werden, dass die den beiden Längen L_T und L_ϕ zugrunde liegenden Prozesse, die für die Dämpfung der Interferenzeffekte verantwortlich sind, grundsätzlich unterschiedlich sind. Die thermische Diffusionslänge ist verknüpft mit einer Ensemble-Mittelung unkorrelierter Energiebereiche und L_ϕ mit einer Zerstörung der Phaseninformation durch inelastische Streuprozesse.

1.2.5 Die Phasenkohärenzlänge

Wie schon in Abschnitt 1.2 diskutiert, ist die Phasenkohärenzlänge L_ϕ die Länge innerhalb der Partialwellen noch kohärent sind, d.h. die Phasendifferenz der Teilwellen aufgrund von phasenkohärenzzerstörenden Streuprozessen maximal

in der Größenordnung von 1 liegt. Die Phasenrelaxationszeit τ_ϕ ist mit der Kohärenzlänge L_ϕ über

$$L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} \quad (1.15)$$

verknüpft. Sie gibt Auskunft darüber, wie lange bei einer Ausbreitung einer Elektronenwelle die Phasenkorrelation erhalten bleibt. Besonders inelastische Streuprozesse tragen zur Begrenzung dieser Zeit bei, wobei sich die gesamte inelastische Streuzeit τ_i gemäß der Matthiesen'schen Regel

$$\frac{1}{\tau_i} = \sum_n \frac{1}{\tau_n} \quad (1.16)$$

aus den einzelnen inelastischen Streuzeiten τ_n berechnet. τ_i ist also kleiner als die kleinste inelastische Streuzeit. Häufig werden τ_ϕ und τ_i in erster Näherung gleichgesetzt, was aber besonders in quasi-eindimensionalen¹⁰ Systemen bei sehr tiefen Temperaturen nicht mehr zutrifft, da hier quasi-elastische Streuprozesse mit kleinem Energieübertrag die dominierende Rolle spielen, die nur geringfügig zu τ_i aber stark zu τ_ϕ beitragen. In den übrigen Fällen ist eine Unterscheidung nicht notwendig. Die einzelnen Streuzeiten folgen in der Regel einem temperaturabhängigen Potenzgesetz, $\tau_x = T^{-p}$, mit geometrie- und streuprozessabhängigen Exponenten. Daher kann aus der Bestimmung der Temperaturabhängigkeit der inelastischen Streuzeit auf den dominierenden kohärenzzerstörenden Prozess geschlossen werden und man erhält Informationen über die mikroskopischen Wechselwirkungen der Ladungsträger in diesem System.

Im Folgenden werden alle Streuprozesse, die einen Einfluss auf die Phasenkohärenz haben, kurz diskutiert. Eine detaillierte Übersicht über alle Streuprozesse und entsprechende Literaturverweise finden sich in [40].

- **Elektron-Phonon-Streuung**

Der dominierende Streuprozess in vielen Systemen, besonders im Bereich höherer Temperaturen, ist die Elektron-Phonon-Streuung. Dieser Prozess ist kohärenzzerstörend, da es sich bei Phononen um fluktuiierende Streuzentren handelt. Im Fall eines reinen Metalls hat sich folgende Darstellung der Temperaturabhängigkeit der Streureate etabliert [41]:

$$\frac{1}{\tau_{ep}} \approx A \left(\frac{k_B T^3}{\hbar \theta_D^2} \right) \quad (1.17)$$

¹⁰Anzahl der Raumrichtungen für die $L > L_\phi, L_T$

θ_D steht für die Debye-Temperatur und A ist ein Materialparameter, der die Stärke der Elektron-Phonon-Kopplung wiederspiegelt und temperaturabhängig ist. Daher ergibt sich eine temperaturabhängige Streureate mit einem allgemeinen Potenzgesetz $\frac{1}{\tau_{ep}} \propto T^p$ mit $p = 2 \dots 4$.

• Elektron-Elektron-Streuung

Hier werden nur die für tiefe Temperaturen wichtigen Wechselwirkungen mit kleinem Energieübertrag (quasielastisch) betrachtet. Dieser Streuprozess ist phasenkohärenzzerstörend, da sich jedes Elektron im zeitlich und räumlich fluktuiierenden Potential aller übrigen Elektronen bewegt [42]. Diese thermisch angeregte Fluktuation des elektrischen Feldes wird auch als Johnson- oder Nyquist-Rauschen bezeichnet. Daher wird auch der Begriff der Nyquist-Streuung für diesen Prozess verwendet. Für die Elektron-Elektron Streureate ergibt sich im dreidimensionalen ungeordneten Metall [43]

$$\frac{1}{\tau_{ee}} = \frac{\pi}{8} \frac{(k_B T)^2}{\hbar E_F} + \frac{\sqrt{3}}{2\hbar\sqrt{E_F}} \frac{(k_B T)^{3/2}}{(k_F l)^{3/2}}, \quad (1.18)$$

wobei der erste Term im reinen Material dominiert, und der zweite für den Fall starker Unordnung. Bei höheren Temperaturen und in 3-dimensionalen Systemen überwiegt die Elektron-Phonon-Streuung und die Nyquist Streuung tritt nur in niedrig dimensionalen Systemen bei tiefen Temperaturen in Erscheinung. Hier muss aber, wie schon weiter oben erwähnt, zwischen der e - e Streureate und dem Beitrag zur Phasenkohärenzzerstörung unterschieden werden, d.h. $\tau_\phi \ll \tau_i$. Die Ursache ist darin zu suchen, dass den Elektronen bei sehr tiefen Temperaturen nur ein sehr schmaler Bereich um die Fermienergie zur Verfügung steht und nur Streuprozesse mit sehr kleinem Energieübertrag möglich sind. Diese Prozesse zerstören zwar die Phaseninformation der Elektronenwelle, tragen aber nur unwesentlich zur inelastischen Streureate $1/\tau_i$ bei. In niedrigeren Dimensionen ($d = 1, 2$ bezogen auf L_ϕ) gilt für die Nyquist-Phasenrelaxationszeit [44, 45]:

$$d = 1 : \quad \frac{1}{\tau_{ee}} = \left(\frac{e^2 \sqrt{2D} k_B T R}{\hbar^2 L} \right)^{3/2} \quad (1.19)$$

$$d = 2 : \quad \frac{1}{\tau_{ee}} = k_B T \frac{e^2 R_\square}{2\pi\hbar^2} \ln \left(\frac{\pi\hbar}{e^2 R_\square} \right)^{3/2} \quad (1.20)$$

$R_\square = R w / L$ ist der Schichtwiderstand einer Probe mit der Breite w und dem Widerstand pro Längeneinheit R/L .

- **Kritische Elektron-Elektron-Streuung**

In sehr stark ungeordneten dreidimensionalen Systemen nahe des Metall-Isolator Übergangs MIT¹¹ führt die kritische Elektron-Elektron-Streuung zu einem linearen Temperaturverlauf $\frac{1}{\tau_{EE}} \propto T$ mit einer von der Unordnung unabhängigen Streureate [46].

- **Spinflip-Streuung**

Magnetische Verunreinigungen besitzen einen internen Freiheitsgrad, die Spinorientierung. Bei Streuung von Elektronen an diesen Störstellen kann es zu einem Spin-Flip kommen, der die Phasenkohärenz zerstört. Dieser Einfluss macht sich schon bei sehr geringen Konzentrationen von Verunreinigungen bemerkbar [47]. Da dieser Prozess im Gegensatz zur Elektron-Phonon und Elektron-Elektron Streuung nahezu temperaturunabhängig ist, führt er zu einer Sättigung der Streureate für $T \rightarrow 0$. Nach langjähriger Diskussion konnte dieser Effekt der häufig beobachteten Sättigung eindeutig zugeschrieben werden [48]. Ein angelegtes Magnetfeld verringert die Spinflip-Streureate, wenn die Zeemann-Aufspaltung die thermische Energie übersteigt und Interferenzeffekte, die durch Spinflip-Streuung unterdrückt waren, werden mit Zunahme des Magnetfeldes sichtbar.

Eine Spinflip-Streuung kann auch in ferromagnetischen Materialien auftreten. Hier können die Elektronen an Magnonen inelastisch streuen. Für die entsprechende Streureate gilt [49]:

$$\frac{1}{\tau_{em}} \propto T^2 \quad (1.21)$$

1.2.6 Temperaturabhängigkeit der UCF-Amplitude

Die universelle Amplitude der UCF von $\sim e^2/h$ (s. Gl. (1.10) gilt nur solange der Transport phasenkohärent erfolgt und keine thermische Mittelung (s. Abschnitt 1.2.4) der Interferenzeffekte stattfindet, also für $L_\phi, L_T > L$. Mit zunehmender Temperatur steigt zum einen die inelastische Streureate und zum anderen die thermische Mittelung, was sich in einer Abnahme der UCF-Amplitude bemerkbar macht, sobald eine oder beide der entsprechenden Längen L_ϕ, L_T kleiner als die Probenabmessung werden. Im Folgenden werden die einzelnen Regime beschrieben, die für diese Arbeit relevant sind. Insbesondere werden nur Fälle für quasi-eindimensionale Bedingungen betrachtet [33].

¹¹metal insulator transition

$L_\phi \ll L, L_T$ (keine thermische Mittelung):

Für die Berechnung der Fluktuationsamplitude in Abhängigkeit der Probenlänge L für $L_\phi \ll L$ kann die Probe in $N = L/L_\phi$ phasenkohärente Bereiche unterteilt betrachtet werden. Mit steigender Temperatur wird L_ϕ kleiner und die Anzahl der Segmente N nimmt zu. Die Gesamtfluktuation im Widerstand δR addiert sich im statistischen Mittel aus den Fluktuationen δR_0 aller Segmente mit $\delta R = \sqrt{N}\delta R_0$, wobei $\delta G_0 = \delta R_0/R_0^2 = e^2/h$, $\delta R = R^2\delta G$ und $R = NR_0$. Für die Fluktuationsamplitude folgt daraus:

$$\delta G = C_1 \frac{e^2}{h} \left(\frac{L_\phi}{L} \right)^{3/2} \quad (1.22)$$

C_1 ist ein konstanter material- und feldabhängiger Faktor in der Größenordnung von 1.

$L_T \ll L_\phi \ll L$ (mit thermischer Mittelung):

Eine weitere Ursache für die Dämpfung der Fluktuationsamplitude bei Temperaturen $T > 0$ ist eine Energie-Mittelung. Für $T > 0$ tragen Elektronen mit Energien im Bereich $k_B T$ um die Fermienergie bei. Wenn $k_B T > E_c$ kann dieser Energiebereich in $N = k_B T/E_c = (L_\phi/L_T)^2$ unkorrelierte Bänder unterteilt betrachtet werden (s. Abschnitt 1.2.4). Dies führt zu einer weiteren Reduzierung der Leitwertschwankungen um $N^{-1/2} = L_T/L_\phi$.

$$\delta G = C_2 \frac{e^2}{h} \frac{L_T}{L_\phi} \left(\frac{L_\phi}{L} \right)^{3/2} = C_2 \frac{e^2}{h} \frac{L_T L_\phi^{1/2}}{L^{3/2}} \quad (1.23)$$

C_2 ist ein von C_1 zu unterscheidender konstanter material- und feldabhängiger Faktor in der Größenordnung von 1.

$L_T \ll L \ll L_\phi$ (nur thermische Mittelung):

Ist die Phasenkohärenzlänge größer als die Probenabmessung, gibt es keine Unterteilung in phasenkohärente Segmente und der entsprechende Dämpfungsfaktor in Gl. 1.23 entfällt. Weiterhin folgt für die Kohärenzenergie $E_c = \hbar D/L^2$, und die einzige Ursache für die Reduzierung der UCF-Amplitude ist die thermische Mittelung mit $N^{-1/2} = L_T/L$:

$$\delta G = C_2 \frac{e^2}{h} \frac{L_T}{L} \quad (1.24)$$

2 Der verdünnte ferromagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As

Wie in der Einleitung bereits diskutiert, wird (Ga,Mn)As als viel versprechender Kandidat für die Realisierung von Spintronik-Anwendungen gehandelt [8]. Die hierfür notwendigen magnetischen Eigenschaften werden durch den Einbau von magnetischen Mn²⁺-Ionen in das Kristallgitter des ansonsten unmagnetischen Wirtskristall GaAs während des Wachstumsprozesses erzielt. Nur ein kleiner Anteil der Gallium Atome kann durch Mangan ersetzt werden, ohne die für das gewünschte ferromagnetische Verhalten wichtige Kristallstruktur zu verändern. Daher werden diese Materialien auch als verdünnt magnetische Halbleiter oder kurz DMS¹ bezeichnet. In diesem Kapitel sollen kurz die Herstellung, der Magnetismus und die elektrischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As, insbesondere bei tiefen Temperaturen, wiedergegeben werden. Ein umfassender Überblick über (Ga,Mn)As und weiteren verdünnten magnetischen Halbleitern findet sich in [9, 10, 11, 12].

2.1 Wachstum und Gitterstruktur

Ga_{1-x}Mn_xAs ist eine ternäre² Legierung aus dem III-V Halbleiter GaAs und Mn und kristallisiert wie sein Wirtsgitter GaAs unter Bildung eines sp³ Hybrids in der Zinkblendenstruktur. Diese besteht aus zwei, jeweils für Ga und As, um 1/4 der Raumdiagonalen verschobenen kubisch flächenzentrierten (fcc) Gittern, wobei ein Teil der Ga Atome zufällig durch einen Anteil x an Mn_{Ga} ersetzt wird (s. Abb. 2.1).

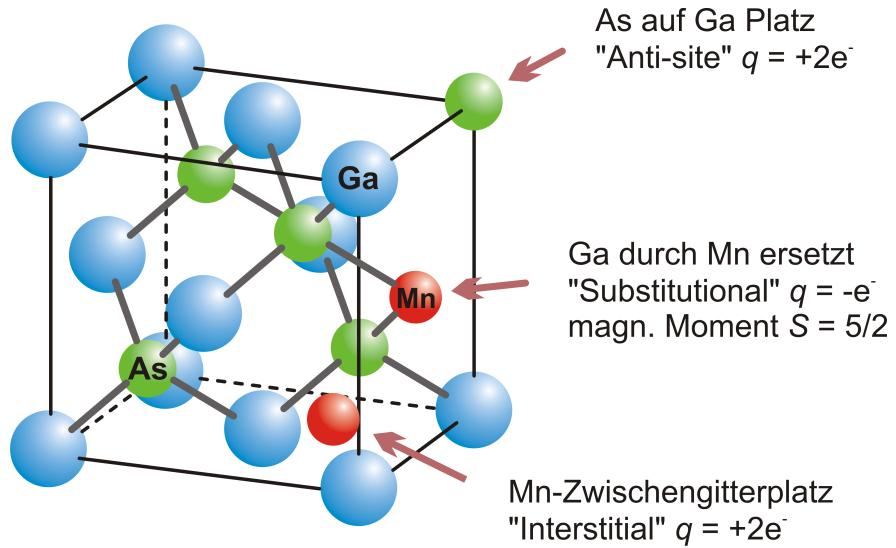
Beim Wachstumsprozess von GaAs werden gewöhnlich Substrattemperaturen von ~ 600°C verwendet, damit der Kristall aufgrund der höheren Beweglichkeit der Atome möglichst frei von Gitterfehlern³ aufwächst. Dies wird insbesondere durch die Technik der Molekularstrahlepitaxie (MBE)⁴ erreicht [50]. Hierunter versteht man das atomlagengenaue Wachstum einer Schicht auf eine kristalline Oberfläche

¹diluted magnetic semiconductors

²aus drei Elementen gebildet

³wie Versetzungen, Vakanzien oder Anti-sites(Atome auf falschen Gitterplätzen)

⁴molecular beam epitaxy

**Abbildung 2.1**

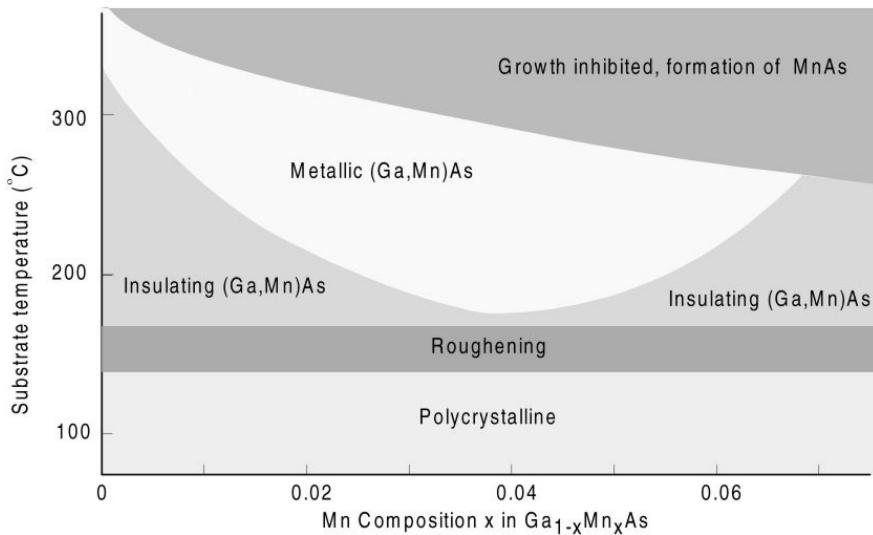
Kristallstruktur von $(Ga,Mn)As$. Ein Mn Atom auf einem Ga Gitterplatz liefert ein Loch und ein magnetisches Moment $S = 5/2$. Gitterdefekte wie Anti-site und Interstitial liefern je zwei Elektronen und kompensieren somit jeweils zwei Löcher.

eines Substrats. Die abzuscheidenden Stoffe werden aus Effusionszellen verdampft und gelangen als Atom- oder Molekülstrahl zur Substratoberfläche. Um den Einbau von Fremdatomen und die Vorreaktion der beteiligten Stoffe zu verhindern, erfolgt das Wachstum im Ultrahochvakuum (UHV).

Mangan bildet mit Arsen aber bevorzugt eine hexagonale Kristallstruktur, was bei unveränderten GaAs Wachstumsbedingungen unter Zugabe von Mn zu MnAs Clustern in der Kristall-Matrix führt und deren homogene Zinkblendenstruktur zerstört. Bei einer tieferen Wachstumstemperatur $\sim 250^\circ C$ können aber Mn Atome in den GaAs Kristall an Ga Plätzen eingebaut werden. Die "tiefe" Temperatur bewirkt ein "Einfrieren" der Positionen und verhindert die energetisch bevorzugte Neuanordnung von MnAs Clustern. Dies funktioniert aber nur für kleine Mn Konzentrationen ($x < 10\%$), da ein höherer Anteil auch bei tiefen Temperaturen zu einer MnAs Clusterbildung führt. Diese Technik der LT-MBE (low temperature MBE) führte erstmals 1996 zur erfolgreichen Herstellung von ferromagnetischem $(Ga,Mn)As$ [7].

Die Gitterkonstante a_{GaMnAs} des Mischkristalls ergibt sich aus dem Vegard'schen Gesetz [51]

$$a_{GaMnAs} = (1 - x)a_{LT-GaAs} + x a_{MnAs}, \quad (2.1)$$

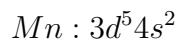
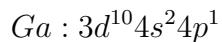
**Abbildung 2.2**

Beziehung zwischen Wachstumsbedingungen und den Eigenschaften von (Ga,Mn)As (aus [9]).

wobei $a_{LT-GaAs} = 0,566 \text{ nm}$ der Gitterkonstanten für das LT-MBE Wachstum von GaAs und $a_{MnAs} = 0,601 \text{ nm}$ der Gitterkonstanten für die hypothetische Zinkblendenstruktur von MnAs entspricht.

Die relativ tiefen Wachstumstemperaturen führen aber wiederum zu einer großen Dichte an Gitterfehlern im Kristallaufbau (s. Abb. 2.1). Neben Volumen-Defekten sind dies insbesondere Anti-sites, bei denen sich As Atome auf Ga Gitterplätzen befinden, im Folgenden als As_{Ga} bezeichnet, und Mn_I , Mn Atomen an Zwischen-gitterplätzen, den so genannten Interstitials.

Wird ein Mn_{Ga} Atom auf einem Ga Platz eingebaut, bildet es ein unvollständiges sp^3 Hybrid, da es ein Valenzelektron weniger besitzt als Ga:



Es bleibt also ein schwach gebundenes Loch zurück, das die p -leitenden Eigen-schaften von (Ga,Mn)As hervorruft. Übersteigt die Mangankonzentration $\sim 2\%$ ⁵, überlappen die an den Mn Ionen lokalisierten Lochwellenfunktionen und es bildet sich ein Lochband aus, was zu einem metallischen Leitwertverhalten eines entarteten Halbleiters führt. Übersteigt die Mn Konzentration $\sim 7\%$ zeigt das

⁵Abhängig von der effektiven Konzentration, da Löcher durch Anti-sites und Interstitials kom-pensiert werden.

Material wieder isolierende Eigenschaften⁶. Dies kann durch die Kompensation von Löchern durch die zunehmende Bildung von Mn-Interstitials und MnAs Komplexen erklärt werden. Dieser Übergang wird als Mott'scher Metall-Isolator-Übergang bezeichnet [11, 51]. Der metallisch leitende Zustand ist also von der Mn Konzentration und den Wachstumsbedingungen abhängig (s. Abb. 2.2).

2.2 Magnetische Eigenschaften

Die Ursache für das magnetische Verhalten von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ sind die in das Kristallgitter eingebrachten magnetischen Momente der Mn Atome. In der halbgefüllten $3d$ -Schale von Mn sind aufgrund der Hund'schen Regel alle Elektronenspins parallel ausgerichtet und man erhält ein maximales Spindrehmoment von $S = 5/2$. Eine ferromagnetische Ordnung, also eine parallele Ausrichtung dieser Momente, stellt sich unterhalb der Curietemperatur T_C ein und wird über die Löcher durch die sog. RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida) Wechselwirkung vermittelt [15]. Hierbei richten sich die Spins der Ladungsträger antiparallel zu den Mn Spins aus, was zu einer parallelen Ausrichtung der Mn Momente untereinander führt. Der Austauschoperator zwischen den Mn Spins S_i und S_j hierzu lautet:

$$H_{ij} = J^{\text{RKKY}} S_i S_j \quad (2.2)$$

mit dem Austauschintegral

$$J^{\text{RKKY}} = \alpha \frac{\cos(2k_F r)}{r^3} \quad (2.3)$$

Je nach Abstand r zwischen den Spins oszilliert (Friedel-Oszillation) das Vorzeichen und die Momente werden entweder ferromagnetisch oder antiferromagnetisch polarisiert, wobei k_F die Periode bestimmt. Aus den im Vergleich zu Metallen relativ kleinen Ladungsträgerdichten in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ von $\sim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ folgt eine kleine Wellenzahl k_F und der erste Nulldurchgang befindet sich daher im Vergleich zur cut-off Länge der RKKY Wechselwirkung bei sehr großen Abständen. Dies erklärt die stets ferromagnetische Wechselwirkung in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ [8].

Für die Magnetisierung ergibt sich nach der Molekularfeldtheorie [52]

$$M = n_{\text{Mn}} g \mu_b S B_S(T) \quad (2.4)$$

mit der Mn Konzentration n_{Mn} , dem gyromagnetischen Verhältnis g und der Brillouin Funktion B_S .

⁶starker Anstieg des Widerstands mit sinkender Temperatur

Daraus ergibt sich für die Curietemperatur

$$T_C = \frac{\lambda_F}{6k_B} S(S+1) [(m^*/m_e) J_{pd}^2] n_{Mn} p^{1/3} \quad (2.5)$$

mit dem magnetischen Moment S der Mn Atome, der Loch-Ladungsträgerdichte p und der Kopplungskonstante J_{pd} zwischen Loch und Mn Spin. T_C steigt also mit der Mn Konzentration n_{Mn} und der Ladungsträgerdichte, die wiederum mit n_{Mn} zunimmt.

Mn Zwischengitterplätze Mn_I koppeln dagegen antiferromagnetisch an die Mn_{Ga} Atome und reduzieren somit das effektive magnetische Moment pro Mn Atom, was eine Abnahme von T_C zusätzlich zur Abnahme aufgrund der Kompensation von Ladungsträgern zur Folge hat.

Die ferromagnetische Ordnung unterhalb T_C zeigt sich durch eine spontane Magnetisierung ohne ein von außen angelegtes Magnetfeld und macht sich in Hysteresekurven durch die sog. Remanenz⁷ bemerkbar. In Kristallen mit Vorzugsrichtungen für die Magnetisierung (leichte Achsen) ist diese richtungsabhängig. Eine quadratische Hysteresekurve beobachtet man nur in einer leichten Richtung bei ausschließlich ferromagnetischer Ordnung [53, 54].

Abbildung 2.3 zeigt den Magnetisierungsverlauf einer 150 nm dicken $(Ga,Mn)As$ Schicht bei $T = 5\text{ K}$, aufgenommen mit einem SQUID (Superconducting Quantum Interference Device). Die Daten stammen von der Gruppe um H. Ohno, dem Hersteller der ersten ferromagnetischen $(Ga,Mn)As$ Schichten [55]. Der Magnetisierungsverlauf in der Schichtebene (leere Kreise) zeigt ein deutliches Hystereseverhalten mit einer spontanen Magnetisierung im Bereich kleiner Felder. Dies ist ein eindeutiger Nachweis einer ferromagnetischen Ordnung. Zu höheren Feldern kann man eine kontinuierliche Zunahme, also ein paramagnetisches Verhalten beobachten. Dieses Verhalten ist umso ausgeprägter, je näher man sich am Metall-Isolator Übergang befindet, da die ferromagnetische Ordnung über die Löcher vermittelt wird und eine Lokalisierung der Ladungsträger zu einer Verringerung der Kopplung führt. Ein gewisses ferromagnetisches Verhalten bleibt aber auch noch jenseits der Metall-Isolator Übergänge zu hohen und niedrigen Mn Konzentrationen erhalten. Der Unterschied des Magnetisierungsverlaufs senkrecht zur Schichtebene (gefüllte Kreise) weist auf eine leichte Richtung in der Schicht, und eine schwere Richtung senkrecht dazu hin.

Der Temperaturverlauf der Remanenz, also der Magnetisierung, die ohne angelegtes Magnetfeld verbleibt, ist im Ausschnitt rechts unten im Bild 2.3 dargestellt und zeigt eine Übergangstemperatur T_C von etwa 60 K an. Da über die ganze Probe gemittelt wird, bedeutet ein scharfer Übergang eine homogene Verteilung der Mn Konzentration.

⁷effektive Magnetisierung bezüglich der betrachteten Richtung bei $B = 0$

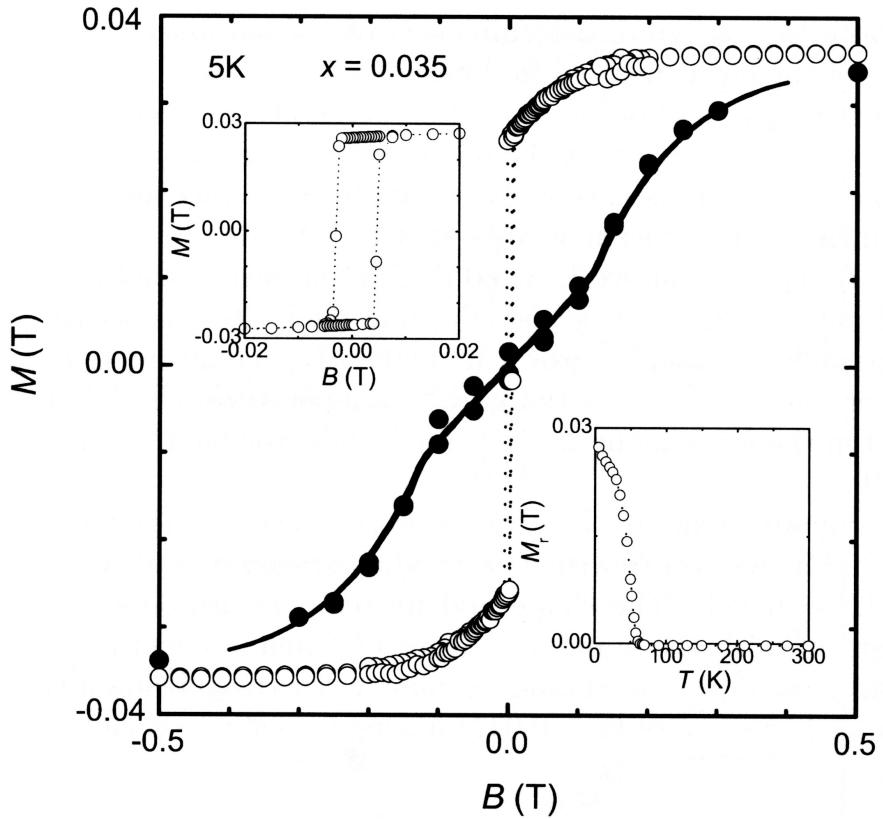


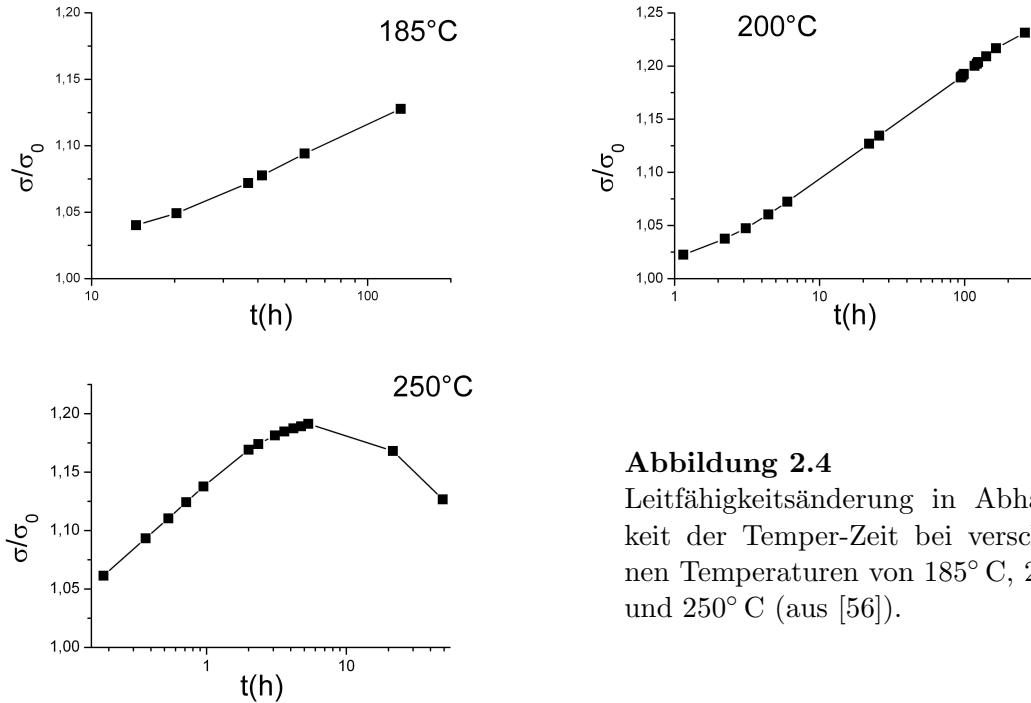
Abbildung 2.3

SQUID Magnetisierungsmessungen an einer 150 nm dicken $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Schicht bei $T = 5 \text{ K}$. Die leeren Kreise zeigen die Magnetisierung in der Schichtebene (in-plane) und die gefüllten senkrecht zur Schicht (out-of-plane) (aus [55]). (links oben) Vergrößerter Ausschnitt des in-plane Magnetisierungsverlaufs. (rechts unten) Temperaturabhängigkeit der Remanenz.

2.2.1 Erhöhung von T_C

Damit die ferromagnetischen Eigenschaften von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ interessant für alltägliche Anwendungen werden können, muss die Übergangstemperatur T_C im Bereich der Zimmertemperatur von $\sim 300 \text{ K}$ oder darüber liegen. Wie bereits diskutiert, sind die elektrischen und magnetischen Eigenschaften entscheidend von der Mn_{Ga} Konzentration (Mn an Ga Gitterplätzen) und der Stärke der Kompen-sation der Ladungsträger durch Mn_I Zwischengitteratome und As_{Ga} Anti-sites abhängig.

T_C nimmt mit der Ladungsträgerdichte und der Anzahl der magnetischen Mo-mente mit ferromagnetischer Kopplung zu, also in erster Linie mit der Mn_{Ga} Konzentration [16]. Durch die tiefen Wachstumstemperaturen der LT-MBE (s. Abschnitt 2.1) kann die irreversible Zerstörung der Gitterstruktur durch Bildung

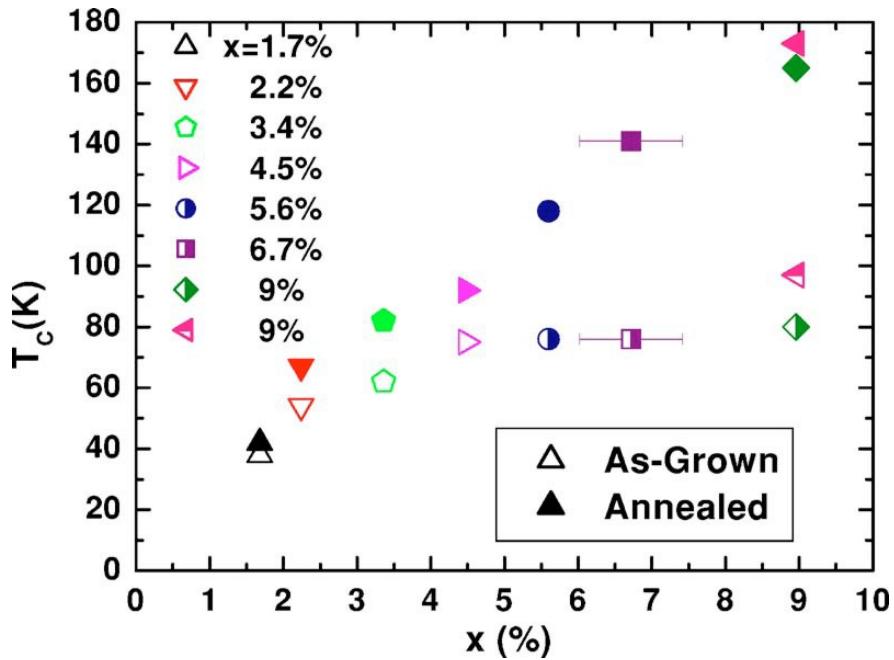
**Abbildung 2.4**

Leitfähigkeitsänderung in Abhängigkeit der Temper-Zeit bei verschiedenen Temperaturen von 185° C, 200° C und 250° C (aus [56]).

von MnAs Clustern verhindert werden, aber nur für Mn Konzentrationen bis etwa 10%. Bei diesen hohen Konzentrationen bilden sich vermehrt Mn_I , die sowohl die Ladungsträgerdichte durch die Kompensation von je zwei Löchern, als auch das magnetische Moment durch eine starke antiferromagnetische Kopplung $Mn_{Ga}-Mn_I$ verringern.

Die Konzentration von Mn_I kann aber durch nachträgliches Temperiern der Probe an Luft oder in N_2 Atmosphäre bei Temperaturen kleiner der Wachstumstemperatur reduziert werden. Die Mn Atome an Zwischengitterplätzen sind nur relativ schwach gebunden $Q \simeq 1\text{ eV}$ und können daher über thermische Anregung von einem zum nächsten Zwischengitterplatz hüpfen. Dieser Diffusionsprozess wird durch $D = D_0 \exp(-Q/k_B T)$ beschrieben [17]. Die Geschwindigkeit des Diffusionsprozesses nimmt also für höhere Temperaturen zu. Die Mn_I Atome gelangen zufällig auch an die Oberfläche, wo sie sich verbinden oder durch Oxidation passivieren. Jedenfalls kehren sie nicht mehr in den Kristall zurück. Neben der Temperatur ist die Geschwindigkeit dieses Prozesses auch von der Dicke bzw. Breite der Schicht abhängig. Die quadratische Abhängigkeit von der Schichtdicke kann durch ein Random-Walk Modell beschrieben werden [17].

Da besonders bei hohen Mn Konzentrationen das Verhältnis zwischen Mn_I und Mn_{Ga} stark zunimmt, bewirkt hier ein Temperschritt den größten Anstieg von T_C (s. Abb. 2.5). Die Abnahme der Kompensation von Löchern macht sich auch in einer Erhöhung der Leitfähigkeit σ bemerkbar. Da dieser Effekt einfacher zu beob-

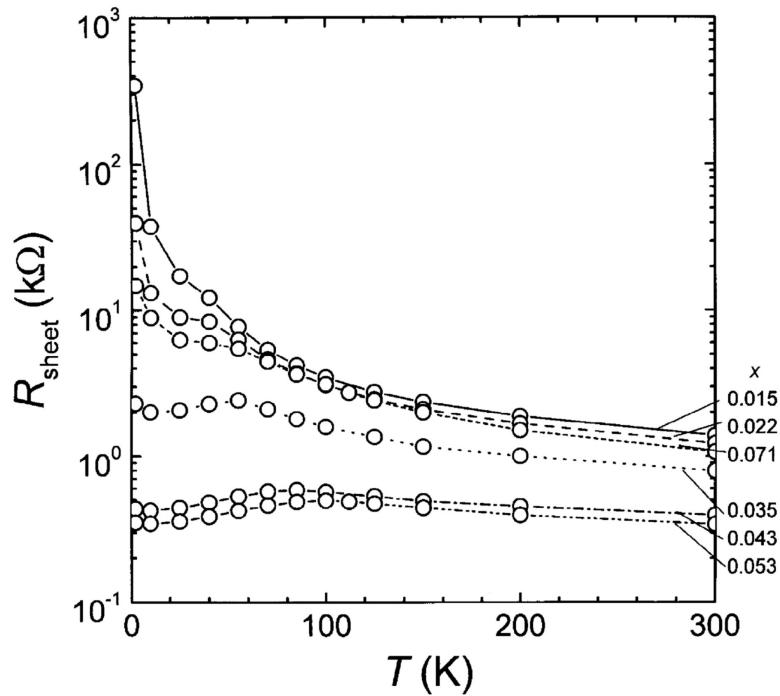
**Abbildung 2.5**

Beziehung zwischen absolutem Mn Gehalt und T_C vor (leere Symbole bzw. teilw. gefüllt) und nach (gefüllte Symbole) einem Temperiern von $(Ga,Mn)As$ Schichten (aus [16]).

achten ist, als die Messung von T_C , besonders auch während des Temperns, wird der zeitliche Verlauf von σ zur Überwachung des Prozesses verwendet. Solange σ zunimmt, werden störende Mn_I aus der Kristallstruktur entfernt. In Abbildung 2.4 sind drei verschiedene Temperaturen gegenübergestellt. Man sieht deutlich eine Zunahme der Geschwindigkeit des Diffusionsprozesses hin zu höheren Temperaturen. Ist die Temperatur aber zu hoch, also im Bereich der Wachstumstemperatur oder darüber, nimmt die Leitfähigkeit nach einer gewissen Zeit wieder ab, was auf die Bildung von $MnAs$ Cluster zurückzuführen ist [57].

Auch As_{Ga} Anti-sites verringern die Ladungsträgerdichte durch Kompensation von zwei Löchern, haben aber keinen direkten Einfluss auf das effektive magnetische Moment. Eine Reduzierung dieser Fehlstellen, die besonders beim LT-MBE Verfahren auftreten, wird durch ein Wachstum mit einem exakt eingestellten stöchiometrischen Verhältnis von As_2 zu Ga erreicht [58].

Bisherige Anstrengungen T_C in den Bereich der Zimmertemperatur zu bringen, haben durch die Verwendung der beschriebenen Temper- und Wachstumsmethoden zu einer maximalen Curietemperatur von 173 K in Schichten [17, 18] bzw. 250 K in Schichtsystemen mit Mn δ -Dotierung [19] geführt. Berechnungen zeigen aber, dass für eine effektive Mn_{Ga} Konzentration von $\sim 10\%$ in schwach kompensierten $(Ga,Mn)As$ eine ferromagnetische Ordnung bei Raumtemperatur zu

**Abbildung 2.6**

Temperaturverlauf des Schichtwiderstandes eines ungetemperten (Ga,Mn)As Films mit einer Dicke von 200 nm und nominellen Mn Konzentrationen von $x = 0,015$ bis $0,071$ (aus [9]).

erwarten ist [16]. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen noch weitere Methoden für die Reduzierung der Mn Zwischengitteratome entwickelt bzw. die vorhandenen optimiert werden.

2.3 Transporteigenschaften

Der elektrische Transport in (Ga,Mn)As ist sehr stark mit dem Magnetismus verknüpft und ist daher für die Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften von großem Nutzen.

2.3.1 Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit

In Abb. 2.6 ist der Temperaturverlauf ($T = 2$ K – 300 K) des Schichtwiderstands $R_{\square} = R_{sheet} = R_w/L$ einer 200 nm dicken (Ga,Mn)As Probe [9] in Abhängigkeit der nominellen Mn Konzentration dargestellt. Für den mittleren Konzentrations-

bereich ($x = 0,035 - 0,053$) tritt hier ein metallisches Leitwertverhalten in Erscheinung, also eine Abnahme bzw. ein konstanter Verlauf des Widerstands mit abnehmender Temperatur. Mit einem Mn Gehalt darunter oder darüber steigt der Widerstand mit abnehmender Temperatur stark an und die Schicht befindet sich somit auf der Isolator Seite des Metall-Isolator Übergangs. Im Bereich der Curietemperatur T_C bildet sich ein besonders ausgeprägtes lokales Maximum im Widerstand aus. Dieses Verhalten wird auf Streuprozesse der Ladungsträger an thermisch angeregten Fluktuationen der Spinordnung zurückgeführt [10]. Die relativ einfache Bestimmung des lokalen Maximums im Widerstand kann für eine schnelle Bestimmung von T_C verwendet werden. Diese Methode überschätzt den tatsächlichen Wert etwas und ist daher nicht so genau wie die Bestimmung von T_C aus einer direkten Messung des Magnetisierungsverlaufes mit dem SQUID Magnetometer.

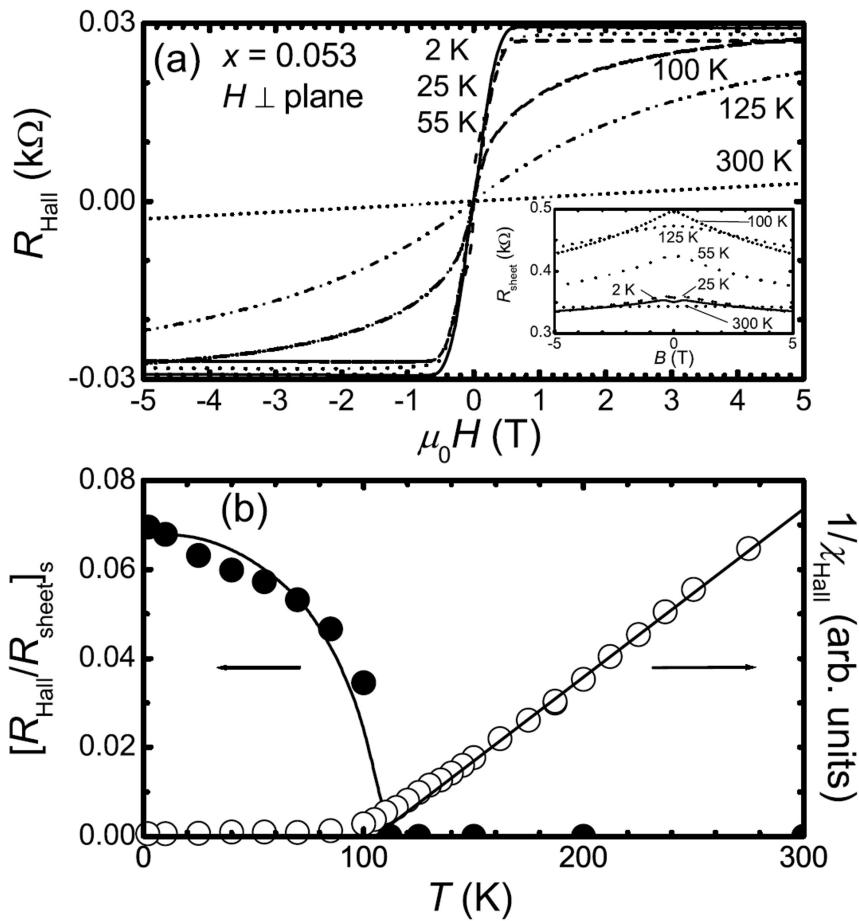
Die Widerstandszunahme bei sehr tiefen Temperaturen ist stark von der effektiven Mn Konzentration abhängig und kann verschiedenen Prozessen zugeordnet werden. Als Kandidaten hierfür wurden bisher Kondo-Streuung an Mn_I [60], starke Lokalisierung [61] und schwache Lokalisierung [62] betrachtet. Weiterführende Messungen aufbauend auf Erkenntnissen und Techniken der vorliegenden Arbeit weisen aber auf die Elektron-Elektron Streuung als maßgeblichen Effekt hin. Die Details hierzu sind nicht Gegenstand dieser Arbeit und finden sich in [56, 38].

2.3.2 Magnetowiderstand und Hall-Effekt

(Ga,Mn)As weist im gesamten Temperaturbereich (0-300 K) einen ausgeprägten negativen Magnetowiderstand auf, der bei T_C ein Maximum aufweist (s. Abb. 2.7). In diesem Bereich wird diese Abnahme des Widerstands mit dem äußeren Magnetfeld auf die Reduzierung der Spinunordnungsstreuung durch die Ausrichtung der Spins im Magnetfeld zurückgeführt [63]. Im Rahmen einer neuen Theorie [61] kann dieses Verhalten und auch der Temperaturverlauf des Widerstands auf einen Effekt der starken Lokalisierung zurückgeführt werden. Demnach handelt es sich hierbei um das Resultat aus dem Zusammenspiel zwischen einem Lokalisierungsübergang, der durch die starke Unordnung des Systems induziert wird, und der Magnetisierung.

Der negative Magnetowiderstand bei tiefen Temperaturen ($T < 2$ K) wird außerdem in einem weiteren Ansatz auch mit dem Effekt der schwachen Lokalisierung erklärt [62]. In Abb. 2.8 b ist dieser Effekt im angegebenen Bereich nahezu temperaturunabhängig, was eine konstante Phasenkohärenzlänge bedeuten würde. Dies konnte jedoch qualitativ und quantitativ in dieser (s. Kapitel 5) und weiterführenden Arbeiten [38] widerlegt werden.

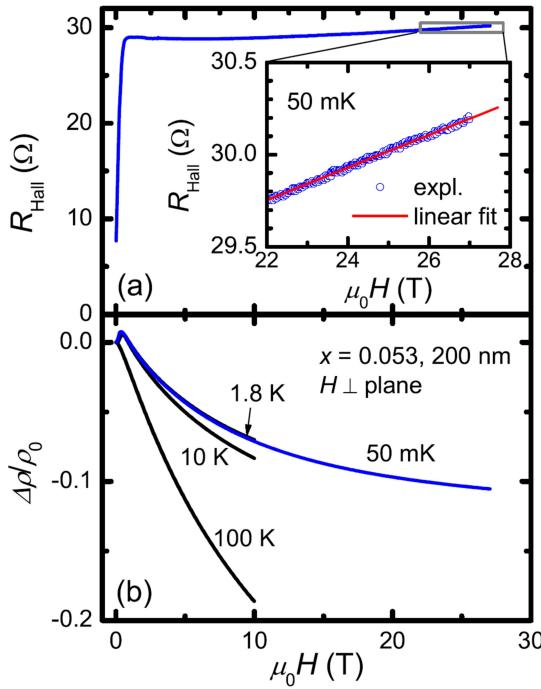
In der ferromagnetischen Phase, also bei Temperaturen unter T_C , steigt der Wi-

**Abbildung 2.7**

(a) Temperaturabhängigkeit des Hall- und des Schichtwiderstandes einer $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ Probe mit $T_C = 105$ K. (b) Sättigungsmagnetisierung $M_s \propto (R_{\text{Hall}}/R_{\text{sheet}})_s$ und Suszeptibilität $\chi \propto d(R_{\text{Hall}}/R_{\text{sheet}})/dB_{B=0}$ aus Transportmessungen (aus [59]).

derstand zunächst bis zur Sättigung der Magnetisierung in Richtung des angelegten Feldes, hier senkrecht zur Schichtebene, an (kleiner Anstieg um $B = 0$ in Abb. 2.8 b). Dieser Effekt tritt auch bei ferromagnetischen Metallen auf und wird als anisotroper Magnetowiderstand oder kurz AMR⁸ bezeichnet [64]. Dieser resultiert aus der Abhängigkeit des Widerstands vom Winkel zwischen Magnetisierung und Stromrichtung und ist eine Folge der Spin Bahn Wechselwirkung, die zu einem orbitalen Beitrag zum Spindrehmoment führt. Durch die Erhöhung des Magnetfeldes dreht sich die Magnetisierung aus einer leichten Richtung der Schichtebene in die senkrecht dazu liegende, parallel zum äußeren Feld. Die Spinorientierung, die durch ein Magnetfeld beeinflusst wird, hat somit eine Auswirkung auf die Or-

⁸anisotropic magneto resistance

**Abbildung 2.8**

Magnetotransporteigenschaften einer $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Hallbar der Dicke 200 nm bei 50 mK und hohen Magnetfeldern bis 27 T (aus [59]). (a) Der annähernd lineare Verlauf der Hallspannung im Bereich über 20 T kann dem gewöhnlichen Hall-Effekt zugeschrieben werden. (b) Schichtwiderstand für verschiedene Temperaturen.

bitalfunktion der Elektronen, bzw. Löcher. Diese Orbitalfunktionen sind für ein nichtverschwindendes Bahnmoment anisotrop, was sich in einer Anisotropie der Leitfähigkeit ausdrückt [65, 66].

Neben dem gewöhnlichen Hall-Effekt tritt in ferromagnetischen elektrisch leitenden Materialien auch der anomale Hall-Effekt in Erscheinung. Der gesamte Hall-Widerstand R_{Hall} einer magnetischen Schicht ergibt sich aus der Summe,

$$R_{Hall} = R_0 B/t + R_s M/t \quad (2.6)$$

mit der Hall-Konstante $R_0 = 1/pe$ des gewöhnlichen Hall-Effekts, der anomalen Hall-Konstante R_s , der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene M und der Schichtdicke t . R_s ist proportional zum Schichtwiderstand $R_s = c R_{sheet}^a$, wobei c eine temperaturunabhängige Konstante ist. Der Exponent a ist abhängig vom vorherrschenden Streumechanismus aufgrund der Spin-Bahn Kopplung. Für den sog. *skew scattering* Prozess ist $a = 1$ und für den *side jump* Prozess ist $a = 2$ [67, 68]. Ein weiterer Ansatz kann den AHE im Rahmen einer neuen von der Unordnung unabhängigen Theorie auf eine Berry Phase zurückführen [69], diese liefert ebenfalls einen Exponent $a = 2$. Wegen der hohen Loch Konzentration in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ dominiert der anomale Hall-Effekt auch bei hohen Temperaturen im Bereich der Zimmertemperatur und die Magnetisierung kann durch $M \approx (t/c)R_{Hall}/R_{sheet}^a$ genähert werden.

Für eine Abschätzung der Loch-Ladungsträgerdichte p kann die Steigung von

$R_{Hall}(B)$ bei sehr hohen Magnetfeldern und sehr tiefen Temperaturen der gewöhnlichen Hall-Konstante gleichgesetzt werden, da unter diesen Bedingungen sowohl M als auch R_{sheet} in Sättigung gehen [67]. Diese Methode ist aber sogar bei Feldstärken von über 20 T noch relativ ungenau, da selbst in diesem Bereich R_{sheet} noch nicht vollständig gesättigt ist (s. Abb. 2.8). Eine genaue Bestimmung von p ist erst möglich, wenn ein Fit verwendet wird, der alle Parameter berücksichtigt (s. Abschnitt 5.1.4).

3 Probenherstellung

Der Nachweis von Quanteninterferenzeffekten in (Ga,Mn)As ist nicht einfach, da in Ferromagneten effektive kohärenzzerstörende Mechanismen vorhanden sind, die im Vergleich zu unmagnetischen Metallen und Halbleitern zu einer wesentlich kleineren Phasenkohärenzlänge L_ϕ führen (s. Kapitel 1). Für das Auftreten von Quanteninterferenzeffekten sind Probenabmessungen erforderlich, die unterhalb von L_ϕ liegen, und selbst für Strukturen aus Au und Cu, die ein relativ großes L_ϕ von $\sim 1 \mu\text{m}$ besitzen, erfordert dies einen Aufwand. Die Einhaltung dieser Bedingung ist deshalb bei der Herstellung von ferromagnetischen Drähten eine noch größere Herausforderung und der Grund dafür, dass lange Zeit kein phasenkohärenter Transport an derartigen Strukturen gezeigt werden konnte. Vor kurzem wurde jedoch der erste Nachweis eines kohärenten Transports in Ferromagneten durch die Beobachtung des Aharonov-Bohm-Effekts in FeNi Ringen [70, 71], mit einer Phasenkohärenzlänge von ca. 500 nm bei 30 mK erbracht.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten Quanteninterferenzeffekte in (Ga,Mn)As mit einer Phasenkohärenzlänge $L_\phi \approx 100 \text{ nm}$ bei 15 mK nachgewiesen werden (s. Abschnitt 5.2). Um dies zu erreichen, müssen sowohl bei der Strukturierung als auch bei der Messung die Grenzen des derzeit technisch möglichen erreicht bzw. neu ausgelotet werden. Der hohen Anforderung wegen wird auf die Probenherstellung in diesem Kapitel näher eingegangen. Im nächsten Kapitel wird dann der besonderen Bedeutung der Messtechnik Rechnung getragen.

Die Strukturierung der Proben erfolgte in zwei Schritten. Aus der (Ga,Mn)As Schicht wurde mittels optischer Lithographie und Trockenätzprozessen eine Mesa¹ strukturiert. Diese definiert die Grundstruktur aus Zuleitungen und Kontakten. Die Kontakte wurden aus Gold mit einem Standard Lift-Off Verfahren auf die Mesa aufgebracht. Die Maske für die Ätzung der Nanostrukturen wurde in einem weiteren Schritt mit einem eigens entwickelten negativen ESL² Verfahren hergestellt.

Im Folgenden wird ein Überblick über die einzelnen Prozessschritte gegeben. Für das detaillierte Rezept soll an dieser Stelle auf Anhang A verwiesen werden. Eine umfassende Beschreibung der angewandten Technologien findet sich in [72, 73].

¹Als Mesa wird im Allgemeinen eine Erhebung mit ebener Oberfläche und steiler Flanke bezeichnet. Der Begriff leitet sich von Tafelbergen ab, die im Spanischen “Mesa” heißen.

²Elektronenstrahllithographie

Zur Vermeidung von Verunreinigungen durch Staubpartikel und aufgrund der Empfindlichkeit der Lackprozesse auf die Umgebungsbedingungen findet der gesamte Herstellungsprozess in einem Reinraum der Klasse 10000 ($T = 22^\circ$, rel. Feuchte 50 %) statt. Die optische Lithographie wird im Gelblicht-Bereich des Reinraums durchgeführt, da besonders der kurzwellige Anteil der Raumbeleuchtung oder des Tageslichts den Photolack vorbelichten würde.

3.1 Ausgangsmaterial

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Herstellung der Nanostrukturen zwei (Ga,Mn)As Schichten auf GaAs(001) mit einer Dicke von 50 nm und einer absoluten Mn Konzentration von $\sim 2\%$ verwendet. Die Schichten wurden mittels LT-MBE (s. 2.1) an der Universität Regensburg am Lehrstuhl Wegscheider von Matthias Reinwald hergestellt. Die Wachstumsbedingungen der beiden Wafer (w1): C040318A und (w2): C040316B waren nominell identisch. Zunächst wurden die GaAs Substrate für die (Ga,Mn)As Proben auf die gleiche Weise vorbereitet und in die Kammer geschleust, wie bei gewöhnlichen GaAs Proben. Um eine saubere Oberfläche für die Epitaxie zu erhalten wird die Oxidschicht bei ca. 600°C desorbiert, bis deutliche Gitterreflexe im RHEED³-Beugungsbild erkennbar sind. Zu Beginn der Abscheidung werden ca. 300 nm GaAs bei einer Temperatur von $\sim 580^\circ\text{C}$ aufgewachsen, um eventuelle Einflüsse der Substratoberfläche auf die Epi-Schicht auszuschließen. Üblicherweise folgt zur Anpassung auf die zum Wachstum von (Ga,Mn)As erforderlichen tieferen Temperaturen (LT-MBE) eine Pufferschicht von etwa 10-20 nm GaAs bei Wachstumstemperaturen von $\sim 270^\circ\text{C}$. Diese wird als LT-GaAs oder LT-Puffer bezeichnet. Bei den hier verwendeten Schichten wurde jedoch, um unterhalb der (Ga,Mn)As Schicht eine Heterostruktur zu simulieren, ohne LT-Puffer vor dem Abkühlen eine ca. 150 nm dicke (Al,Ga)As Schicht gewachsen. Diese hatte keinen Einfluss auf die ferromagnetischen Eigenschaften und diente als Test für den Einbau von (Ga,Mn)As in GaAs-Heterostrukturen. Nach einer Abkühlphase wurde direkt darauf die 50 nm dicke (Ga,Mn)As Schicht gewachsen. Die detaillierten Prozesse und Hintergründe sind in [74] zu finden. Die Bestimmung der elektrischen Parameter des verwendeten Materials wird in Kapitel 5 beschrieben. Die entsprechenden Resultate sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

³Reflection High Energy Electron Diffraction

3.2 optische Lithographie

Mit Hilfe der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden optischen Lithographie können Strukturen mit lateralen Abmessungen größer als $0,3\text{ }\mu\text{m}$ hergestellt werden. Die Wellenlänge des verwendeten Lichts ist hierbei aufgrund von Beugungseffekten der begrenzende Faktor für kleinere Abmessungen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit optischer Lithographie die Zuleitungen und die Kontaktflächen erzeugt, da diese keine besonderen Anforderungen an Form und Größe stellen.

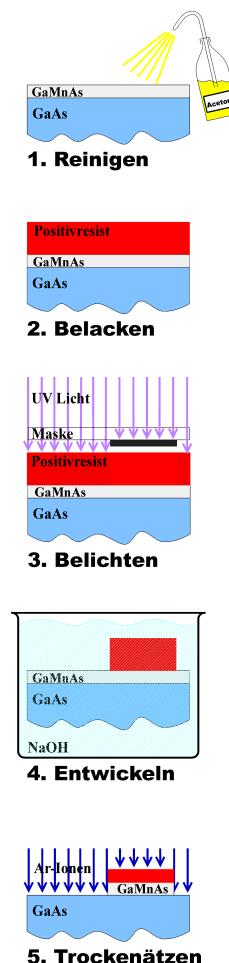
Bei diesem Prozess wird die zu strukturierende Probe mit einem Photolack überzogen, der durch eine Maske selektiv belichtet wird. Auf dieser befindet sich die gewünschte Struktur in Form von licht(un)durchlässigen Bereichen. Handelt es sich um einen Positivlack, löst sich dieser an den belichteten Stellen im Entwicklerbad ab, bei einem Negativlack an den unbelichteten. Die Maskenstruktur wird somit auf den Lack übertragen.

Die Grundstrukturierung soll nun kurz anhand nebenstehender Bildfolge (1-5) erläutert werden. Vor der Photolithographie wird die zum Schutz vor Oxidation und Verschmutzung belackte ($\text{Ga,Mn}\text{As}$ -Schicht mit einer Diamantspitze angeritzt und in $(5\times 5)\text{ mm}^2$ große Stücke gebrochen.

In einem Standardreinigungsverfahren wird die Probe mehrmals mit Aceton abgespritzt und in Iso-Propanol zwischengelagert.

Anschließend wird die Probe auf dem Drehteller einer Lackschleuder mittels Unterdruck fixiert und mit Stickstoff trocken geblasen. Danach wird Positiv-Photolack (Shipley Microposit 1805) auf die Probe getropft, bis sie vollständig bedeckt ist. Durch die Rotation des Tellers bei einer hohen Drehzahl verteilt sich der Lack gleichmäßig auf der Probe, die anschließend auf einer Heizplatte getrocknet wird. Die Schichtdicke des Lacks beträgt danach etwa 550 nm.

Die Belichtung erfolgt mit dem Mask-Aligner MJB 3 der Karl Süss GmbH. Hierbei wird eine Quarzmaske über die Probe positioniert. Diese ist an den Stellen mit Chrom beschichtet, an denen der darunter liegende Lack bestehen bleiben soll, also nicht belichtet wird.



Das UV-Licht verändert die chemische Zusammensetzung des Lacks⁴ so, dass dieser im Entwickler⁵ löslich wird. Dieser Prozess wird in Reinstwasser gestoppt und die Probe daraufhin getrocknet. Abbildung 3.1 zeigt die von der Chrommaske auf den Lack übertragene Struktur.

Die verwendete Maske wurde für die Mesa-Strukturierung von "Multihallbars" entworfen (siehe [75]), und war auch für diese Arbeit gut geeignet, da mit ihr die Zuleitungen und die Platzierung der Nanostrukturen sehr flexibel gestaltet werden konnten.

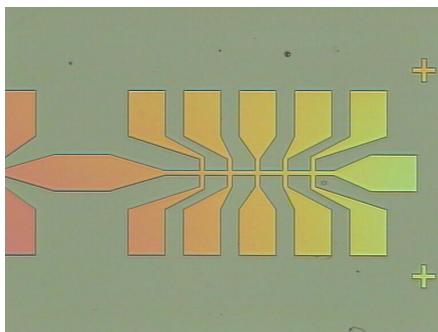


Abbildung 3.1
Lackmaske für die Grundstruktur
nach dem 1. Entwicklungsschritt

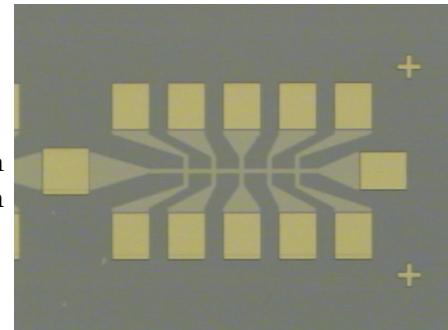


Abbildung 3.2
Hallbar-Struktur nach dem
Trockenätzen mit aufgedamften
Kontaktpads aus Gold

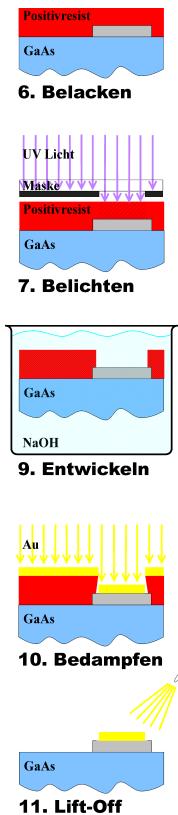
Die Lackmaske kann nun durch verschiedene Ätzmethoden (nass- oder trocken-chemisch) auf die (Ga,Mn)As-Schicht übertragen werden. Das Ätzverfahren muss nur eine ausreichende Selektivität zwischen (Ga,Mn)As und Photolack sicherstellen, so dass nach dem vollständigen Durchätzen der (Ga,Mn)As-Schicht außerhalb der Hallbar-Lackmaske noch Photolack auf der Hallbar bestehen bleibt.

Alternativ kann auch ein rein physikalischer Prozess verwendet werden. Durch Beschießen der Probenoberfläche, z. B. mit Argonionen, wird der Lack und die dünne (Ga,Mn)As-Schicht abgetragen, wobei auch hier die unterschiedlichen Ätzraten zu berücksichtigen sind. Da jedoch der Lack im konkreten Fall viel dicker ist, kann die (Ga,Mn)As-Schicht in den Öffnungen der Lackmaske entfernt werden, ohne die (Ga,Mn)As-Schicht unterhalb der mit Lack geschützten Stelle anzugreifen. Die einzelnen Methoden bewirken durch ihre unterschiedlichen Wirkungsweisen verschiedene Ätzprofile und teilweise starke Unterätzungen an den Flanken der Struktur, was hier bei der Herstellung der Grundstruktur jedoch noch keine

⁴Es entsteht Carboxylsäure, die mit Natronlauge ein wasserlösliches Salz bildet.

⁵Mischung aus Reinstwasser und Shipley Microposit Developer (im Wesentlichen NaOH) im Verhältnis 4:1

Rolle spielt, da diese nur der elektrischen Anbindung dient. Da aber die nachfolgend hergestellten Nanostrukturen eine mit ihrer Breite vergleichbare Höhe aufweisen (großes Aspektverhältnis), sind dort die Form und die Gleichmäßigkeit der Ätzflanken von entscheidender Bedeutung und es wurden deshalb optimierte chemische Trockenätzverfahren verwendet, die im nächsten Abschnitt zur Nanostrukturierung näher erläutert werden.



Aus Gründen einer besseren Statistik zur Bestimmung der Ätzparameter und Raten wurden auch die Hallbars mit diesen Verfahren definiert. Die Hallbars aus Material (w1): C040318A wurden mit RIE⁶ strukturiert (Rezept: 20 sccm SiCl₄, 50 mTorr, 75 W, 60 s), wodurch eine Ätztiefe von ca. 300 nm erreicht wurde. Die Hallbars aus Material (w2): C040316B hingegen wurden mit CAIBE⁷ strukturiert (Rezept: Nr. 8 (10% Ar, 9% Cl) 40 s) was einer Ätztiefe von ca. 80 nm entspricht. Die Ätztiefe wurde nach dem Entfernen des Photolacks auf der Hallbar durch eine Standardreinigung, mit Hilfe eines Stufenhöhenmessgerätes von Typ Dektak³, mit einer Genauigkeit von ca. 5 nm bestimmt.

Um die Probe nach der vollständigen Strukturierung kontaktieren zu können, muss auf die ausgelagerten großen Randflächen noch eine Schicht Kontaktmetall aufgebracht werden (Bildfolge 6-11). Da mit einem Golddraht gebondet wird, verwendet man üblicherweise für die Kontaktspuren ebenfalls Gold.

Zu Beginn dieser Prozessfolge wird nach einem Reinigungsschritt wieder eine Photolackschicht aufgebracht und auf der Heizplatte getrocknet. Es kommen dieselbe Lack und Entwickler wie zuvor zum Einsatz.

Mit einer weiteren Maske werden nur die Kontaktstellen belichtet. Diesmal etwas länger, um auch eine Belichtung etwas unter den abgedeckten Maskenbereichen zu erzielen, mit einem leichten divergenten Profil des Photolacks nach der anschließenden Entwicklung. Dieser sog. "Undercut" sorgt dafür, dass das im "Loch" kondensierte Material die Flanken des umliegenden Lacks nicht berührt. Diese Methode führt zwar zu einer Verbreiterung bzw. Abrundung der Padstrukturen und der folgende Lift-Off muss evtl. mit Unterstützung von Ultraschall erfolgen. Für die Funktion ist dies aber unwesentlich und erspart die sonst übliche Realisierung des Undercuts durch Härtung der Oberfläche mit Chlorbenzol.

In einer Aufdampfanlage (UNIVEX 450 von Leybold) wird das Kontaktmetall im Hochvakuum ($\simeq 5 \cdot 10^{-6}$ mbar) aufgebracht. Als Haftvermittler diente bisher üblicherweise eine dünne Gold-Beryllium Schicht, die vor dem Gold aufgedampft

⁶Reactive Ion Etching

⁷Chemically Assisted Ion Beam Etching

wurde. Mit dieser Methode konnten aber nicht zuverlässig niederohmige Kontakte hergestellt werden. Zudem gab es häufig Haftungsprobleme der Pads auf dem (Ga,Mn)As, die sich beim Bonden durch ein Ablösen der Pads bemerkbar machten. Eine *in situ*⁸ Entfernung von Verunreinigungen und der natürlichen Oxid-Schicht auf dem (Ga,Mn)As brachte eine entscheidende Verbesserung der Kontaktqualität. Dies wurde durch den Beschuss von Ar-Ionen einer Sputter-Quelle, die im Reverse⁹ Modus betrieben wurde, erzielt. Hierzu wurde eine Spannung von 2 kV eingestellt und mit Hilfe des Ar Flusses ein Strom von 20 mA manuell eingeregelt. Bei einer ermittelten Abtragsrate von 1-2 nm/min konnten in einem Zeitstaffelversuch gute Kontakte ab einer Ätzzeit von 3 min hergestellt werden, so dass daraufhin die Ätzzeit für den Zielprozess auf 5 min festgesetzt wurde.

Nach der Reinigung werden 150-200 nm Gold thermisch in widerstandsgeheizten Wolfram-Schiffchen verdampft. Das Metall lagert sich sowohl auf dem (Ga,Mn)As im Kontaktfenster als auch auf dem stehen gebliebenen Lack ab. Legt man die Probe nun in Aceton, löst sich der Lack und somit das darauf liegende Metall ab, wobei der Undercut diesen Prozess erleichtert, da dieser einen Kontakt zwischen dem Metall auf dem Lack und im freigelegten Fenster unterbindet. Ist der Lack angelöst, wird versucht mit einem Acetonstrahl aus einer Sprühflasche die überschüssige Metallschicht seitlich abzuspülen, was als Lift-Off bezeichnet wird. Bleiben noch Reste haften, oder auch zur deutlichen Beschleunigung des Vorgangs, kann mit einem kurzen Ultraschallbad nachgeholfen werden. Letzteres ist nur bei der Grundstrukturierung der Zuleitungen empfehlenswert, kleine Strukturen können dadurch beschädigt werden. Abbildung 3.2 zeigt die Hallbar-Struktur mit den aufgedampften Kontaktflächen aus Gold.

Die ferromagnetischen Nanostrukturen können nun mit der im nächsten Abschnitt beschriebenen ESL (**Elektronenstrahllithographie**) im Bereich der Kreuzungspunkte der Zuleitungen präpariert werden, um daran Vierpunktmessungen durchzuführen. Da für jede Struktur vier Anschlüsse notwendig sind, können drei unabhängige Nanostrukturen auf einer Multihallbar platziert werden.

3.3 Elektronenstrahllithographie

Um Strukturen mit Abmessungen deutlich unter 300 nm prozessieren zu können reicht die gewöhnliche Photolithographie nicht mehr aus. Eine nahe liegende Lösung wäre die optische Lithographie unter Verwendung von elektromagneti-

⁸(lat. für “an Ort und Stelle”) Eine *in situ* Probenpräparation bezeichnet eine Abfolge von Bearbeitungsschritten einer Probe, ohne das Vakuum zu verlassen.

⁹Die angelegte Spannung wird umgepolt, so dass die Ionen nicht auf das Target der Quelle, sondern davon weg, z. B. auf eine gegenüberliegende Probe, beschleunigt werden.

scher Strahlung kürzerer Wellenlänge, wie der Röntgenstrahlung, zu betreiben. Diese weist aber eine völlig andere Wechselwirkung mit Materie auf. Es gibt keine entsprechenden Spiegel oder Linsen aus Glas für die abbildende Optik, so dass die lichtoptischen Prinzipien keine direkte Übertragung finden.

Eine Alternative ist die Elektronenstrahllithographie. Hier dient ein Elektronenstrahl, der mit Hilfe von magnetischen und elektrischen Feldern fokussiert und positioniert wird, zur Belichtung eines elektronenstrahlempfindlichen Resists. Der Vorteil dieser Methode liegt neben den kleineren erreichbaren Abmessungen in der Flexibilität der Strukturen, da der Schreibprozess über eine Datei gesteuert wird, die an jedem Rechner mit der entsprechenden Software in kurzer Zeit verändert werden kann. Es entfällt also eine langwierige Maskenherstellung, wie sie für die optische Lithographie notwendig ist. Grundsätzlich könnte auch die Grundstrukturierung mit Hilfe der ESL erfolgen, aber hier kommt der entscheidende Nachteil der ESL zum Tragen, nämlich eine von der Fläche abhängige Belichtungsdauer, die nur für kleine Flächen akzeptabel ist. Dies ist eine Folge des punktweisen Schreibvorgangs.

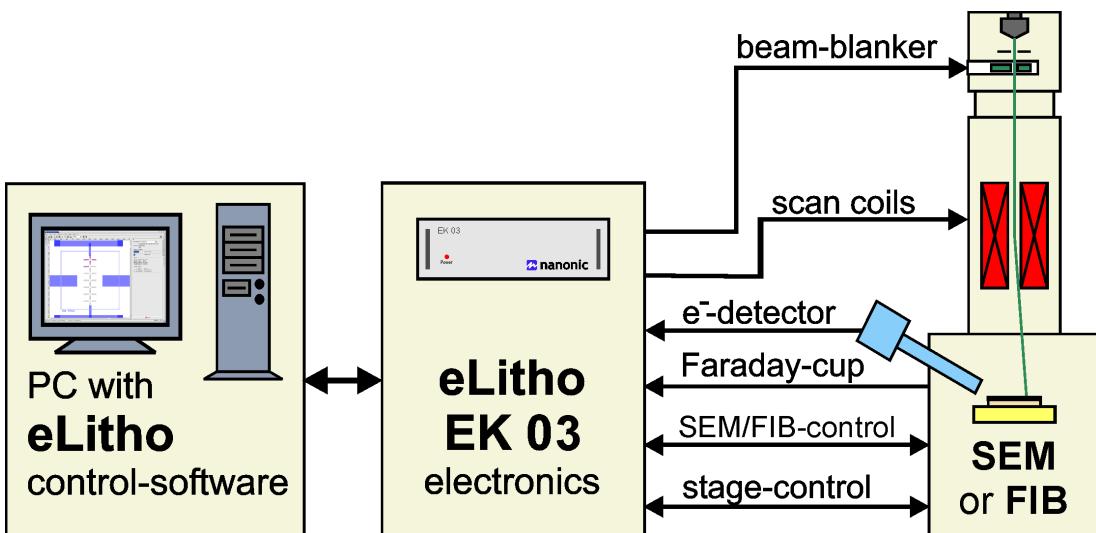


Abbildung 3.3

REM mit Erweiterungen für die ESL. Steuerungselektronik EK 03 und Kontroll-Software eLitho der Firma nanonic GmbH (aus [76]).

Die verwendete Anlage besteht aus einem handelsüblichen REM (**Rasterelektronenmikroskop**) vom Typ Leo Supra 35 gekoppelt mit einem ESL-System vom Typ eLitho der nanonic GmbH (s. Abb. 3.3 u. 3.4). Die Steuerung für die ESL und die digitale Bildaufnahme wurden von Josef Biberger, Ralph Pulwey und Jörg Raabe (ausführliche Beschreibung in [77, 78]) am Lehrstuhl im Rahmen einer Spin-Off Unternehmensgründung [76] entwickelt und betreut.

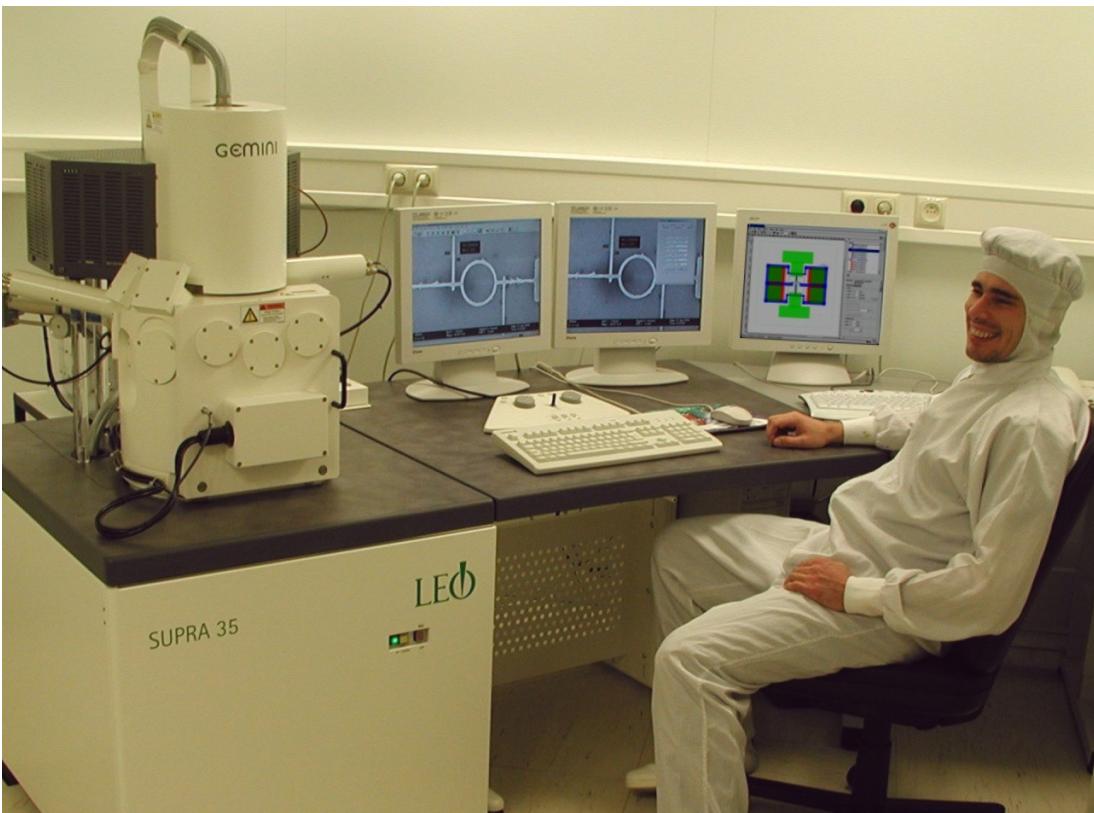


Abbildung 3.4

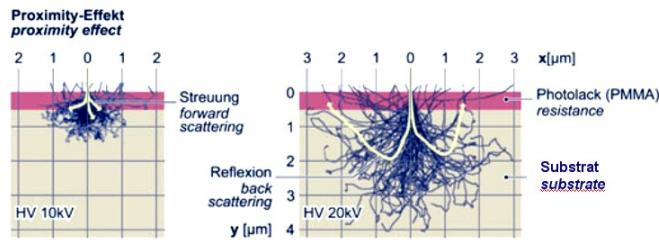
REM Leo Supra 35 und ESL System eLitho im Betrieb im Reinraum. Die beiden linken Bildschirme dienen der REM-Bildaufnahme und Steuerung bzw. Überwachung der REM-Funktionen. Der rechte Bildschirm zeigt die Oberfläche des eLitho Systems zur Steuerung bzw. Überwachung der ESL-Funktionen.

Die Beschleunigungsspannung wurde für alle Strukturen auf 25 kV festgelegt. Die daraus resultierende Wellenlänge der Elektronen beträgt $\lambda \approx 0,01 \text{ nm}$. Die Auflösung der ESL ist aber primär nicht durch Beugungseffekte begrenzt, sondern sowohl durch die endliche Ausdehnung und Bandbreite der Elektronenquelle als auch durch die Genauigkeit der Strahlführung. Der Durchmesser des Elektronenstrahls wird daher maßgeblich durch den Durchmesser der Objektivblende bestimmt, der hier auf den kleinstmöglichen Wert von $7 \mu\text{m}$ eingestellt wurde. Daraus resultiert ein kleinstmöglicher Strahldurchmesser von etwa 1 nm mit einem Strahlstrom von ca. 20 pA. Eine weitere Verkleinerung der Blende bringt keine Verbesserung, da der Strahlstrom quadratisch mit dem Durchmesser abnimmt und Störungen wie thermischer und elektrischer Drift der Ablenleinheit aber auch die Einkopplung von Vibrationen und magnetischen Wechselfeldern die Position des Belichtungspunktes umso mehr “verschmieren”.

Der Wert für den Strahldurchmesser spiegelt jedoch nicht die realisierbaren Struk-

Abbildung 3.5

Monte Carlo Simulationen von gestreuten Elektronenbahnen in PMMA und dem darunter liegenden Silizium Substrat bei zwei unterschiedlichen Beschleunigungsspannungen (aus [79]).



turbreiten wider, da der Elektronenstrahl zum einen im Lack durch Kleinwinkel-Vorwärtsstreuung verbreitert wird und zum anderen durch Rückstreuung von Sekundärelektronen aus dem Substrat eine Belichtung der Umgebung bewirkt (Abb. 3.5). Die kleinsten Strukturbreiten die mit Hilfe der ESL realisiert werden können, sind daher nach unten auf etwa 10 nm begrenzt. Bei dicht zusammenliegenden Belichtungspunkten muss auch die relativ geringe Dosis der rückgestreuten niederenergetischen Elektronen der umliegenden Punkte als Beitrag zur Gesamtdosis berücksichtigt werden (Proximity-Effekt). Dieser Effekt führt daher bei nahe benachbarten Strukturen zu einer zusätzlichen Verbreiterung.

Als elektronenstrahlempfindlicher Resist wurde PMMA¹⁰ verwendet. Dieser besteht aus langketigen Molekülen, die durch die Elektronenstrahlung in kürzere Teilketten getrennt werden. In einem geeigneten Entwickler werden nur die kürzeren Moleküle gelöst. Die Empfindlichkeit des Lacks ist abhängig von der ursprünglichen Kettenlänge der Moleküle, die mit ihrem Molekulargewicht in [ku] angegeben wird. Je kleiner das Molekulargewicht, desto empfindlicher ist der Resist. PMMA dient also in dieser Form als Positiv-ESL-Resist, da der Lack an den vorher belichteten Stellen durch den Entwickler entfernt wird.

Die Struktur kann jetzt als Maske für einen Lift-OFF Prozess dienen, bei dem ein nachfolgend aufgebrachtes Material nur auf den freigelegten Flächen stehen bleibt, oder als Ätzmase, bei der z.B. eine bereits vorher abgeschiedene Schicht unter den freigelegten Flächen weggeätzt wird. Als Entwickler dient standardmäßig eine Mischung aus MIBK (Methylisobutylketon) und Isopropanol. Es stellte sich aber heraus, dass reines Isopropanol für die Herstellung kleinstter Lift-Off Strukturen besser geeignet ist. In Abbildung 3.6 ist ein Cu-Ring mit Linienbreiten von 10 nm dargestellt. Diese Struktur aus unmagnetischem Metall ist nicht unmittelbar relevant für die Messergebnisse dieser Arbeit, zeigt jedoch eindrucksvoll welches Potential in der verwendeten ESL Anlage in Verbindung mit der Lift-Off Technik steckt.

Da (Ga,Mn)As, um möglichst störstellenfrei und damit leitfähig zu sein, in einer MBE epitaktisch auf GaAs aufgewachsen werden muss, und PMMA bzw.

¹⁰Polymethylmethacrylat

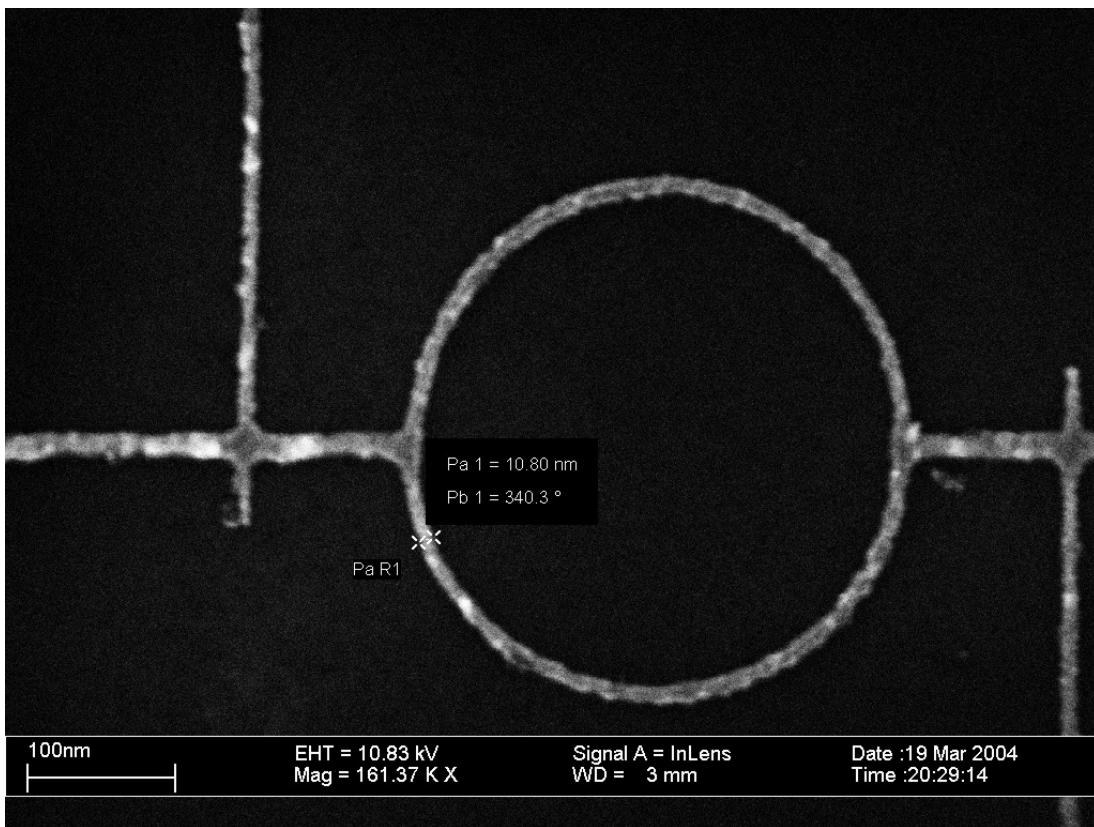
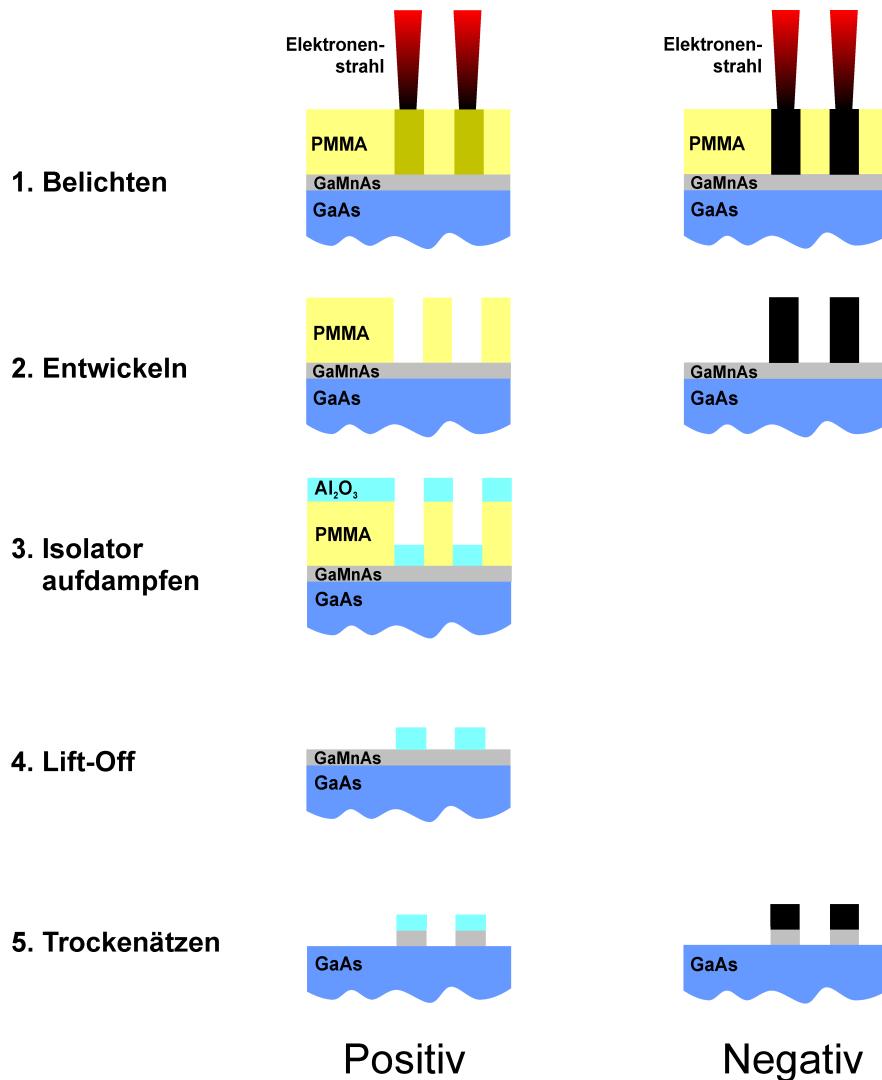


Abbildung 3.6

Kupfer Ring mit einer Linienbreite von 10 nm. Das Metall wurde auf die PMMA Maske aufgesputtert und die Struktur durch einen Lift-Off Prozess unter Ultraschall freigelegt.

alle organischen Lacke im Vakuum Lösungsmittalgase freisetzen, ist ein Lift-Off Prozess wie oben beschrieben für die direkte Herstellung von Nanostrukturen aus (Ga,Mn)As nicht möglich. Die Strukturen müssen daher nach dem Aufwachsen der (Ga,Mn)As Schicht mit Hilfe einer Ätzmaske und einem geeigneten Ätzprozess freigelegt werden.

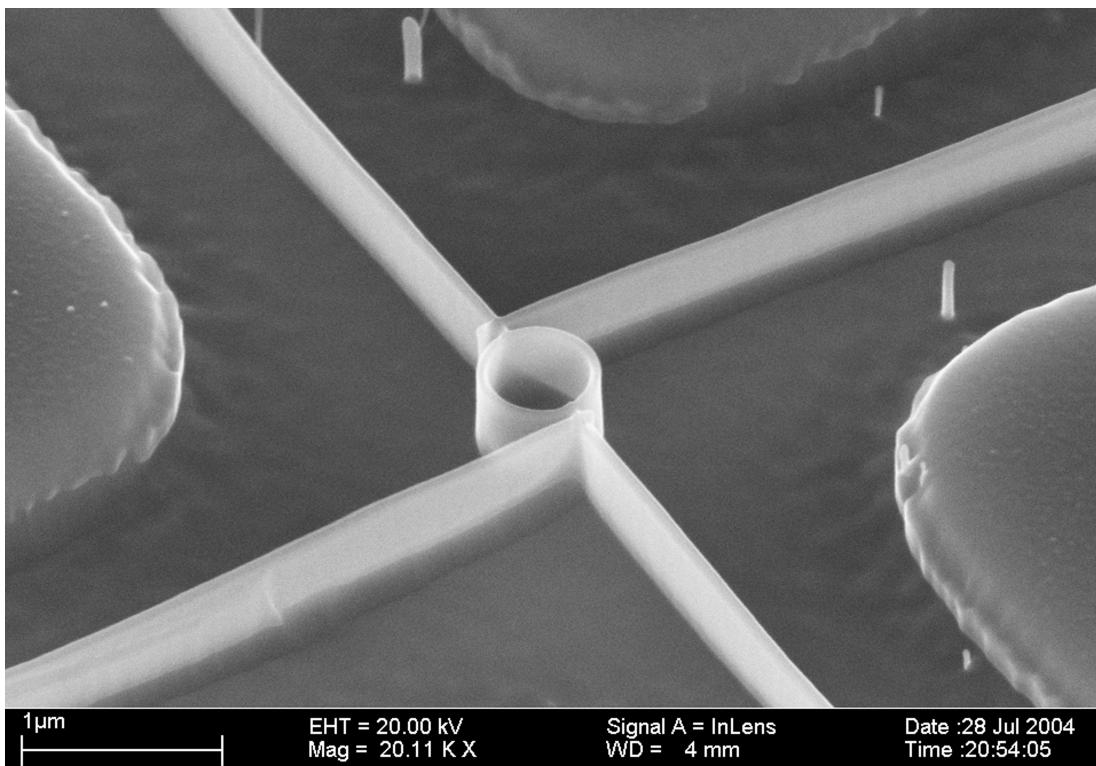
Für die Herstellung einer geeigneten Ätzmaske gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten, die in Abbildung 3.7 gegenübergestellt sind. In einem gewöhnlichen Positivprozess wird der Lack dort belichtet, wo später die (Ga,Mn)As Strukturen zum verbleiben sollen. Nach dem Entwickeln wird ein Isolator wie z. B. Al_2O_3 aufgedampft. Nach dem anschließenden Lift-Off erhält man die gewünschte Ätzmaske, auch als Hartmaske bezeichnet, da diese meist aus einem im Vergleich zu Lackmasken sehr ätzresistenten Material besteht. Dies ist auch der Hauptvorteil einer Hartmaske gegenüber einer Lackmaske. Es gibt aber auch einige Nachteile, wie einen zusätzlichen Aufdampf- und Lift-Off-Schritt, der zusätzlichen Zeitaufwand und Fehlerquellen beinhaltet. Zudem ist es mit diesem Verfahren schwierig senkrechte Ätzflanken zu erzeugen, weshalb auf die Herstellung von Lackmasken über-

**Abbildung 3.7**

Gegenüberstellung von Positiv- und Negativprozess zur Herstellung von Nanostrukturen aus einer zuvor abgeschiedenen (Ga,Mn)As Schicht.

gegangen wurde. Die Verwendung eines Positivprozesses ist zwar grundsätzlich möglich¹¹, aber für äußerst dünne Strukturen nicht praktikabel, da eine unvermeidliche thermische oder elektrostatische Drift während des Schreibvorgangs, die im Bereich der Strukturbreite liegen kann, zu Unterbrechungen der Linien führt.

¹¹alle Bereiche außerhalb der Linien müssten belichtet werden

**Abbildung 3.8**

Diese Ringstruktur aus (Ga,Mn)As wurde durch ESL (Negativprozess, crosslinked PMMA) definiert und mit RIE in das ferromagnetische Halbleitermaterial übertragen. Der Ringdurchmesser beträgt 500 nm bei einer Strukturbreite von ca. 30 nm, die sich gleichmäßig vom etwa 100 nm hohen Lack in das 400 nm hohe (Ga,Mn)As/GaAs fortsetzt.

Um dieses Problem zu umgehen, kann PMMA als Negativ-ESL-Resist verwendet werden. Eine Elektronendosis, die um etwa das 20-fache höher ist als beim Positivprozess, bewirkt eine Vernetzung der zuvor aufgebrochenen Molekülketten (cross-linking [80]). Dieser Prozess scheint thermisch aktiviert zu sein, da nicht allein die Dosis, sondern insbesondere auch der Strahlstrom entscheidend für Strukturbreite ist. Außerdem ergibt ein zweimaliges Übereinanderschreiben von Linien im Gegensatz zu einer Linie mit doppelter Dosis keine wesentlich breitere Linie als eine einzelne. Daher gibt es hier keinen Proximity-Effekt durch benachbarte Strukturen, wie beim Positivprozess, was einen entscheidenden Vorteil für die Herstellung kleinster Strukturen darstellt.

Als Entwickler dienen Propanol oder sogar Aceton. Propanol löst nur die Bereiche in der direkten Umgebung der belichteten Linien, da diese durch gestreute Elektronen eine ausreichende Dosis entsprechend einem Positivprozess erhalten. Aceton löst zudem auch den unbelichteten PMMA. Aber keines der beiden

Lösungsmittel vermag die “fesgebackenen” Linien zu lösen. Da Aceton das stärkere Lösungsmittel ist, erzielt man damit die schmaleren Linien, erkauft sich dies aber mit einer höheren Randrauhigkeit. Die mit diesem Negativprozess erzeugten Linien aus PMMA dienen direkt als Ätzmaske.

Ein geeignetes Ätzverfahren für Strukturen mit einem großen Aspektverhältnis (Höhe/Breite) sollte möglichst senkrechte Flanken erzeugen, da bei Unterätzung die Struktur leicht umkippt, bzw. bei positiver Flanke die mittlere Gesamtbreite zu groß wird. Sowohl nasschemische (neg. Flanke durch Unterätzung), als auch physikalische Ätzprozesse (pos. Flanke durch Ionenstrahlätzzen) scheiden daher aus. Zielführend waren schließlich zwei trockenchemische Ätzverfahren in Form von reaktivem Plasma (RIE) bzw. chemisch unterstütztem Ionenstrahl (CAIBE). Die Rezepte sind identisch mit denen, die bereits für die Strukturierung der Hall-bars in Abschnitt 3.2 vorgestellt wurden. Das senkrechte Ätzprofil wird bei diesen

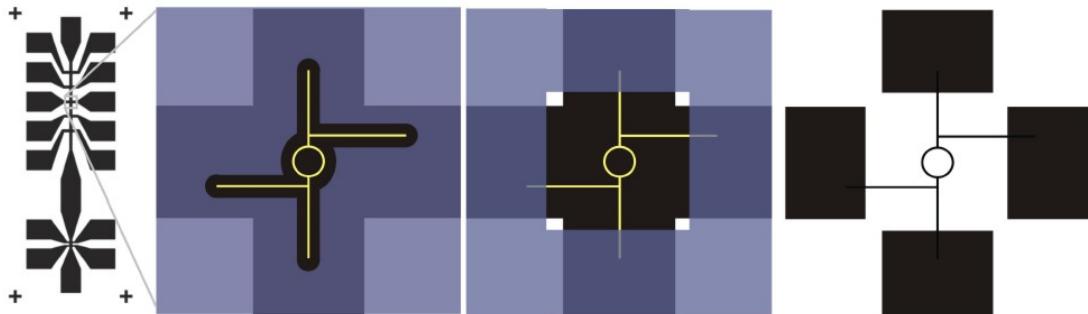


Abbildung 3.9

Herstellung der Nanostrukturen: In den Kreuzungsbereichen der Grundstruktur werden die Nanodrähte, hier Ringe, mit der Negativ-Technik in den PMMA (hellblau) festgebrannt und entwickelt. In einem zweiten Schritt wird nach erneutem Belacken das Ätzfenster mit dem Positiv Prozess erzeugt. Beim Trockenätzen wird schließlich die Struktur in die (Ga,Mn)As Schicht übertragen (aus [56]).

Prozessen dadurch erzeugt, dass sich an den Flanken ätzresistente Polymere aus den Reaktionsprodukten ablagern, die so als Passivierungsschicht dienen und ein weiteres seitliches Unterätzen verhindern. Mit dem daraufhin optimierten RIE Rezept konnten sogar Strukturen mit einem Aspektverhältnis über 20 realisiert werden, wie in Abbildung 3.8 gut zu erkennen ist. Ein Hauptnachteil des RIE-Ätzverfahrens war die stark schwankende Ätzrate für (Ga,Mn)As (20-450 nm/min), die sowohl von der Oberflächenbeschaffenheit als auch vom Basisdruck in der Anlage vor Ätzbeginn abhängig war. Dagegen lag die Rate der CAIBE reproduzierbar im Bereich 120-170 nm/min. Da die Flankensteilheit hier nur unwesentlich geringer war, und das Aspektverhältnis für die schmalsten Strukturen nur etwa 2 betrug, wurde für die in dieser Arbeit untersuchten Strukturen nur der CAIBE-Ätzprozess verwendet.

Der vollständige Prozessverlauf einer Nanostrukturierung mittels ESL, von der Hallbar bis zum fertigen und elektrisch angebundenen Draht bzw. Ring, ist in der Bildfolge 3.9 zu sehen. In einem ersten Negativ-ESL-Prozess wird in diesem Beispiel ein Ring mit seinen Zuleitungen geschrieben. Durch einen Entwicklungsschritt in Propanol wird nur der Lack in der näheren Umgebung um die festgebackenen Linien aufgelöst, da hier die Dosis zwar zu gering für ein Festbrennen, aber noch ausreichend für eine positive Belichtung ist. Für eine elektrisch funktionale Verbindung der Nanostruktur mit den Kontaktpads über die Hallbarstruktur muss über einen Positivprozess, nach einem erneuten Belacken der Probe, ein geeignetes Ätzfenster definiert werden. Nach dem Trockenätzen bekommt man schließlich ein Ergebnis wie es im rechten Bild aus Abb. 3.9 schematisch dargestellt ist.

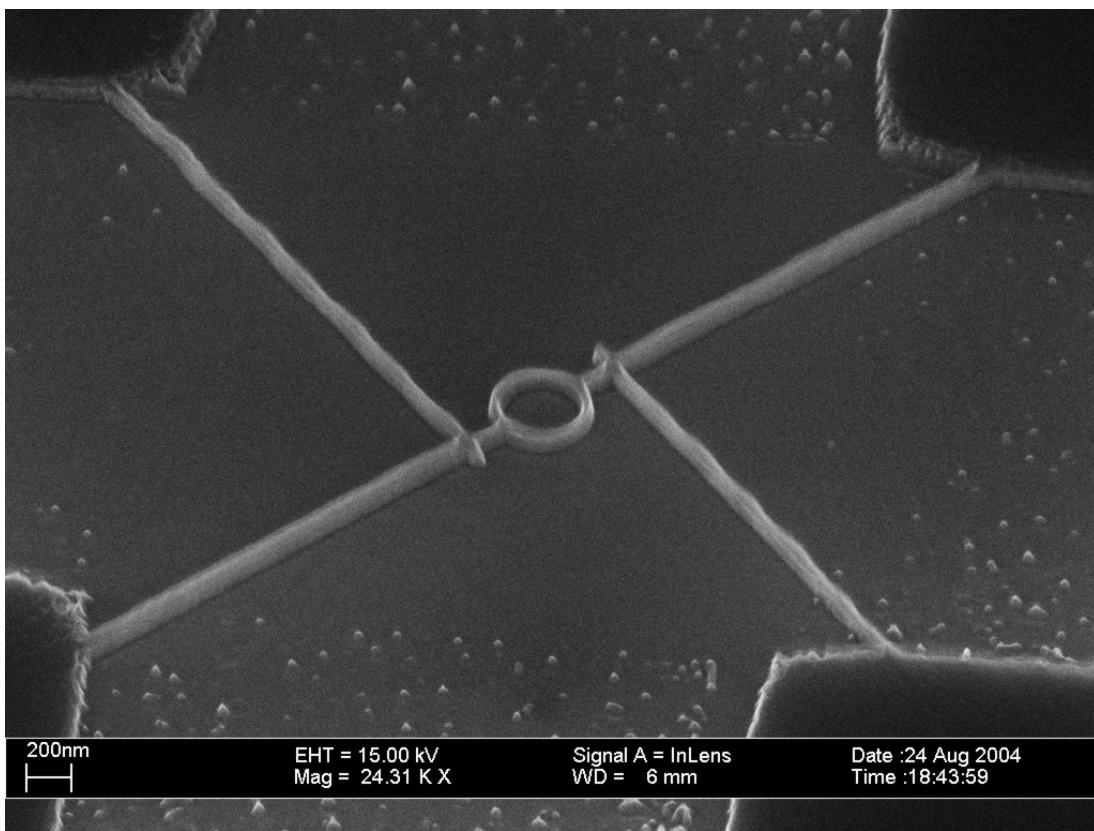


Abbildung 3.10

(Ga,Mn)As Ring mit einem Durchmesser von 400 nm und einer Strukturbreite von ca. 30 nm. Hergestellt mittels PMMA Negativprozess und CAIBE.

Ein REM Bild einer auf diese Weise hergestellten Nanostruktur ist in Abbildung 3.10 zu sehen. Es konnten mit dieser Methode Ringe mit einem Durchmesser von 100 nm und einer Strukturbreite von 10 nm hergestellt werden. Die Leistungsfähigkeit dieses Prozesses wird auch im Vergleich mit anderen Grup-

pen im Rahmen eines Wettbewerbs von Spiegel-online deutlich. Der eingereichte Beitrag (s. Abb. 3.11) ging zwar nicht als Sieger mit der kleinsten Gesamtgröße hervor, zieht man aber die Auflösung und Gleichmässigkeit der Linien in Betracht ist dieser konkurrenzlos [81].

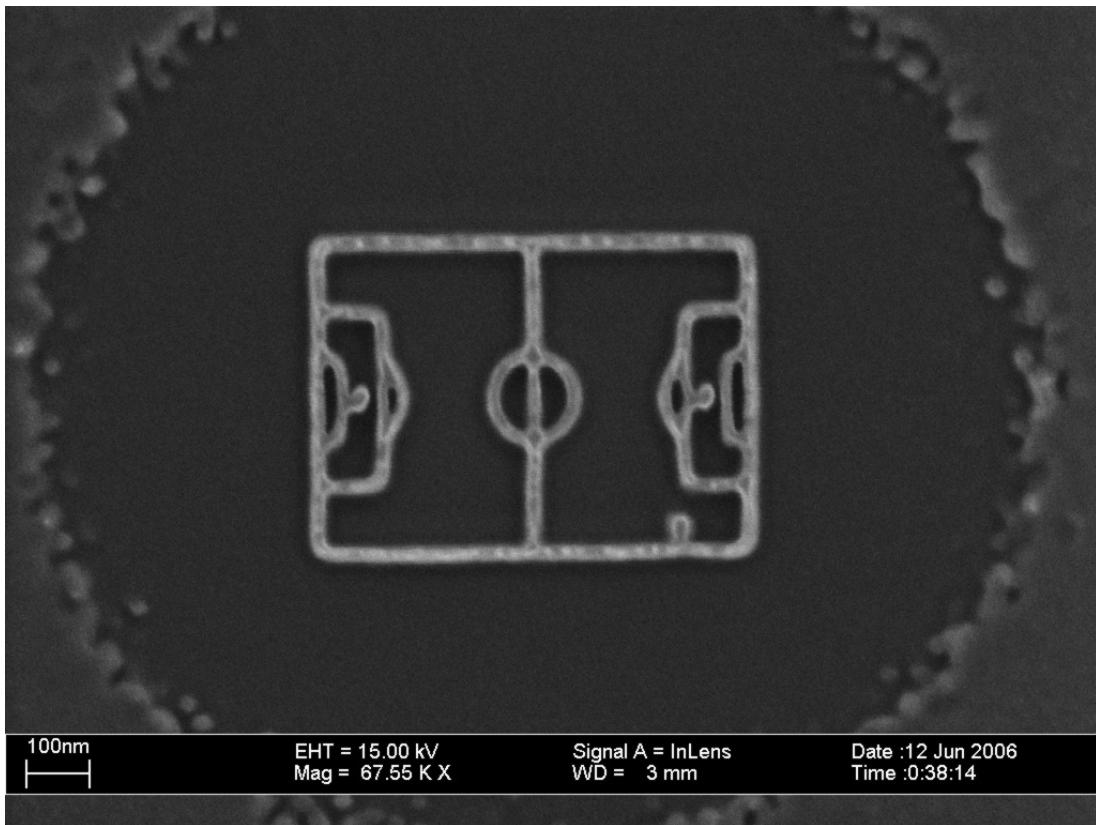


Abbildung 3.11

Struktur eines Fussballfeldes in (Ga,Mn)As, mit den Abmessungen 700 nm x 500 nm und einer Strukturbreite von nur 20 nm.

Auf einem (5×5) mm² großen Waferstück befinden sich 15 Hallbars mit je vier getrennt funktionsfähigen Draht- bzw. Ringstrukturen. Für die Verbindung mit einem Messsystem werden die Proben in einen Chipcarrier, der mit 20 Kontakten versehen ist, eingeklebt. Hierzu werden die einzelnen Hallbars zuvor mit Hilfe eines Diamant-Ritzers getrennt. Die Kontaktspuren der Hallbars werden dann mit einem Ultraschallbonder mit den Kontakten des Chipcarriers durch einen 25 μ m dicken Golddraht verbunden. Die Probe ist anschließend bereit für die Messung.

4 Messaufbau

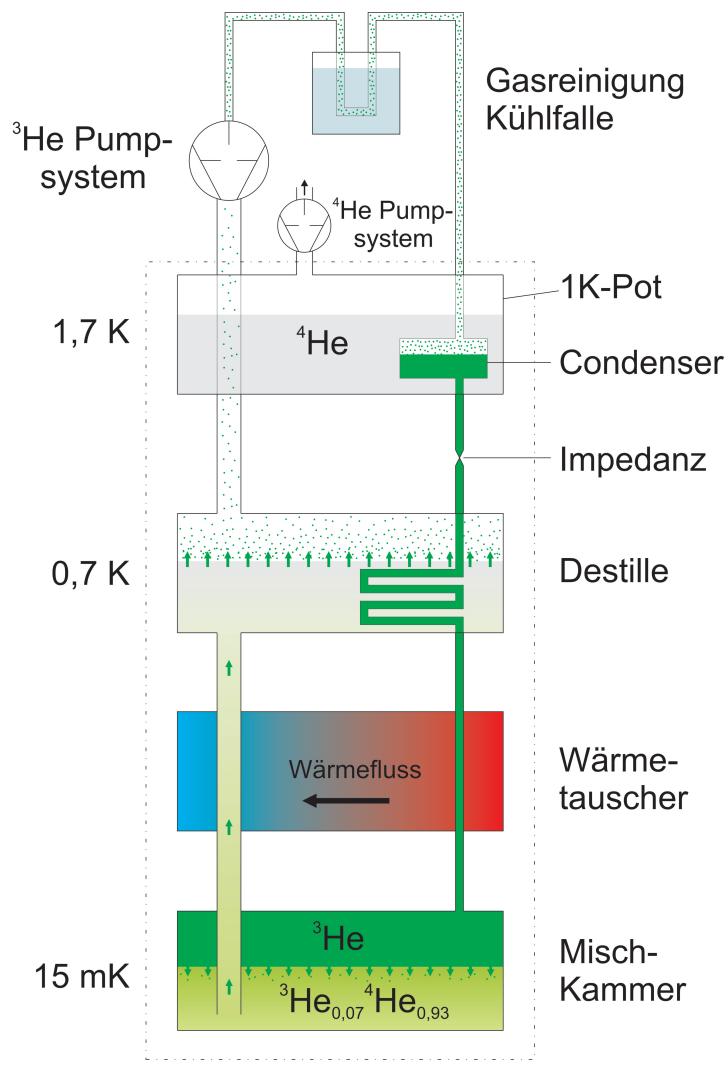
Noch immer ist die NASA nicht sicher, was den Fehler ausgelöst hatte. Möglicherweise waren Probleme mit der Erdung für die fehlerhafte Anzeige verantwortlich, zwei Sensoren wurden noch kurz vor Beginn des Countdowns neu verdrahtet. Beim zweiten Startversuch funktionierten die Fühler nach Angaben der NASA nun einwandfrei.

Quelle: Süddeutsche Zeitung Nr.171, Mittwoch, den 27. Juli 2005

Erdungs- bzw. Masseprobleme waren häufig auch die Ursache für fehlerhafte Anzeigen bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit, da die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten in Ferromagneten durch die wesentlich kleinere Kohärenzlänge eine besondere Herausforderung an die Sensitivität des Messaufbaus darstellt. Nicht selten brauchte es ganze Tage und Nächte, um unter dem Druck der endlichen Messzeit diese Probleme zu beheben. Die Optimierung des Messaufbaus war daher neben der bereits beschriebenen Probenherstellung im vorangegangenen Kapitel der zentrale Punkt für die erfolgreiche Beobachtung der Quanteninterferenzeffekte in (Ga,Mn)As. Dieser besonderen Bedeutung soll daher im Folgenden Rechnung getragen werden, wobei neben der bereits erwähnten optimierten Messelektronik auch die Bereitstellung von Temperaturen im mK-Bereich eine grundlegende Voraussetzung für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten in Ferromagneten darstellt.

4.1 Kryostatsystem

Die für Tieftemperatur-Transportmessungen üblicherweise verwendeten Kühlverfahren beruhen auf der Erniedrigung des Dampfdrucks über flüssigem Helium. Diese Verfahren stoßen aber im Kelvin Bereich an ihre Grenze. Unter Verwendung von ^4He liegt diese bei etwa 1,2 K und für ^3He bei 0,3 K. Diese Temperaturen sind für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten in unmagnetischen Metallen oder Halbleitern ausreichend, für den Nachweis dieser Effekte in ferromagnetischen Nanostrukturen sind sie aber deutlich zu hoch, da hier die Kohärenzlänge bei gleicher Temperatur wesentlich kürzer ist.

**Abbildung 4.1**

Schematischer Aufbau eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten. Im geschlossenen Kreislauf befindet sich ein Gemisch aus $^3\text{He}/^4\text{He}$, das unterhalb 0,87 K zwei getrennte flüssige Phasen in der Mischkammer bildet. Die leichtere obere Phase besteht aus konzentriertem ^3He (grün dargestellt), die untere aus ^4He mit einem geringen Anteil an ^3He (im Gleichgewicht ca. 7%). Durch das Verdampfen von ^3He in der Destille wird dort die Konzentration auf unter 1% erniedrigt. Es entsteht ein Konzentrationsgradient, der fortlaufend ^3He aus der Mischkammer und in weiterer Folge aus der konzentrierten Phase entzieht. Beim Übergang von ^3He über die Phasengrenze wird Wärmeenergie aufgenommen, so dass die konzentrierte Phase und somit die Mischkammer abköhlt. Das verdampfte ^3He Gas wird aus der Destille über ein Pumpensystem abgesaugt, danach gereinigt und nach Verflüssigung im Condenser dem Kreislauf wieder zugeführt. Über Wärmetauscher wird das flüssige ^3He vorgeköhlt, bevor es schließlich wieder in die Mischkammer fließt.

Für die benötigten tiefen Temperaturen wurde daher ein neu aufgebautes $^3\text{He}/^4\text{He}$ Mischungskryostatsystem vom Typ Kelvinox TLM der Firma Oxford Instruments GmbH verwendet. Bei diesem handelt es sich um ein Toploading-System mit einer Basistemperatur von 15 mK. Dieses System hat den entscheidenden Vorteil, dass die Probe über einen Probenstab direkt in die Mischkammer eingeföhrt werden kann, ohne das Kühlssystem erwärmen oder zerlegen zu müssen. Ein Probeneinbau und die nötige Abköhlung bis auf Basistemperatur nahmen weniger als einen halben Tag in Anspruch. Details zur prinzipiellen Funktionsweise eines Mischungskryostaten finden sich in [82] und speziell zum hier verwendeten System in [83]. Anhand der Grafik 4.1 soll an dieser Stelle nur kurz darauf eingegangen werden.

Die Module 1 K-Pot bis Mischkammer befinden sich in einem sog. Dewar, einem vakuumisierten Gefäß, das einen äußeren Kälteschild aus flüssigem Stickstoff und einen inneren aus flüssigem Helium enthält, welches zugleich auch als Vorrat für den 1 K-Pot dient. In den geschlossenen Kreislauf wird aus einem Vorratstank ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ ¹ Gasgemisch eingeleitet, welches im Condenser verflüssigt wird, da dieser sich in einem kleinen ^4He Kryostaten, dem 1 K-Pot, befindet. Dieser wird durch Abpumpen des flüssigen ^4He auf einer Temperatur von ca. 1,7 K gehalten. Diese Temperatur liegt unterhalb des Siedepunkts von ^4He und ^3He . Das flüssige $^3\text{He}/^4\text{He}$ Gemisch füllt schließlich die Mischkammer vollständig und die damit verbundene Destille nur zu einem Teil. Nach der vollständigen Verflüssigung des Gasgemischs wird der ^3He Kreislauf durch ein Pumpensystem in Gang gesetzt. In der Destille wird durch den höheren Dampfdruck ausschließlich ^3He verdampft und abgesaugt was eine Abkühlung der flüssigen Mischphase wie in einem konventionellen He Kryostaten bewirkt. Die Temperatur könnte daher abhängig vom Mischungsverhältnis nicht unter 300 mK sinken, wäre da nicht die besondere Eigenschaft von ^3He und ^4He , unter einer Temperatur von 0,87 K zwei getrennte Phasen zu bilden. Das leichtere konzentrierte ^3He oben und das schwerere ^4He unten, wobei sich eine Löslichkeit von ^3He in ^4He von knapp 7% einstellt. Verringert man aber die ^3He Konzentration weiterhin durch Verdampfen in der Destille, entsteht ein Konzentrationsgradient, der ^3He von der Mischkammer in die Destille diffundieren lässt und somit auch die Konzentration in der Mischkammer absenkt. Dies erzeugt einen osmotischen Druck, der ^3He von der konzentrierten Phase in die Mischphase zieht, um dort eine Konzentration von ca. 7% aufrecht zu erhalten. Für den Übergang von ^3He über die Phasengrenze ist Energie erforderlich, die in Form von Wärmeenergie aufgenommen wird. Diese Energieabgabe kühlt die konzentrierte Phase und somit die gesamte Mischkammer. Mit diesem Prinzip lassen sich minimale Temperaturen im einstelligen mK-Bereich erzielen. Das verwendete System erreichte wie bereits erwähnt eine Basistemperatur von ca. 15 mK.

Die Mischkammer ist von einem supraleitenden Magneten umgeben, der sich in dem flüssigen ^4He Reservoir befindet. Damit lassen sich am Probenort Magnetfelder bis zu 19 T erzeugen. Der für Magnetotransportmessungen bei tiefsten Temperaturen entscheidende Vorteil ist eine unwesentliche Erhöhung der Mischkammertemperatur während eines Magnetfeldsweeps mit einer zeitlich vertretbaren Rate von etwa 1 mT/s. In einem getesteten konventionellen Mischungskryostaten stieg hierbei die Temperatur auf ca. 100 mK, was eine Kombination von tiefsten Temperaturen und ein Durchfahren großer Magnetfeldbereiche in endlicher Zeit unmöglich werden lässt. Grund dafür ist die Erzeugung von Wärme durch magnetische Reibung paramagnetischer Momente in Kupfer beim Ummagnetisierungsprozess. In einem konventionellen Mischungskryostaten wird die Probe außerhalb der Mischkammer meist über Kupferleitungen/-bleche wegen der gu-

¹ ^3He ist grün gekennzeichnet, ^4He farblos bzw. grau.

ten Wärmeleitfähigkeit thermisch an die Mischkammer gekoppelt. Zudem sind die thermischen Ankopplungen der Messleitungen und elektromagnetische Abschirmungen häufig aus Kupfer. Im verwendeten Toploading-System ist der untere Teil des Probenstabes vollständig aus Kunststoff gefertigt und die Probe wird direkt in das flüssige Helium der Mischkammer eingetaucht.

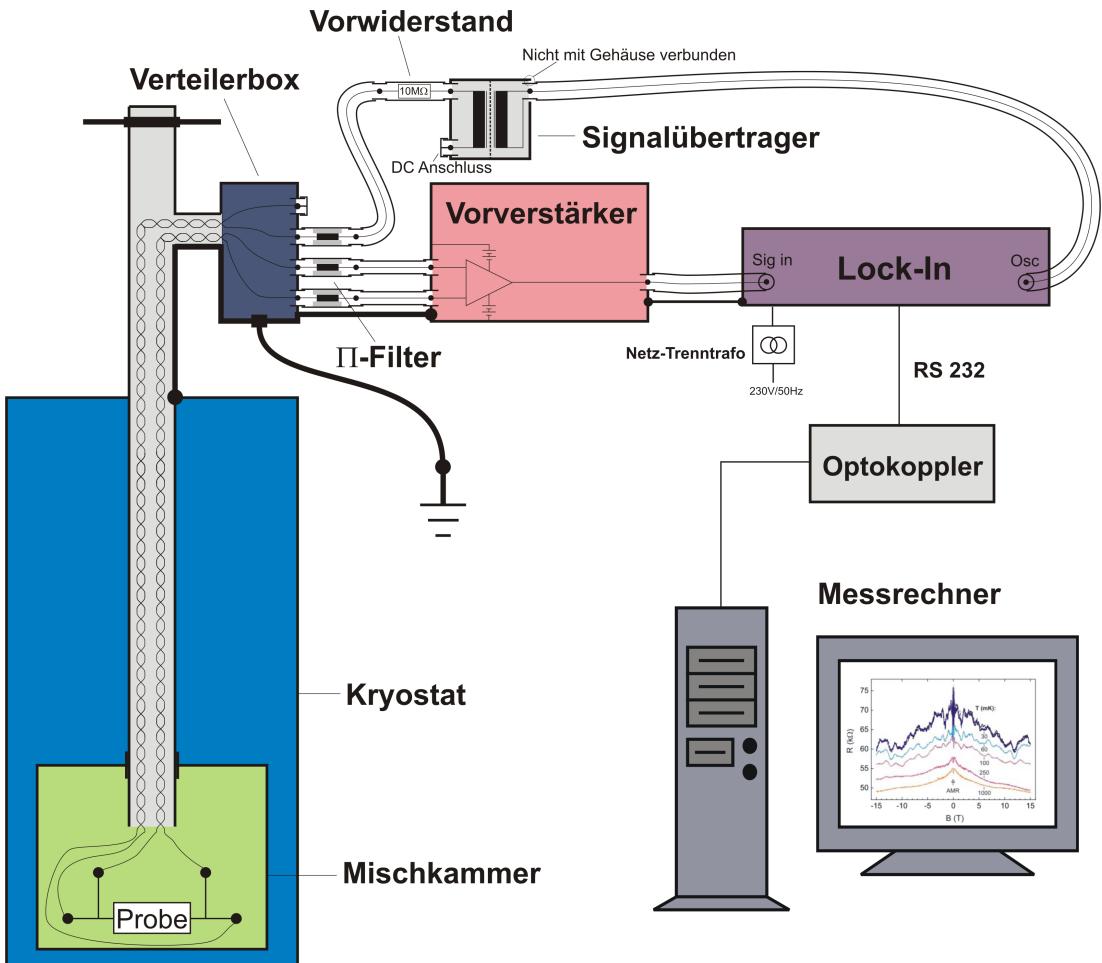
4.2 Messelektronik

Für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten in (Ga,Mn)As sind wie bereits diskutiert besonders kleine Probenabmessungen und äußerst tiefe Temperaturen notwendig. Aber wie bei der Probenherstellung war auch für die Probenkühlung gerade erst eine hochwertige Grundausstattung aufgebaut worden, bei der die physikalischen Grenzen bei weitem noch nicht ausgetestet bzw. ausgeschöpft wurden. Erste grundlegende Optimierungen des Messaufbaus für Quantenhaloeffektmessungen in zweidimensionalen Elektronengasen ergaben eine minimal erreichbare Elektronentemperatur von ca. 50 mK [83]. Um die tiefsten Temperaturen des Mischungskryostaten von 15 mK auf die Proben und somit auf die Messergebnisse übertragen zu können, bedarf es weiterer durchdachter Maßnahmen, die im Folgenden erläutert werden sollen.

Der gesamte Messaufbau ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Im Prinzip wird hiermit der magnetfeldabhängige Widerstand einer Probe bei tiefsten Temperaturen gemessen, indem der Probe ein konstanter Strom aufgeprägt und die über der Probe abfallende Spannung in Vierpunktanordnung gemessen wird. Der Vorteil der Vierpunktmeßung besteht darin, dass der Probenwiderstand unabhängig vom Widerstand der Zuleitungen gemessen werden kann, da die Spannungssonden stromlos sind. Der neben der Kühlung weitere notwendige apparative Aufwand dient im Wesentlichen dazu, die Probentemperatur bzw. insbesondere auch die der Elektronen auf die Basistemperatur der Mischkammer senken zu können.

Ein hierfür kritischer Parameter ist der Messstrom, da dieser zu einer Erwärmung der Elektronen in der Probe führt². Ein Temperaturausgleich mit dem Substrat über Phononen ist wegen der mit T^5 [84] für $T \rightarrow 0$ gegen Null konvergierenden Wärmeleitfähigkeit unbedeutend. Auch ein Ausgleich über das Lochgas mit den Reservoirs ist wegen der kleinen Ladungsträgerdichte und der niedrigen Temperatur vernachlässigbar. Es zeigte sich daher bei allen (Ga,Mn)As Proben, dass die effektive Elektronentemperatur zunimmt, wenn für die angelegte Spannung $eU > k_B T$ gilt, wobei T der Badtemperatur entspricht. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Dort sind die UCF (s. Abschnitt 1.2.2) eines (Ga,Mn)As Rings für unterschiedlich hohe Anregungsströme aufge-

²Die Heizleistung $P = U^2/R$, die in die Mischkammer eingebracht wird, spielt hier keine Rolle, da diese etwa um einen Faktor 10^{10} kleiner als die Kühlleistung ist.

**Abbildung 4.2**

Hochsensitiver Messaufbau für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten im Magnetotransport von ferromagnetischen Nanostrukturen. Die Probe wird in 4-Punkt Anordnung beschaltet. Als Stromquelle dient der Oszillatiorausgang des Lock-In Verstärkers in Kombination mit einem Trenntransformator/Signalübertrager und einem hochohmigen Widerstand ($10\text{ M}\Omega$). Alle belegten Eingänge der Verteilerbox sind zur Abschirmung von hochfrequenten Störungen mit π -Filtern versehen. Zur Vermeidung von Masseschleifen werden ausgehend von einer zentralen Erdungsschiene über die Verteilerbox der Kryostat und alle Gerätegehäuse ausschließlich über dicke Kupferkabel mit dieser Masse verbunden. Der Lock-In-Verstärker ist über einen Trenntrafo von der Netzerde galvanisch getrennt, die Datenleitung (RS 232) des Lock-In über einen Optokoppler vom Erdpotential des Messrechners.

tragen. Der dafür verwendete Messaufbau ist bereits, wie weiter unten beschrieben, vollständig optimiert. Sowohl der Widerstand als auch die Fluktuationsamplitude wachsen mit abnehmender Stromstärke bis zu einer Grenze bei 20 pA . Ein Strom von 10 pA bringt keine wesentliche Verstärkung der UCF. Bei weite-

rer Verringerung (wegen besserer Übersichtlichkeit nicht dargestellt) nimmt nur noch die Rauschamplitude zu. Die Abnahme der UCF und des mittleren Widerstands bei Strömen über 20 pA entspricht jedoch dem Temperaturverhalten der Probe (s. Abb. 5.5), was auf eine Erhöhung der effektiven Temperatur der Elektronen schließen lässt. Die für einen Strom von 20 pA mit eU/k_B ermittelte Elektronentemperatur ergibt 15 mK. Diese liegt im Bereich der Badtemperatur von 20 mK, die durch Thermalisierung der Elektronen in den Reservoirs eine Untergrenze für die Elektronentemperatur darstellt. Für ein optimales Signal-Rausch Verhältnis muss daher ein Strom eingestellt werden, für den gerade $eU = k_B T$ gilt. Dieser Strom variiert natürlich für unterschiedliche Probenwiderstände und Badtemperaturen. Daher wurde vor jeder Messung der minimale Strom für eine Badtemperatur von 10 mK wie oben beschrieben berechnet und auf eine glatte Zahl abgerundet. Genaue Untersuchungen hierzu, unter Verwendung des gleichen Messaufbaus, finden sich in [56].

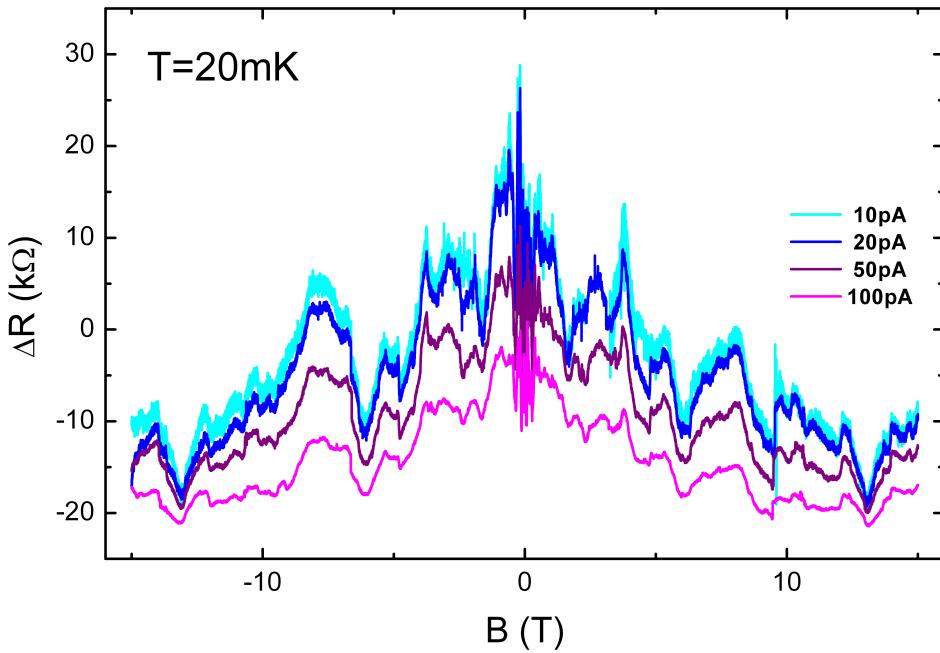


Abbildung 4.3

UCF im Magnetowiderstand eines (Ga,Mn)As Rings mit 400 nm Durchmesser. Amplitude der UCF und Mittelwert des Widerstands nehmen unter der Bedingung $eU > k_B T$ mit zunehmendem Strom ab, vergleichbar einer Temperaturerhöhung (s. Abb. 5.5).

Der Strom durch die Proben muss daher abhängig vom Widerstand auf 10-100 pA begrenzt werden, mit der Folge von sehr niedrigen Spannungen (ca. 1 μ V), die über der Probe abfallen. Diese Spannungen sind aber trotz aller Abschirmungsmaßnahmen (s.u.) viel kleiner als eingekoppelte Störsignale. Nur mit Hilfe

von Lock-In-Verstärkern können Messungen mit Signal-Rausch Verhältnissen, die deutlich unter eins liegen, durchgeführt werden, da diese eine stark frequenzselektive Verstärkung des Messsignals ermöglichen. Lock-In-Verstärker entsprechen in ihrer Wirkungsweise einer Kombination aus Vorverstärker und Bandpassfilter mit extrem engen Bandbreiten bzw. einer Güte bis zu 10^6 . Diese Werte sind mit einem klassischen Bandpass nicht erreichbar. Der Lock-In-Verstärker arbeitet daher nach dem Prinzip der phasenempfindlichen Verstärkung eines Wechselspannungssignals. Für eine methodische Erläuterung der Funktionsweise soll an dieser Stelle auf [85] verwiesen werden. Eine ausführliche und sehr übersichtliche Beschreibung gibt [86]. Im Messaufbau dieser Arbeit wurde ein digitaler Lock-In-Verstärker (EG&G Model 7265 DSP) verwendet. Dabei wird das Signal zuerst verstärkt, in einem $\pm 3\text{ V}$ 18-bit ADC (Analog Digital Converter) digitalisiert und in einem DSP (Digital Signal Processor) weiter verarbeitet. Nach der Digitalisierung gibt es keine Fehlerquellen mehr, was den Hauptvorteil eines digitalen Lock-Ins gegenüber einem analogen ausmacht. Eine Untergrenze für die minimal erreichbare Empfindlichkeit ist jedoch systematisch durch das Eingangsräuschen des Vorverstärkers am Lock-In-Eingang gegeben. Der Eingangswiderstand bzw. das Eingangsräuschen des verwendeten Lock-Ins beträgt für den bipolaren Eingang $10\text{ k}\Omega$ bzw. $2\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und beim FET-Eingang $10\text{ M}\Omega$ bzw. $5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ jeweils bei 1 kHz . Die Probenwiderstände liegen im Bereich $10\text{-}100\text{ k}\Omega$. Deshalb müsste der hochohmige FET-Eingang mit einem Eingangsräuschen von $5\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ verwendet werden. Deshalb wurde ein Differenzverstärker der Firma NF Corporation vom Typ LI-75A mit einer Spannungsverstärkung von 100 dem Lock-In vorgeschaltet. Er zeichnet sich durch ein äußerst geringes Eingangsräuschen von $1,2\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 kHz und einen hohen Eingangswiderstand von $100\text{ M}\Omega$ aus und erhöht somit die Empfindlichkeit der Spannungsmessung.

Diese Sensitivität kann aber nur erreicht werden, wenn das Messsignal im Bereich der gewählten Oszillatorkreisfrequenz frei von externen Störungen ist. Zudem darf der Störsignalpegel am Eingang des Lock-In nicht zu groß werden, da sonst die Auflösung des ADC durch eine geringere Verstärkung des Eingangssignals für das Nutzsignal zu klein wird, was zum sog. Digitalisierungsrauschen führt. Eine Einkopplung von Störsignalen muss daher weitestgehend vermieden werden. Dies geschieht vor allem durch eine saubere niederohmige Masseleitung zur Vermeidung von Induktionsspannungen infolge von Masseschleifen und einer sorgfältigen Schirmung der Messleitungen gegenüber einer Einstrahlung elektromagnetischer Wellen [87, 88]. Masseschleifen entstehen, wenn zwei Punkte eines geschlossenen Strom- bzw. Messkreises jeweils mit einem Massepunkt, z. B. der Netzerde, verbunden sind. Dadurch entsteht eine Schleife, die mehrere Quadratmeter an Fläche haben kann. Magnetische Wechselfelder, insbesondere hervorgerufen durch 50 Hz Netzströme, induzieren eine Spannung in der Schleife. Da der Messkreis einen Teil dieser Schleife darstellt, fällt auch hier ein Teil dieser Spannung ab, die schließlich der Probenspannung überlagert wird. Aus diesem Grund wird die Oszillatorkreis-

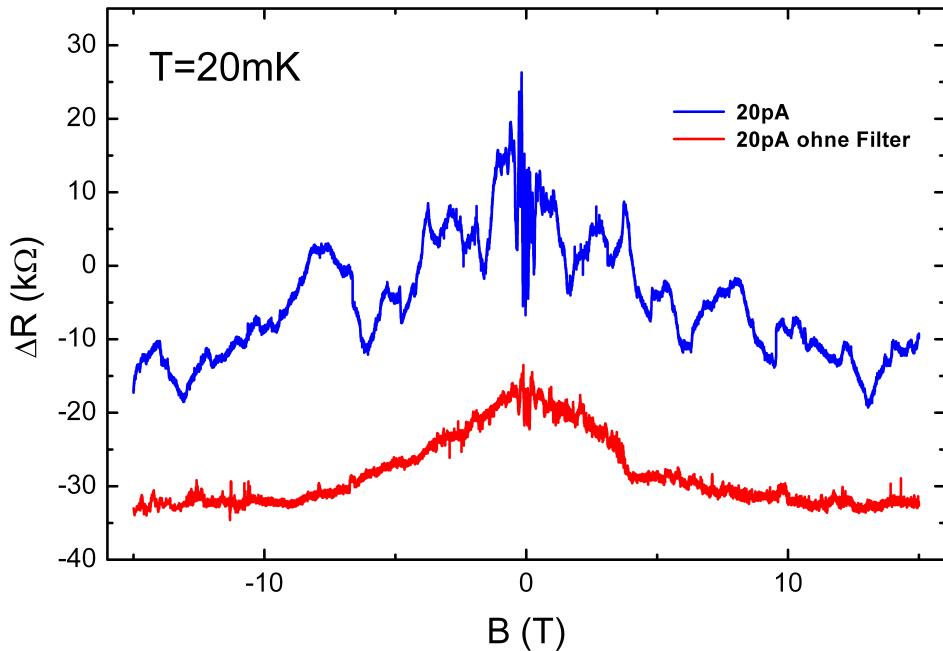
quenz des Lock-In nie in die Nähe der Netzfrequenz oder einem Vielfachen davon (Oberwellen) gelegt, da meist nicht alle Schleifen ohne großen Aufwand vermieden werden können. Auch die Fläche der Schleifen, die Strom- bzw. Messleitungen selbst bilden, müssen aus dem gleichen Grund klein gehalten oder durch Überkreuzung kompensiert werden. Daher sind die langen Leitungen im Probenstab paarweise verdrillt und es wurde je ein Paar für die Strom- bzw. Spannungsleitungen gewählt (s. Abb. 4.2). Zudem wurden die Signalwege, besonders im sensiblen Bereich bis zum Vorverstärker, so kurz wie möglich gehalten.

Masseschleifen werden meist über die mit der Gerätemasse verbundene Netzerde gebildet und können durch Netz-Trenntrafos unterbrochen werden. Zudem bilden die Abschirmungen der Stromzuführung und der Messsignalleitungen in der Regel eine Masseschleife. Daher wurde die Abschirmung der Zuleitung vom Oszillator des Lock-Ins am Gehäuse des Übertragers unterbrochen. Der Übertrager wurde verwendet, um dem Wechselstrom noch einen Gleichstrom überlagern zu können. Diese Funktionalität wurde erfolgreich getestet, aber erst in weiterführenden Arbeiten [56] genutzt.

Es gibt viele versteckte Möglichkeiten, mit der Teile des Messaufbaus an die Erde verbunden sein können, wie z. B. die Vakuumleitungen aus Metall. Diese verbinden die geerdeten Metallgehäuse der Vakuumpumpen mit dem Kryostatgehäuse, das wiederum mit der Erde des Netzteils für den Magneten verbunden ist. Unterbrochen wurde diese Schleife durch ein Rohrstück aus Kunststoff in jeder Vakuumleitung. Auch die Anschlüsse für die zahlreichen Temperatursensoren mussten entkoppelt werden. Die Verbindung der Massen von Lock-In und Messrechner konnte durch einen Optokoppler getrennt werden. Nach der Unterbrechung aller Erdverbindungen wurde ein dickes Kupferkabel von einer separaten Erdschiene mit der Verteilerbox verbunden und von dort ausgehend an alle Metallgehäuse des Messaufbaus einschließlich des Kryostaten verteilt.

Ein weiterer entscheidender Punkt ist die vollständige Abschirmung der Messleitungen gegen hochfrequente elektromagnetische Wellen. Diese haben weniger einen Einfluss auf die Sensitivität der Messung, da der Frequenzbereich des Oszillators ($< 1000 \text{ Hz}$) und damit des Messsignals der Probe meist weit genug davon entfernt liegt. Die Einkopplung von elektromagnetischen Wellen erzeugt jedoch Ströme im Messkreis und dadurch eine Erhöhung der Elektronentemperatur in der Probe und bewirkt somit eine Begrenzung der minimalen Temperatur für eine Messung. Eine ausreichende Abschirmung wird durch eine möglichst dichte, leitende Ummantelung der Messleitungen, der Messgeräte und der Probe realisiert. Als Faustregel für die Dichtigkeit gilt, dass eine Öffnung nicht größer sein darf als $\lambda/20$, um Störsignale der Wellenlänge λ abzuschirmen [88].

Die Probe und die Messleitungen im Probenstab sind durch den Kryostatmantel aus Metall und das Edelstahlrohr des Probenstabs ausreichend abgeschirmt. Direkt am Probenstabkopf wurde am Ausgangsstecker der Messleitungen mit ei-

**Abbildung 4.4**

Magnetotransportkurven eines (Ga,Mn)As Rings bei 20 mK. Einmal mit Filter (oben) und einmal ohne (unten). Ohne Filter verschwinden die UCF, was einer Elektronentemperatur von über 100 mK entspricht.

ner Überwurfverschraubung eine hochfrequenzdichte Verteilerbox aus Aluminium angeflanscht. Diese führte jede Messleitung auf SMA-Buchsen³ nach außen. Der Vorverstärker wurde damit über starre⁴, nur 20 cm lange, Koaxkabel verbunden. Der Vorverstärker wird durch ein Aluminiumgehäuse mit einer Wandstärke von 1 cm abgeschirmt. Um auch eine Einkopplung von Störungen über die Stromversorgung des Vorverstärkers zu vermeiden, wird dieser mit vier 12 V Akkus versorgt, die innerhalb des Gehäuses untergebracht sind. Das um den Faktor 100 verstärkte Signal wird dann über einfache Koaxkabel zum Lock-In weitergeleitet.

All diese Optimierungen waren aber nicht ausreichend, um die effektive Elektronentemperatur unter 100 mK zu bringen. Erst der Einbau von π -Filtern⁵ brachte den gewünschten Erfolg. Hierbei handelt es sich um einen LC-Tiefpass mit je einer Kapazität auf beiden Seiten der Induktivität. Diese Filter wurden in

³Verschraubte koaxial Verbindungen, die wesentlich dichter, leitfähiger und stabiler als BNC Verbindungen sind.

⁴Ein geschlossenes Kupferrohr als Außenleiter sorgt für eine bessere Abschirmung gegenüber elektromagnetischen Wellen.

⁵Typ Tusonix 4201-001, 5500 pF. Dämpfung 14 dB (10 MHz), 55 dB (100 MHz), 70 dB (1-10 GHz).

Kupfergehäuse eingebaut und an allen verwendeten Anschlüssen der Verteilerbox angebracht. Hiermit werden besonders hochfrequente Störsignale daran gehindert, in den Kryostaten und somit zur Probe zu gelangen. Wie effektiv diese Filter arbeiten, sieht man in Abbildung 4.4. Die den Kurven zugrunde liegenden Messungen wurden unter identischen Bedingungen bei einer Badtemperatur von 20 mK durchgeführt. Für die Aufnahme der untere Kurve wurden lediglich die π -Filter entfernt. Es sind hier keine deutlich ausgeprägten UCF erkennbar, was auf eine effektive Elektronentemperatur von mindestens 100 mK schließen lässt. Zudem ist auch ein etwas höheres Rauschniveau vorhanden.

Der Messaufbau war schließlich nach diesen Optimierungen ausreichend empfindlich und gegen Störungen abgeschirmt, so dass ohne Weiteres Elektronentemperaturen von 15 mK erreicht werden konnten und somit geeignet, Quanteninterferenzeffekte ohne Sättigung der Amplitude bis hinunter zur Basistemperatur des Kryostaten messen zu können.

5 Messergebnisse

Aristoteles beharrte darauf, dass Frauen weniger Zähne hätten als Männer. Obwohl er zweimal verheiratet war, kam er nie auf den Gedanken, seine Behauptung anhand einer Untersuchung der Münder seiner Frauen zu überprüfen.

(Bertrand Russel, Mathematiker und Philosoph, 1872-1970)

Bezüglich der Phasenkohärenz in (Ga,Mn)As, bzw. in Ferromagneten im Allgemeinen, gibt es noch einige ungeklärte Effekte und Annahmen bezüglich der Quantität und der Ursachen dieser Erscheinungen. Diese Annahmen sind bisweilen noch nicht oder nur unzureichend durch experimentelle Befunde untermauert worden. Nach einem kurzen Überblick über die Eigenschaften des verwendeten (Ga,Mn)As Materials werden im Folgenden die Ergebnisse zu den Untersuchungen der universellen Leitwertfluktuationen (UCF) (s. Abschnitt 1.2.2) in Draht- und Ringstrukturen dargestellt. Aus der Längen- und Temperaturabhängigkeit dieser Fluktuationen konnten neue Erkenntnisse über die Kohärenzlänge und die phasenkohärenzzerstörenden Prozesse für die Ladungsträger in (Ga,Mn)As erlangt werden [89].

5.1 Charakterisierung der verwendeten (Ga,Mn)As Schichten

Im Rahmen dieser Arbeit wurden für die Herstellung der Nanostrukturen zwei (Ga,Mn)As Schichten auf GaAs(001) mit einer Dicke von 50 nm und einer absoluten Mn Konzentration von $\sim 2\%$ verwendet. Die Wachstumsbedingungen der beiden Wafer (w1): C040318A und (w2): C040316B waren nominell identisch (s. Kapitel 3). Von jeder Schicht wurde jeweils nur ein kleiner Teil ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) der ursprünglichen 2 Zoll Wafer für die Strukturierung verwendet. Da aber sowohl die Mn Konzentration als auch die Wachstumsbedingungen über die Ausdehnung des Wafers variieren können, und für die verwendeten Schichten nur typische Werte für T_C zur Verfügung standen [90], wurden diese zunächst bezüglich ihrer magnetischen und elektrischen Eigenschaften wie folgt charakterisiert.

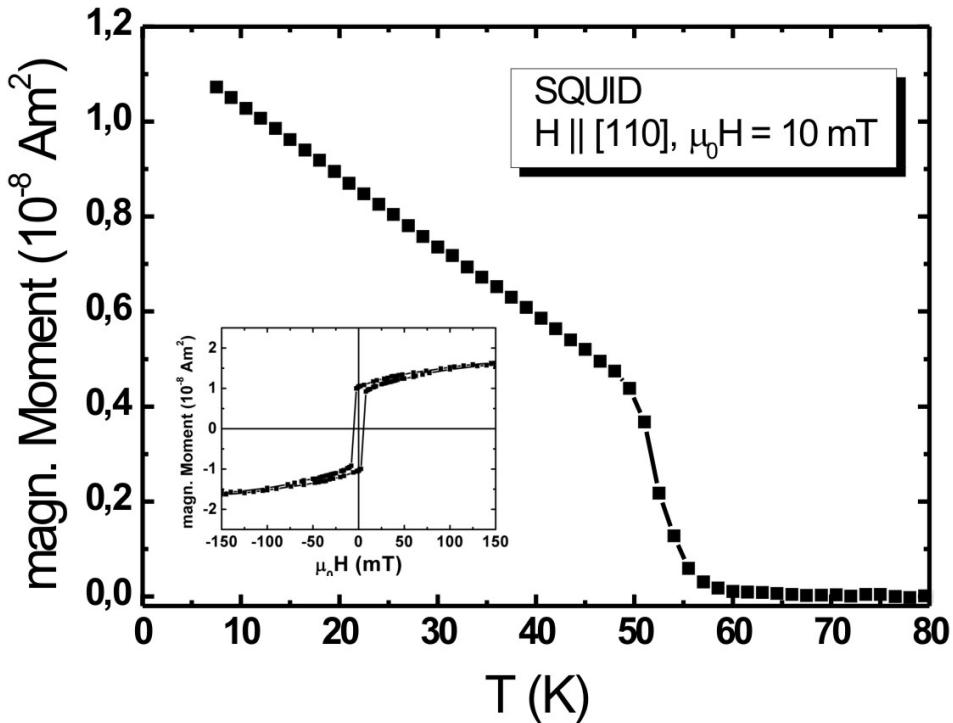


Abbildung 5.1

Der Verlauf der temperaturabhängigen Remanenz einer (Ga,Mn)As Probe (w1) zeigt einen Übergang zur ferromagnetischen Ordnung bei $T_C = 55 \text{ K}$. Im Ausschnitt ist die für Ferromagneten typische Hysterese im Magnetisierungsverlauf unterhalb von T_C dargestellt [91].

5.1.1 SQUID-Messung

Für die direkte Bestimmung der magnetischen Eigenschaften der verwendeten (Ga,Mn)As Schichten wurde ein $5 \times 5 \text{ mm}^2$ großes unstrukturiertes Probenstück (w1) in einem SQUID Magnetometer von Matthias Sperl (AG G. Bayreuther, Uni Regensburg) untersucht (s. Abschnitt 2.2). Bereits strukturierte Proben können auf diese Weise nicht vermessen werden, da ein bestimmtes Materialvolumen benötigt wird, um eine ausreichende Signalstärke zu erhalten, wobei über alle magnetischen Momente gemittelt wird. Da das Volumen des diamagnetischen GaAs Substrats das der magnetischen (Ga,Mn)As Schicht um ca. vier Größenordnungen übersteigt, muss der vermeintlich vernachlässigbar kleine diamagnetische Anteil im Magnetisierungsverlauf berücksichtigt und abgezogen werden.

In Abbildung 5.1 ist der temperaturabhängige (7-80 K) Verlauf der Spontanmagnetisierung M_r in der Schichtebene (in-plane) entlang einer [110] Kristallrichtung aufgetragen. Es ist ein deutlicher Anstieg der Remanenz unterhalb ~ 55 K zu erkennen, was definitionsgemäß auf eine ferromagnetische Ordnung der Schicht unterhalb einer Übergangstemperatur von $T_C = 55$ K hinweist. Da T_C von der Mn Konzentration abhängig ist, folgt aus dem relativ steilen Anstieg der Remanenz bei T_C eine homogene Verteilung der Mn Atome über das gesamte Schichtvolumen. Ein rasches Abfallen von M_r oberhalb T_C auf einen verschwindend geringen Wert weist auf einen vernachlässigbaren Anteil von ferromagnetischen MnAs Clustern ($T_C \sim 310$ K) hin [10].

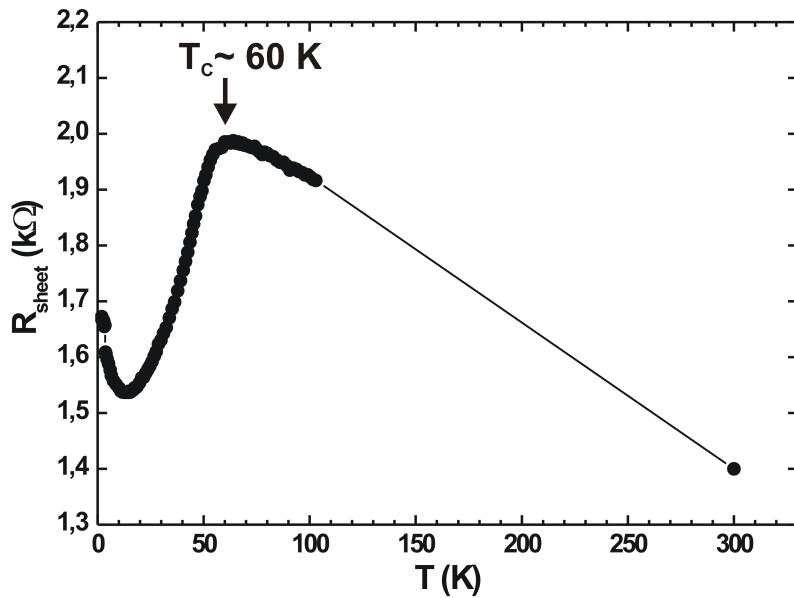
Der Ausschnitt in Abb. 5.1 zeigt eine Magnetisierungskurve bei $T = 10$ K entlang einer [110] Kristallrichtung in der Schichtebene. Sie zeigt deutlich eine für Ferromagneten typische Hysterese. Die kontinuierliche Zunahme der Magnetisierung M nach dem sprunghaften Anstieg kann auf die in (001)(Ga,Mn)As typische Kristallanisotropie zurückgeführt werden [92]. (001)(Ga,Mn)As besitzt bei tiefen Temperaturen meist zwei in-plane Achsen leichter Magnetisierung entlang [100] und [010]. Wird M , wie im vorliegenden Fall, in einer schweren [110] Richtung aufgenommen, dreht sich M von einer Richtung leichter Magnetisierung [100] in die schwere [110] Richtung bis zum Erreichen der Sättigungsmagnetisierung M_s . Bei $B = 0$ T misst man nur $\cos(45^\circ)M_s \simeq 0,71M_s$. Dies führt zum beobachteten Verlauf. Eine eindeutige Zuordnung der Kristallanisotropien in (Ga,Mn)As ist aber nicht einfach, da sich diese abhängig von Mn Konzentration, Temperatur und Verspannungen grundlegend ändern können [93, 92].

5.1.2 Temperaturabhängigkeit des Schichtwiderstandes

Zunächst wurde der Schichtwiderstand von je 15 auf beiden Probenstücken (w1 u. w2) strukturierten Hallbars (s. Kapitel 3) bei $T \approx 300$ K bestimmt. Dieser betrug für (w1): 1,4 k Ω und für (w2): 1,3 k Ω , und variierte von Hallbar zu Hallbar jeweils nur um maximal 5%. Da wegen dieser geringen Streuung auf eine homogene und reproduzierbare Verteilung der Mn Konzentration geschlossen werden kann, wurde eine Hallbar (w1) stellvertretend für alle ausgewählt und bezüglich ihrer elektrischen Transport-Eigenschaften wie folgt vermessen.

In Abbildung 5.2 ist der Temperaturverlauf des Schichtwiderstandes dargestellt. Das Maximum von R_{sheet} liegt bei ca. 60 K. Da T_C erfahrungsgemäß wenige Kelvin darunter liegt (s. Abschnitt 2.3.1), ergibt dies eine gute Übereinstimmung mit den 55 K für T_C aus der direkten Bestimmung in der SQUID Messung. Eine erste Abschätzung von T_C kann also über die im Vergleich zur SQUID Messung relativ einfache Bestimmung des Widerstandsmaximums erfolgen.

Das Material (w1) hat demnach bei einer nominellen Mn Konzentration von $\sim 2\%$

**Abbildung 5.2**

Temperaturverlauf des Schichtwiderstandes von Material (w1). Das Widerstandsmaximum bei $T = 60 \text{ K}$ liegt im Bereich der Curietemperatur T_C .

eine Curietemperatur von ca. 55 K. Obwohl für das Wachstum dieser Schicht keine genauen Angaben zum Mn Gehalt verfügbar waren¹, stimmt dieser Wert sehr gut mit den Ergebnissen anderer Gruppen überein (s. Abb. 2.5), die eine genaue Analyse der Mn Konzentration und Einstellung des Mn Flusses durchgeführt hatten [94].

Im Gegensatz zum Verlauf in Abb. 2.6 zeigt die hier verwendete Schicht mit einer Mn Konzentration von $\sim 2\%$ ein metallisches Verhalten². Dies könnte auf eine höhere effektive Mn_{Ga} Konzentration in dem hier verwendeten Material zurückgeführt werden. Eine Erklärung hierfür könnte ein mehrmaliges Temperiern der Probe während der Prozessierung der Hallbar und der folgenden ESL³ sein. Der Unterschied in der Ladungsträgerdichte ist jedoch bei niedrigen Mn Konzentrationen zwischen getemperten und ungetemperten Proben relativ gering [16]). Eine Zunahme der Leitfähigkeit ist deshalb vorwiegend auf eine Erhöhung der freien Weglänge und somit auf eine Verringerung der Störstellen im Kristallgitter zurückzuführen. Als Ursachen können wieder eine evtl. Vortemperung im Struk-

¹Es wurde bis zu diesem Zeitpunkt noch keine exakte Kalibrierung der Mn Quellen durchgeführt.

²kein drastischer Anstieg des Widerstands mit abnehmender Temperatur

³Auf einem Teil der Hallbar wurden Nanodrähte strukturiert, deren Prozessierung ein weiteres Temperaturbudget von ca. 20 min bei 160° C vermittelt hat.

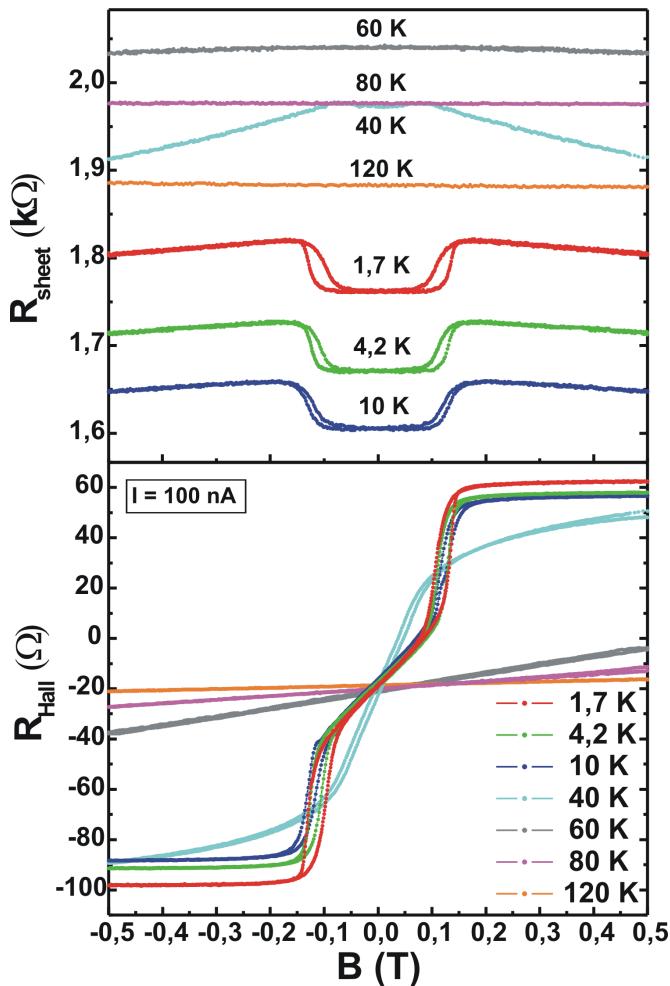


Abbildung 5.3

Magnetotransport Messungen ($B \perp I$) einer 50 nm dicken $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Schicht mit $\sim 2\%$ Mn Gehalt in Abhängigkeit der Temperatur. (oben) Negativer Magnetowiderstand und AMR unterhalb T_C . (unten) Hall-Widerstand zeigt einen deutlichen anomalen Anteil.

turierungsprozess und damit eine Ausheilung von Defekten oder ein optimierter Wachstumsprozess beim Schichtaufbau angesehen werden (s. Abschnitt 2.1).

5.1.3 Magnetotransportmessungen

An derselben Hallbar (w1) wurden in einem ^4He Kryostat (Oxford Teslatron S10/12/64/13)⁴ Magnetotransportmessungen durchgeführt (s. Abb. 5.3). Das äußere Magnetfeld (-0,5...0,5 T) wurde hierzu senkrecht zur Schichtebene angelegt und ein Strom von 100 nA in Längsrichtung der Hallbar aufgeprägt.

Unterhalb der ferromagnetischen Übergangstemperatur T_C zeigen sowohl der Schicht- als auch der Hallwiderstand (s. Abb. 5.3) die für einen Ferromagneten typischen Effekte, die in Abschnitt 2.3.2 bereits beschrieben wurden. Im Schichtwiderstand ist dies der AMR Effekt, der sich hier in einer Erhöhung des Wider-

⁴Hiermit lassen sich minimale Temperaturen von etwa 1,3 K erreichen.

standes mit der Drehung der Magnetisierung aus der Ebene bemerkbar macht und mit der Magnetisierung bei ca. 150 mT sättigt. Bei einer weiteren Erhöhung des Magnetfelds tritt nur noch der negative Magnetowiderstand in Erscheinung. Da der AMR in Abbildung 5.3 (oben) bei 60 K noch nicht und bei 40 K deutlich zu erkennen ist, muss T_C dazwischen liegen, was mit dem Wert von $T_C = 55$ K aus der vorhergehenden SQUID-Messung (s. Abschnitt 5.1.1) übereinstimmt.

Im unteren Abschnitt von Abbildung 5.3 ist dagegen der Hallwiderstand $R_{Hall} = U/I$, $U \perp I, B$ graphisch für die angegebenen Temperaturen dargestellt. Dieser zeigt den für Ferromagneten charakteristischen anomalen Halleffekt, einen starken Anstieg von R_{Hall} analog zur Magnetisierung mit Erhöhung des äußeren Felds. Unterhalb T_C sättigt dieser wiederum mit M bei ca. 150 mT. Wie bei der SQUID-Messung ist auch hier eine deutliche Hysterese zu erkennen. Da hier das Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene (schwere Richtung) angelegt wurde, ist diese viel flacher und weist einen Knick bei etwa 0,1 T auf. Dieser röhrt von der Abhängigkeit des Hallwiderstands vom Schichtwiderstand her (vgl. 5.1), der im entsprechenden Bereich stark ansteigt. Bei höheren Temperaturen führt der anomale Halleffekt zu einem schwächeren und linearen Anstieg des Hallwiderstands analog zur paramagnetischen Zunahme der Magnetisierung.

Sowohl die SQUID-Magnetisierungsmessungen als auch die Transportmessungen zeigen für das verwendete Material (w1) ein eindeutiges ferromagnetisches Verhalten, mit einer ferromagnetischen Übergangstemperatur T_C von ca. 55 K.

Eine Übereinstimmung der Ergebnisse aus SQUID- und Transportmessungen ist nicht zwingend, da ein Magnetometer alle Momente im ganzen Volumen gleichwertig registriert, während Transporteffekte bezüglich der Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Ladungsträger gewichtet sind [10]. Die Löcher „spüren“ entsprechend vor allem die Magnetisierung in Bereichen hoher Leitfähigkeit. Das hier verwendete Material besitzt demnach eine homogene Verteilung der Ladungsträgerkonzentration p . Dies ist eine grundlegende Voraussetzung für eine exakte Bestimmung von p , da in diesem Fall die effektive Dicke der Strom tragenden Schicht mit der Dicke der aufgewachsenen (Ga,Mn)As Schicht identisch ist.

5.1.4 Bestimmung der Ladungsträgerdichte

Nach der Charakterisierung der ferromagnetischen Eigenschaften ist für die quantitative Auswertung der beobachteten Transporteffekte die Kenntnis der Fermienergie von zentraler Bedeutung (s. Kapitel 1). Da es sich bei (Ga,Mn)As um einen dotierten Halbleiter handelt, ist die Fermienergie, anders als bei reinen Halbleitern oder Metallen, keine Materialkonstante und muss für jede hergestellte Schicht eigens ermittelt werden. Aufgrund der Abhängigkeit der Fermienergie von der Ladungsträgerkonzentration und die Veränderung dieser durch Temperi-

(s. Kapitel 2) darf nach der Bestimmung kein weiteres Temperaturbudget mehr bis zum Abschluss der Folgemessungen eingebracht werden.

Bei unmagnetischen Leitern erfolgt die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration aus der einfachen linearen Beziehung zwischen Magnetfeld B und Hallwiderstand $R_{Hall} = R_0 B / t$. Bei Kenntnis der Schichtdicke t kann mit $R_0 = 1/p e$ direkt die Ladungsträgerdichte, in diesem Fall die der Löcher p , bestimmt werden. Da aber bei magnetischen Leitern der normale Halleffekt vom AHE überlagert wird, ist die Bestimmung von p aus der Steigung der Hallgeraden, wie bei nicht-ferromagnetischen Leitern üblich, hier mit etwas mehr Aufwand verbunden.

Wie in Abschnitt 2.3.2 bereits diskutiert, ergibt sich der gesamte Hallwiderstand eines Ferromagneten aus der Summe

$$R_{Hall} = R_0 B / t + R_s(B) M / t \quad (5.1)$$

mit der Hall-Konstante R_0 des gewöhnlichen Hall-Effekts, der anomalen Hall-Konstante R_s , der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene M und der Schichtdicke t .

Nur wenn der zweite Term bezüglich der Variation des äußeren Feldes konstant ist, kann aus der Steigung des Hallwiderstandes wie gewohnt die Ladungsträgerdichte bestimmt werden. Die Magnetisierung ist hierbei nicht das entscheidende Problem, da diese schon bei Feldern von wenigen 100 mT, bei Temperaturen deutlich unterhalb T_C gesättigt ist. Jedoch ist die Magnetfeldabhängigkeit von R_s in den meisten Fällen selbst bei Feldstärken über 20 T nicht vernachlässigbar, da R_s vom Schichtwiderstand abhängig ist (s. Abschnitt 2.3.2) und dieser auch bei hohen Feldern nicht sättigt (s. Abb. 2.8 u. 5.4). Je höher der Schichtwiderstand umso größer ist auch der Magnetowiderstand [95]. Nur bei Schichten mit sehr hoher Leitfähigkeit⁵ ist der negative Magnetowiderstand so gering, dass eine direkte Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus der Steigung selbst bei mittleren Feldern mit dem normalen Hall-Effekt hinreichend genau erfolgen kann. Nähert man sich mit der Leitfähigkeit den Grenzen zum Isolatorübergang, wird der Einfluss von $R_s(B)$ immer größer und es muss für eine genaue Bestimmung der Ladungsträgerdichte ein Fit verwendet werden, der auch den anomalen Term in 5.1 berücksichtigt.

Die Notwendigkeit dieser Vorgehensweise für eine exakte Bestimmung von p wird in Abbildung 5.4 deutlich. Hier sind die Messkurven des Schicht- R_{sheet} und des Hallwiderstandes R_{Hall} der Hallbar (w1) von Abschnitt 5.1.3 dargestellt.

Für die Messung wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostat des Typs Kelvinox TLM der Firma Oxford Instruments GmbH mit einer minimalen Badtemperatur von 15 mK

⁵bei einer mittleren Mn Konzentration im metallischen Bereich, mit geringer Kompensation nach Temperung

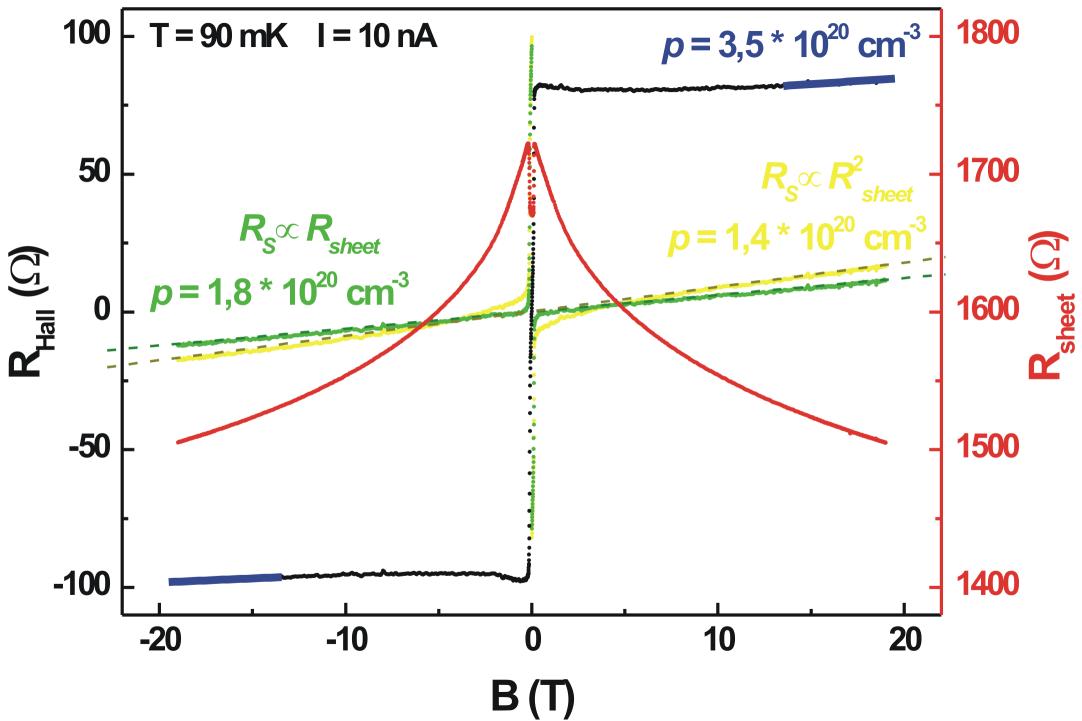


Abbildung 5.4

AHE zur Bestimmung der Ladungsträgerdichte. Der Schichtwiderstand R_{sheet} weist einen starken Magnetowiderstandseffekt von ca. 10% auf (rot, rechte Skala). Der Hallwiderstand R_{Hall} (schwarz) zeigt einen AHE mit einem deutlichen Einfluss durch R_{sheet} (Abnahme im Bereich kleiner Felder). Mit einem Fit für die Steigung bei hohen Feldstärken $> 10 \text{ T}$ (blau) erhält man eine erste Abschätzung für p . Die Extraktion des normalen Halleffekts nach Abzug des anomalen Terms ergibt eine eindeutige Übereinstimmung mit dem linearen Verlauf des normalen Halleffekts nur für $R_s \propto R_{sheet}$ (grün) mit $p = 1,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ im Gegensatz zu $R_s \propto R_{sheet}^2$ (gelb).

verwendet (s. Kapitel 4), um möglichst tiefe Temperaturen und hohe Magnetfelder von bis zu 19 T zu erreichen. Diese Bedingungen sind zum einen für die vollständige Sättigung der Magnetisierung notwendig, um diese als konstant annehmen zu können und zum anderen um den Einfluss des negativen Magnetowiderstands zu verringern, der mit abnehmender Temperatur und Zunahme der Feldstärke abnimmt. Im Vergleich zu den Magnetotransportmessungen im vorhergehenden Abschnitt wurde hier nur ein Messstrom von 10 nA angelegt, um die Elektronentemperatur im Bereich der Badtemperatur des Kryostaten zu halten, die auf 90 mK eingestellt wurde, um eine möglichst konstante Temperatur über den gesamten Feldbereich zu gewährleisten (s. Kapitel 4).

Die rote Kurve, die den Verlauf von R_{sheet} wiedergibt, zeigt einen großen negativen Magnetowiderstand von ca. 10% und ist selbst bei 19 T noch nicht gesättigt.

Der Hallwiderstand (schwarze Kurve) steigt durch den AHE bis zur Sättigung der Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene bei etwa 0,2 T sprunghaft an und fällt zunächst bei weiterer Erhöhung des Magnetfelds durch den Einfluss von R_{sheet} leicht ab, bis bei hohen Feldern durch die Sättigung von R_{sheet} der normale Halleffekt mit seinem linearen Anstieg immer stärker dominiert. Eine häufig angewandte Methode zur Bestimmung von p ist daher, der Steigung $m = R_{Hall}/B$ im Bereich sehr hoher Felder den normalen Halleffekt zuzuordnen und daraus mit $m = 1/pet$ die Löcherkonzentration p zu bestimmen [67].

Für eine entsprechende Auswertung des Halleffekts in Abb. 5.4 wurde jeweils für den negativen und positiven Feldbereich die Steigung über $|B| = 15$ T gefittet (blau dargestellt). Die daraus ermittelten Werte für die Ladungsträgerdichte unterscheiden sich aber um ca. 40% zwischen dem negativen Bereich ($p = 4,2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) und dem positiven ($p = 2,8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). Der Grund liegt nicht etwa in einer Messungenauigkeit, sondern in einer Asymmetrie des Hallwiderstands hervorgerufen durch eine geometrische Versetzung der Hallspannungssonden gegeneinander. Dadurch wird der Hallspannung auch ein Längsspannungsanteil überlagert. Da dieser magnetfeldabhängig ist ($\propto R_{sheet}$), mit Steigungen entgegengesetzten Vorzeichens für beide Magnetfeldrichtungen, wird auf einer Seite die Steigung in der Hallspannung erhöht und auf der anderen um denselben Wert erniedrigt. Daher kann auch einfach der Mittelwert gebildet werden, was zu einer Ladungsträgerdichte von $p = 3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ führt.

Dieser Längsspannungsanteil kann aber auch mit $R'_{Hall} = R_{Hall} - c \cdot R_{sheet}(B)$ einfach extrahiert werden. Die Konstante c bestimmt sich aus der Symmetriebedingung von R_{Hall} . Diese Symmetriesierung konnte erfolgreich durchgeführt werden (nicht dargestellt) und führte jeweils für jede Seite einzeln zu $p = 3,5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Die Messung und Auswertung über beide Feldrichtungen ist also essenziell für eine exakte Bestimmung von p , da der geometrische Einfluss sonst nicht ausgeschlossen werden kann⁶.

Da aber der Magnetowiderstand von R_{sheet} auf den Hallwiderstand, selbst bei diesen hohen Feldern, noch einen Einfluss hat, ist diese Methode wie bereits angesprochen nur für eine Abschätzung der Größenordnung von p zu verwenden. Für eine genaue Bestimmung ist eine exakte Fit-Prozedur notwendig. Hierbei wird allgemein versucht, die Gleichung 5.1 für den AHE an die gemessene Hallkurve zu fitten. Die Fit-Parameter sind R_0 , aus dem p direkt bestimmt werden kann, und $R_s(B)$. Es kann als Definitionsbereich für die Fitfunktion nur der Bereich konstanter Magnetisierung verwendet werden ($B \gtrsim 0,2$ T), da M in Gl. 5.1 um $B = 0$ T nicht bekannt ist. Eine Schwierigkeit besteht auch darin, dass R_s von $R_{sheet}(B)$ abhängig und damit nicht konstant ist. R_s ist proportional zu R_{sheet} oder R_{sheet}^2 , je nach vorherrschendem Streumechanismus des AHE, dem sog. *skew*

⁶Eine Abschätzung aus den Messgrößen ergibt für diese Hallbar ($w = 10 \mu\text{m}$) einen Versatz von 50 nm bei einer Breite der Hallspannungssonden von 5 μm .

scattering oder dem *side jump* Prozess (s. 2.3.2). Bislang ist noch nicht zweifelsfrei geklärt, welcher von den beiden Prozessen für den AHE in (Ga,Mn)As verantwortlich ist, oder ob es sich um eine proben- bzw. temperaturabhängige Kombination beider Prozesse handelt [67, 68]. Auch ein Nachweis für eine neue Theorie, basierend auf einer Berry Phase, müsste eine R_{sheet}^2 Abhängigkeit ergeben [95].

In dieser Arbeit wurde für die Bestimmung von p kein klassischer Fit der Gleichung 5.1 an die gemessene Hallkurve durchgeführt, da hier jeweils nur eine Feldrichtung in einem vordefinierten Bereich ($M = \text{const}$) berücksichtigt werden kann. Vielmehr wurde durch eine numerische Berechnung $R_0 B/t = R_{Hall} - R_s(B)M/t = R_{Hall} - cR_{sheet}^a \text{sgn}(M(B))$ iterativ versucht, für $R_0 B/t$ eine Ursprungsgerade zu erhalten, so dass damit der normale Halleffekt zum Vorschein kommt. In Abb. 5.4 sind die so ermittelten Kurven für $a = 1$ (grün) und $a = 2$ (gelb) dargestellt. Es ist ein optimales Ergebnis eindeutig nur für $a = 1$ erzielbar, was auf die Beziehung $R_s \propto R_{sheet}$ und somit auf den *skew scattering* Prozess als Ursache für den AHE in diesem Material schließen lässt. Nur im Bereich der Ummagnetisierung weicht die Kurve von der Geraden ab. Eine Auswertung mit Hilfe dieser Methode bei einer (GaMn)As Schicht gleicher Herkunft [90], jedoch einem Mn Anteil von 3% und einer Übergangstemperatur von $T_C \approx 100\text{ K}$, führte zu einem vergleichbaren Ergebnis [56]. Eine Beschreibung des AHE mit Hilfe einer Berry Phase [69] ist somit zumindest für diese Schichten zweifelhaft.

Entsprechend der Steigung ($0,61\Omega/\text{T}$) der optimalen Fit-Geraden ergibt sich mit einer Schichtdicke von $t = 50\text{ nm}$ eine Ladungsträgerdichte $p = 1,8 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$. Dies entspricht 0,4 Löchern pro Mn Atom bei einer Mn-Konzentration von 2%. 60% der Mn Atome sitzen also nicht auf Ga Gitterplätzen oder werden durch Mn Interstitials oder As Antisites kompensiert (s. Kapitel 2).

Die anfangs verwendete Methode zur Bestimmung der Steigung bei sehr hohen Feldern lieferte einen etwa 100% höheren Wert für p und ist daher zumindest für hochohmige Schichten nicht ausreichend genau. Selbst die Durchführung der optimierten Fit-Methode an derselben Hallbar bei einer Temperatur von $T = 1,7\text{ K}$ in einem ^4He -Kryostat im Feldbereich bis 2 T erbrachte ein besseres Ergebnis mit einer Abweichung von nur 10% und ist daher geeignet für eine schnelle Bestimmung von p .

5.1.5 Transportparameter

Nach der genauen Bestimmung der Ladungsträgerdichte der Hallbar (w1) können jetzt alle wichtigen Transportparameter im Bereich tiefer Temperaturen ($T = 90\text{ mK}$) bestimmt werden. Unter Verwendung eines 6 Band $k \cdot p$ Modells [96] ergibt sich aus $p = 1,8 \times 10^{20}\text{ cm}^{-3}$ die Fermienergie zu $E_F = 130\text{ meV}$. Mit einer

Wafer Nr.	C040318A
Mangangehalt	$x \approx 2\%$
Schichtdicke	$d = 50 \text{ nm}$
Curie-Temperatur	$T_C \approx 55 \text{ K}$
Schichtwiderstand	$R_{Sheet} = 1,8 \text{ k}\Omega$ $R_{Sheet} = 1,4 \text{ k}\Omega \text{ (300 K)}$
Ladungsträgerdichte	$n = 1,8 \times 10^{26} / \text{m}^3$
Fermienergie	$E_F = 130 \text{ meV}$
Fermiwellenlänge	$\lambda_F = 4,4 \text{ nm}$
Fermigeschwindigkeit	$v_F = 2,7 \times 10^5 \text{ m/s}$
Impulsrelaxationszeit	$\tau_p = 1,5 \text{ fs}$
Mittlere freie Weglänge	$l = 0,41 \text{ nm}$
Diffusionskonstante	$D = 3,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$
Beweglichkeit	$\mu = 4,3 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$

Tabelle 5.1

Transportparameter des Ausgangsmaterials (w1) bei $T = 90 \text{ mK}$.

vereinheitlichten effektiven Elektronenmasse für das leichte und schwere Lochband von $m^* = 0,61m_0$ (m_0 : Masse freier Elektronen) erhält man daraus die Fermigeschwindigkeit $v_F = \sqrt{2E_F/m^*} = 2,7 \times 10^5 \text{ m/s}$ und die Fermiwellenlänge $\lambda_F = 2\pi/k_F = 2\pi\hbar/v_F m^* = 4,4 \text{ nm}$. Aus der Einsteinbeziehung (Gl. 1.3) und der Zustandsdichte (Gl. 1.4) lässt sich mit $R_{sheet} = 1,8 \text{ k}\Omega$ ($T = 90 \text{ mK}$) die Diffusionskonstante $D = 3,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ bestimmen, die mit Gleichung 1.5 zu einer Impulsrelaxationszeit $\tau_p = 1,5 \text{ fs}$ und der mittleren freien Weglänge $l = 0,41 \text{ nm}$ führt. In Tabelle 5.1 sind als Übersicht alle Material- und Transportdaten aufgelistet. Da sowohl eine von p unabhängige effektive Masse als auch die Gültigkeit von Gleichung 1.4 für die Zustandsdichte nur eine Vereinfachung darstellen, können die erhaltenen Transportparameter nur als eine Näherung angesehen werden. Unter dieser Einschränkung ist auch die Verfehlung der Bedingung 1.6 mit $k_F l = 0,6$ als Voraussetzung für eine semiklassische Beschreibung des diffusiven Transports in diesem Material mit Vorbehalt zu betrachten. Eine deutliche Unterschreitung von $k_F l = 1$ ist gleichbedeutend einer starken Unordnung des Systems, die zu einer Lokalisierung der Elektronenzustände führt. In diesem Regime muss der Transport mit der Theorie der starken Lokalisierung nach Anderson beschrieben werden [97, 39]. Der elektrische Transport ist hier nicht mehr diffusiv, sondern wird durch einen von einer Aktivierungsenergie bestimmten “Hopping”-Transport charakterisiert, was sich in einem exponentiellen Anstieg des Widerstands mit der Länge L bzw. mit Abnahme der Temperatur äußert. Mit $k_F l = 0,6$ wären wir also mit unserem Material gerade an der Grenze zur starken Lokalisierung, jedoch gibt es auch Hinweise auf einen Übergang erst unterhalb $k_F l = 0,5$ [98], insbesondere auch in Bezug auf Quanteninterferenzeffekte.

5.2 Phasenkohärenzeffekte in (Ga,Mn)As

Für das Verständnis der quantenmechanischen Transportphänomene in ferromagnetischen Halbleitern ist eine genaue Kenntnis der damit verknüpften Grundgrößen insbesondere der Phasenkohärenzlänge und der entsprechenden kohärenzzerstörenden Prozesse unabdingbar. Eine Untersuchung dieser Phänomene in ferromagnetischen Halbleitern scheiterte bislang an einem Nachweis von Kohärenzeffekten, wie dem Aharonov-Bohm-Effekt, oder den universellen Leitwertfluktuationen kurz UCF (s. Kapitel 1). Dies liegt an einer wesentlich kleineren Kohärenzlänge im Vergleich zu unmagnetischen Metallen und Halbleitern, was im wesentlichen auf effektivere phasenkohärenzzerstörende Mechanismen in ferromagnetischen Materialien zurückzuführen ist. Eine prinzipielle Beobachtbarkeit phasenkohärenter Transports in Ferromagneten wurde daher lange kontrovers diskutiert und, falls überhaupt möglich, als große experimentelle Herausforderung angesehen [99, 100]. Vor kurzem wurde jedoch der erste Nachweis eines kohärenten Transports in Ferromagneten durch die Entdeckung des Aharonov-Bohm-Effekts in FeNi Ringen erbracht [70, 71] mit einer Phasenkohärenzlänge von ca. 500 nm bei 30 mK. Daraus resultiert natürlich die Fragestellung, ob und in welchem Maße phasenkohärenter Transport auch in anderen ferromagnetischen Materialien und insbesondere auch in ferromagnetischen Halbleitern möglich bzw. nachweisbar ist. Zudem spielen ferromagnetische Halbleiter wie (Ga,Mn)As eine viel versprechende Rolle für Spintronik Elemente, wie in der Einleitung bereits diskutiert wurde, und eine Erhaltung der Phase ist hier von großem Interesse.

Der erste Nachweis von Kohärenzeffekten in magnetischen Halbleitern wurde im Rahmen dieser Arbeit erbracht und soll nun im Folgenden erläutert werden. Es wurden hierzu Draht- und Ringstrukturen mit Abmessungen im Nanometer-Bereich aus (Ga,Mn)As hergestellt und an diesen bei tiefsten Temperaturen Magnetotransportmessungen durchgeführt. Für eine quantitative Analyse der Phasenkohärenz in (Ga,Mn)As wurde in erster Linie die temperatur- und längenabhängigkeit der UCF's in Drahtstrukturen betrachtet, es konnte aber auch qualitativ der Aharonov-Bohm-Effekts in Ringstrukturen nachgewiesen werden.

Für die Transportexperimente wurden die Strukturen aus zwei prinzipiell identischen Wafern (bezeichnet mit w1 und w2) hergestellt, wie im vorangegangen Abschnitt über die Charakterisierung der (Ga,Mn)As Schichten bereits diskutiert. Hierzu wurden zunächst Hallbars mittels optischer Lithographie Methoden aus den Schichten prozessiert. Die Draht- und Ringstrukturen wurden im weiteren Verlauf mit Elektronenstrahlolithographie und einem chemischen Trockenätzprozess definiert. Die besonderen Anforderungen an die Probenherstellung und die damit verbundenen Anstrengungen sind in Kapitel 3 ausführlicher dargestellt.

Es wurden Drähte mit Längen zwischen 100 nm und 15 μm hergestellt mit einer

Drähte

Länge L	w (REM-Bild)	$R(300\text{ K})$	$w_{eff}(300\text{ K})$	$R(20\text{ mK})$	$w_{eff}(20\text{ mK})$
-----------	----------------	-------------------	-------------------------	-------------------	-------------------------

Material w1: C040318A

800 nm	$35 \pm 3\text{ nm}$	$51\text{ k}\Omega$	24 nm	$150\text{ k}\Omega$	10 nm
--------	----------------------	---------------------	-------	----------------------	-------

Material w2: C040316B

100 nm ⁷	$30 \pm 3\text{ nm}$	$4,7\text{ k}\Omega$	28 nm	$12\text{ k}\Omega$	15 nm
100 nm	$30 \pm 3\text{ nm}$	$7,4\text{ k}\Omega$	18 nm	$18\text{ k}\Omega$	10 nm
200 nm	$25 \pm 3\text{ nm}$	$16,4\text{ k}\Omega$	16 nm	$65\text{ k}\Omega$	4,5 nm
300 nm	$20 \pm 3\text{ nm}$	$27,9\text{ k}\Omega$	14 nm	$300\text{ k}\Omega$	2 nm
15 μm	$30 \pm 3\text{ nm}$	$1\text{ M}\Omega$	20 nm	$2,5\text{ M}\Omega$	11 nm

Ringe

Durchm. D	w (REM-Bild)	$R(300\text{ K})$	$w_{eff}(300\text{ K})$	$R(20\text{ mK})$	$w_{eff}(20\text{ mK})$
-------------	----------------	-------------------	-------------------------	-------------------	-------------------------

Material w1: C040318A

400 nm	$43 \pm 5\text{ nm}$	$35\text{ k}\Omega$	35 nm	$55\text{ k}\Omega$	20 nm
--------	----------------------	---------------------	-------	---------------------	-------

Material w2: C040316B

100 nm	$27 \pm 5\text{ nm}$	$3,2\text{ k}\Omega$	32 nm	$4,3\text{ k}\Omega$	23 nm
200 nm	$25 \pm 5\text{ nm}$	$10,6\text{ k}\Omega$	33 nm	$16\text{ k}\Omega$	22 nm

Tabelle 5.2

Probenübersicht aller in dieser Arbeit betrachteten Draht- und Ringstrukturen. Die Strukturbreite w wurde mit der angegebenen abgeschätzten Genauigkeit aus den REM-Aufnahmen bestimmt. Mit Hilfe der Beziehung $w = R_{sheet} \times L/R$ kann die effektive elektrische Breite w_{eff} bei 300 K bestimmt werden. R_{sheet} beträgt für (w1): $1,4\text{ k}\Omega$ und für (w2): $1,3\text{ k}\Omega$.

effektiven elektrischen Breite w_{eff} von ca. 20 nm (s. Tab. 5.2). Für die Ermittlung von w_{eff} wurde der Schichtwiderstand bei 300 K, der Drahtwiderstand und die Drahtlänge verwendet und aus der Beziehung $w = R_{sheet} \times L/R$ bestimmt. Die geometrische Breite, die aus den REM Aufnahmen (s. Abb. 5.6) bestimmt wurde, ist bei allen Proben um etwa 10 nm größer, bis auf die erste Messung des 100 nm Drahtes, hier war sie nur unwesentlich größer als die effektive Breite. Im Gegensatz zu den anderen Messungen war hier der Draht nur sehr kurze Zeit in Kontakt mit der Umgebungsluft, da er einen Tag nach der Herstellung vermessen und zwischenzeitlich im Exsikkator⁸ aufbewahrt wurde. Da alle anderen

⁷Diese Messung erfolgte direkt einen Tag nach Herstellung der Probe.

⁸evakuierbarer Aufbewahrungsbehälter zur Vermeidung von Oxidationsreaktionen mit dem Luftsauerstoff

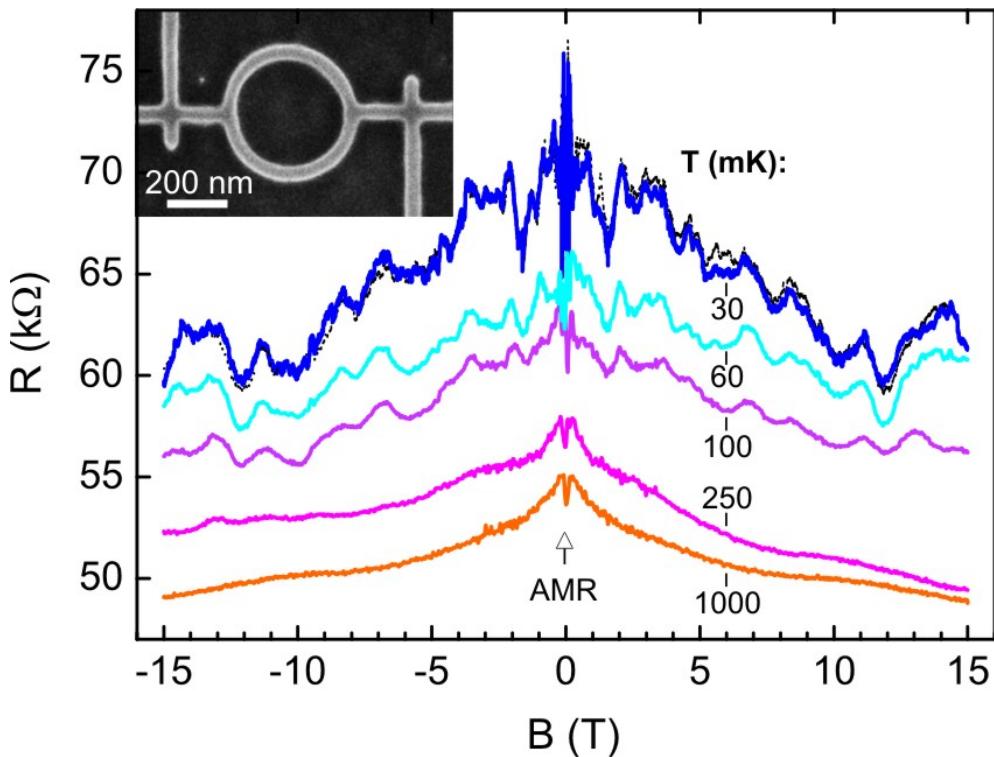


Abbildung 5.5

Magnetowiderstand eines $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Ringes mit einem Durchmesser von 400 nm und einer nominellen Breite von 40 nm, wie im REM Bild dargestellt, bei Temperaturen von 30 mK (oberste Kurve) bis 1 K (unterste Kurve) und einem Anregungsstrom von 10-100 pA. Die Reproduzierbarkeit der Fluktuationsmuster wird mit einer Übereinstimmung nach einem zweimaligen Durchlauf des Magnetfeldes (-15 T/+15 T (blaue Kurve) +15 T/-15 T (schwarze Kurve) bei 30 mK gezeigt.

Proben unterschiedlich lange der Umgebungsluft ausgesetzt waren, kann daraus auf eine passivierende Oxidschicht bei $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ von etwa 5 nm Dicke geschlossen werden. Die effektive Dicke sollte sich durch Oxidation nicht reduzieren, da sich auf der Oberseite noch der Lack für die Strukturierung befindet. Die effektive Breite verringert sich aber zusätzlich für alle Proben um ca. 5 nm bei einer Abkühlung auf 20 mK. Die daraus resultierende tatsächliche Verarmungslänge ist aber vermutlich etwas kleiner, da sich die Verarmung durch Abkühlung auch auf die effektive Dicke auswirkt. Für die Untersuchung des Aharonov-Bohm-Effekts wurden auch Ringe aus $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ hergestellt (s. Abb. 5.5 u. 5.9a) mit effektiven Breiten von ca. 30 nm. Hier liegt aber wegen der weniger einfachen Geometrie eine größere Unsicherheit in der Bestimmung vor. Die Magnetotransportmessungen wurden in einem Mischungskryostaten mit einer Basistemperatur von 15 mK und einem maximalen Magnetfeld von 19 T durchgeführt. Um ein Aufheizen der Elektronen bzw. Löcher zu vermeiden, mussten wegen der hohen Probenwiderstände

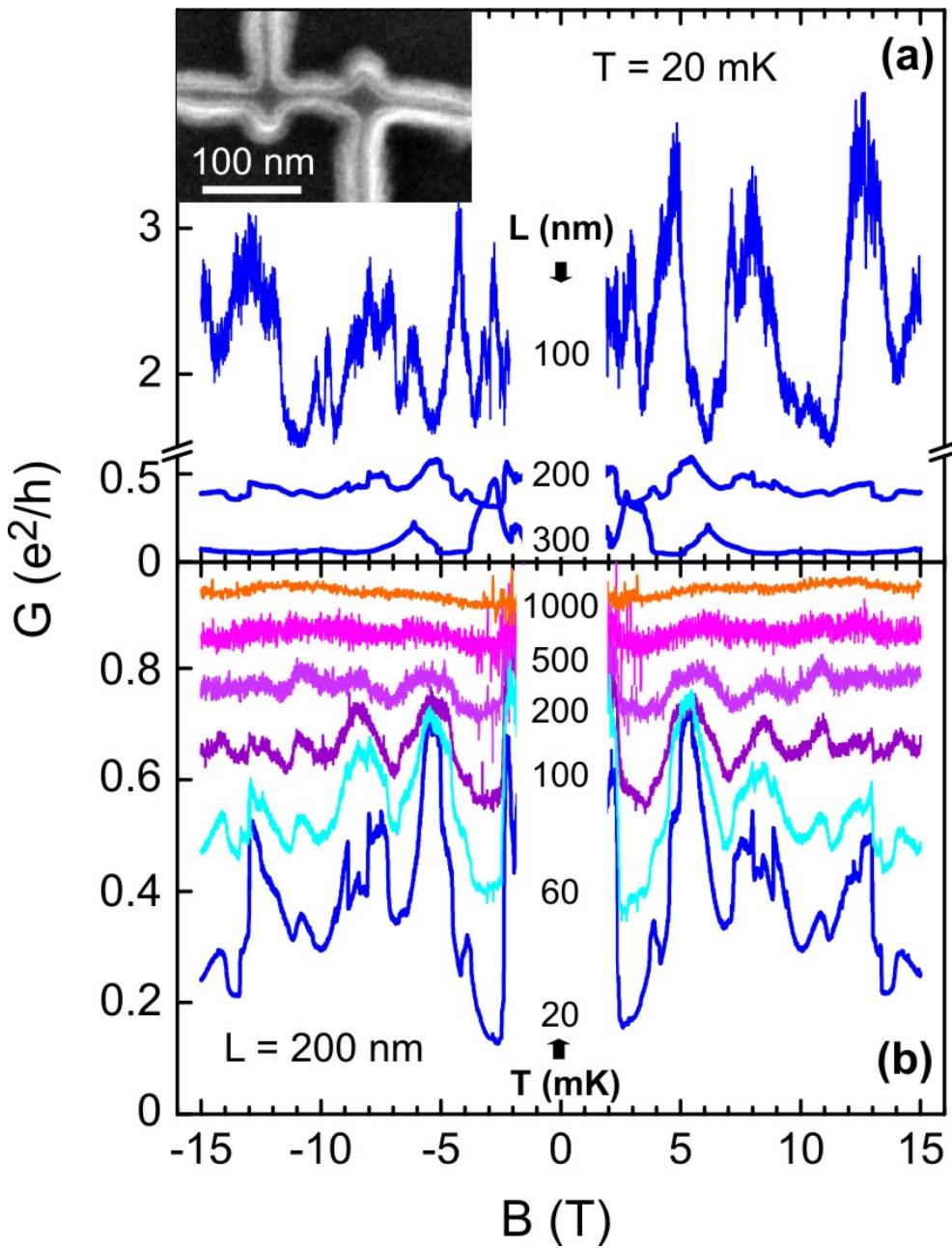
sehr niedrige Anregungsströme ($10 \text{ pA} - 100 \text{ pA}$) angelegt werden. Für eine ausreichende Sensitivität wurde daher eine 4-Punkt Lock-In Messtechnik verwendet. Essentiell für die Beobachtbarkeit der Quanteninterferenzeffekte waren hierbei die Verwendung von äußerst rauscharmen Vorverstärkern, der Einbau von Hochfrequenzfilter und eine durchdachte Verkabelung des gesamten Messaufbaus. Das Kryostatsystem und die Messtechnik waren für den Erfolg dieser Arbeit von zentraler Bedeutung und werden daher in Kapitel 4 genauer beschrieben.

Da es bislang keinen Nachweis von Kohärenzeffekten im Transport von magnetischen Halbleitern gab und somit auch keinen Anhaltspunkt über die entsprechende Phasenkohärenzlänge in $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$, wurde für einen ersten Versuch ein Ring mit einem Durchmesser von 400 nm hergestellt, um daran Aharonov-Bohm Oszillationen zu beobachten. Eine REM Aufnahme dieses Rings und die dazugehörigen Magnetotransportkurven sind in Abbildung 5.5 dargestellt⁹.

Bei der höchsten Temperatur von 1 K zeigt der Magnetowiderstand des Rings ein vergleichbares Verhalten zum Verlauf des Schichtwiderstandes in Abb. 5.3. Der Widerstand steigt zunächst bis zu einem Magnetfeld von ca. 120 mT an und fällt bei einer weiteren Zunahme des Feldes kontinuierlich mit einem negativen Magnetowiderstand von etwa 10% ab. Der Anstieg des Widerstands bei kleinen Feldern wird durch den AMR Effekt hervorgerufen und verschwindet bei Sättigung der Magnetisierung. Der negative Magnetowiderstand wird im Allgemeinen der Abnahme der magnetischen Unordnung bei Zunahme des Magnetfeldes zugeschrieben [101]. Es gibt aber auch einen Erklärungsansatz, der diesen Effekt als eine Auswirkung der schwachen Lokalisierung ansieht [62]. Hieraus ergibt sich für ein $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$ Material mit $T_C \approx 60 \text{ K}$ eine Phasenkohärenzlänge von $100\text{-}200 \text{ nm}$ bei einer Temperatur von $0,3 \text{ K}$.

Unterhalb einer Temperatur von etwa 200 mK treten reproduzierbare Fluktuationen in Erscheinung. Die Reproduzierbarkeit wird zum einen durch die Symmetrie bezüglich des Magnetfelds und zum anderen durch eine Übereinstimmung der Fluktuationsmuster nach zweimaligen Durchlauf bei der tiefsten Temperatur von 30 mK deutlich (Abb. 5.5). Es konnten jedoch keine periodischen Oszillationen, wie sie beim Aharonov-Bohm-Effekt auftreten sollten (s. Gl. 1.8), nachgewiesen werden. Somit ist die Phasenkohärenzlänge L_ϕ für die betrachteten Temperaturen kleiner als der Ringdurchmesser (s. 1.2.1), also kleiner als 400 nm . Die Amplitude der aperiodischen Fluktuationen hängt stark von der Temperatur und der Stromstärke ab. Daher wurde der Anregungsstrom für jede Probe abhängig vom Widerstand begrenzt ($eV \leq k_B T$), hier auf 20 pA bei 30 mK und 100 pA bei allen anderen Temperaturen, so dass keine Dämpfung der Amplitude durch eine erhöhte Elektronentemperatur erfolgte. In Kapitel 4 wurde die genaue

⁹Als Richtlinie für den Durchmesser diente die erste Beobachtung des Aharonov-Bohm-Effekts in einem Ferromagneten (FeNi) von Kasai *et al.* mit einer Phasenkohärenzlänge von 500 nm bei 30 mK .

**Abbildung 5.6**

Magnetoleitwertmessungen an Drähten mit einem Anregungsstrom von 10 pA. Der Bereich kleiner Magnetfelder wurde der besseren Übersicht wegen ausgeblendet. (a) Leitwertfluktuationen von drei Drähten (w_2) verschiedener Länge L . Die Fluktuationsamplitude des kürzesten Drahtes liegt im Bereich e^2/h , was darauf hinweist, dass alle Abmessungen des Drahtes kleiner oder im Bereich von L_ϕ sind. Der REM Bildausschnitt zeigt den 100 nm langen und ~ 20 nm breiten Draht. (b) Leitwertfluktuationen des 200 nm langen Drahtes bei Temperaturen von 20 mK bis 1 K.

Vorgehensweise erläutert. Diese aperiodischen, innerhalb eines Abkühlzyklus reproduzierbaren Fluktuationen, werden als magnetischer Fingerabdruck oder UCF bezeichnet (s. 1.2.2).

Am stärksten ausgeprägt sind die Fluktuationen im Bereich kleiner Feldstärken, in dem auch der AMR Effekt zu finden ist, also in dem Bereich, in dem die Magnetisierung nicht gesättigt ist. Dieser Bereich wird für die folgenden Betrachtungen nicht berücksichtigt, da hier wohl auch der Einfluss von Domänenwänden eine entscheidende Rolle spielt und für eine Analyse der Fluktuationen in diesem Bereich die genaue Kenntnis der lokalen Magnetisierung voraussetzt. Es wird also im weiteren Verlauf nur der Feldbereich homogener Magnetisierung, also für $B \gtrsim 0,2 \text{ T}$ betrachtet.

5.2.1 UCF in $(\text{Ga}, \text{Mn})\text{As}$

Es stellt sich an dieser Stelle natürlich die Frage, weshalb man UCF aber keine Aharonov-Bohm-Oszillationen beobachtet. Dies liegt am exponentiellen Abfall der Oszillationsamplitude (s. Gl. 1.9) mit Zunahme des Ringdurchmessers bzw. Umfangs im Gegensatz zu einem schwächer abfallenden Potenzgesetz mit Zunahme der Drahtlänge bei den UCF (s. Gl. 1.22). Weitere Untersuchungen der UCF wurden an Drähten durchgeführt, da diese eine für die Auswertung einfachere Geometrie darstellen. Es wurden Drähte mit Längen zwischen 100 nm und 15 μm (s. Tab. 5.2) und einer Breite von $\sim 20 \text{ nm}$ hergestellt.

Für die Auswertung der Fluktuationsamplitude muss der gemessene Widerstand R_{xx} in den entsprechenden Leitwert umgerechnet werden¹⁰. Da der gesamte Hallwiderstand $R_{Hall} = R_{xy} = \rho_{xy}/t$ etwa 20 mal kleiner ist als der Schichtwiderstand $R_{sheet} = R_{xx}w/L = \rho_{xx}/t$ (s. Abb. 5.4), kann der Leitwert G einfach aus dem Kehrwert des Längswiderstandes R_{xx} berechnet werden, $G = 1/R_{xx}$.

In Abbildung 5.6a ist der Magnetoleitwert für Drähte mit den Längen 100 nm, 200 nm und 300 nm dargestellt. Mit abnehmender Länge der Drähte nimmt bei einer konstanten Temperatur von 20 mK nicht nur der Leitwert, sondern auch auch die Fluktuationsamplitude zu. Beim kürzesten, 100 nm langen Draht liegt die Amplitude im Bereich von e^2/h , dem Leitwertquantum. Die Abnahme der Fluktuationen mit zunehmender Temperatur ist in Abb. 5.6b am Beispiel des 200 nm langen Drahtes aufgetragen. Trotz starker Dämpfung können noch Fluktuationen bei der höchsten Temperatur von 1 K beobachtet werden.

Wie in Kapitel 1 bereits genauer erläutert sind die UCF eine Folge der Wechselwirkung von gestreuten Elektronenwellen, die sich auf beliebigen Pfaden durch einen gestörten Kristall bewegen und wieder miteinander interferieren.

¹⁰In einem isotropen System gilt: $\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}$

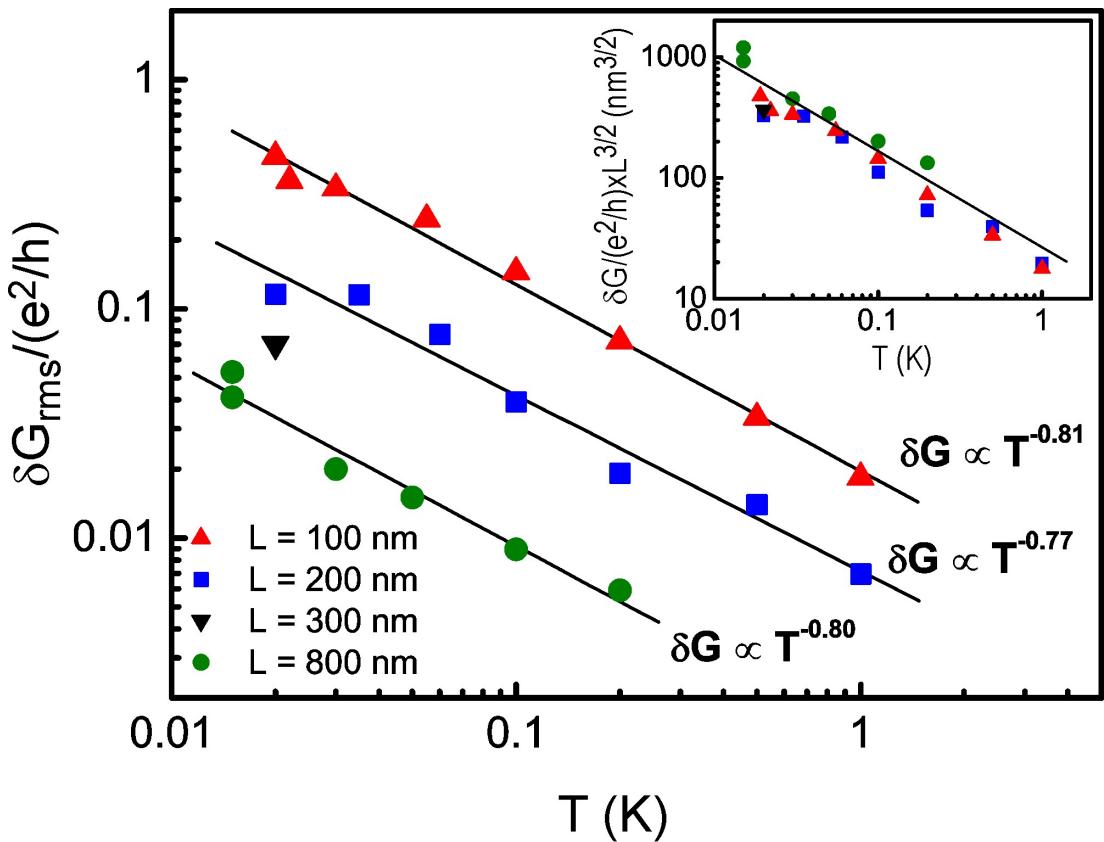


Abbildung 5.7

Temperaturabhängigkeit der Fluktuationsamplitude δG_{rms} normiert auf e^2/h der Drähte mit einer Länge von 100 nm, 200 nm und 800 nm. Der Anregungsstrom variierte von 10-100 pA und wurde gerade so hoch eingestellt, dass δG_{rms} nicht durch Heizeffekte beeinflusst wurde. Die eingefügte Grafik zeigt die auf die Drahtlänge L und e^2/h normierte UCF Amplitude $\delta GL^{3/2}/(e^2/h)$, die einem einheitlichen $T^{-3/4}$ Gesetz folgt und daher in Übereinstimmung mit Gl. 5.2 dem Wert $L_\phi^{3/2}$ gleichgesetzt werden kann.

Ist der Draht in allen Ausdehnungsrichtungen kleiner als L_ϕ , ergibt sich für die Amplitude der resultierenden, nicht periodischen Leitwert-Fluktuationen $\delta G = \sqrt{\langle (G - \langle G \rangle)^2 \rangle} \approx e^2/h$ (s. Gl. 1.10 und Erläuterungen hierzu). In Abb. 5.6a liegt δG für den 100 nm langen Draht im Bereich von etwa e^2/h . Das bedeutet, dass L_ϕ nicht kleiner sein kann als die Abmessungen des Drahtes. Sind die Dimensionen jedoch größer als $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ mit der Kohärenzzeit τ_ϕ , so wird die Amplitude δG gedämpft. Da dies für den 200 nm langen Draht deutlich der Fall ist, liegt L_ϕ somit für die tiefsten erreichbaren Temperaturen (ca. 20 mK) im Bereich von 100 nm. Diese Plausibilitätsbetrachtung ist aber nur für eine grobe Abschätzung geeignet.

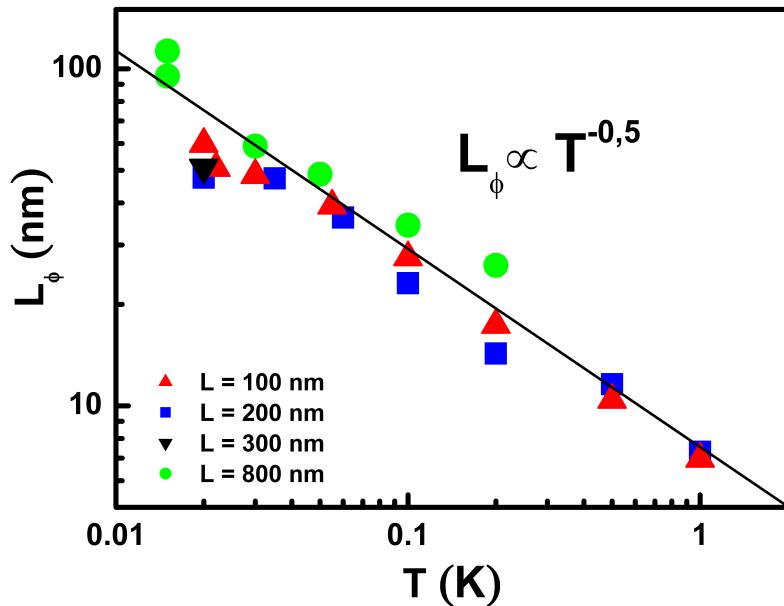
Für eine genauere Untersuchung der UCF wurden die Fluktuationsamplituden in

Abhängigkeit der Temperatur T und der Drahtlängen L untersucht. Hierzu wurde bei jedem Magnetowiderstandsverlauf für bestimmte Temperaturen der langwellige Untergrund abgezogen und die Standardabweichung des Leitwerts berechnet. Dieser Wert entspricht nach Gleichung 1.10 der UCF-Amplitude δG . Die entsprechenden Daten von Drähten der Länge 100 nm, 200 nm, 300 nm und 800 nm sind in Abb. 5.7 dargestellt. Der 15 μm lange Draht hatte einen zu hohen Widerstand (ca. 2 M Ω), so dass die Genauigkeit der Spannungsmessung nicht ausreichend für eine quantitative Analyse war. Die Amplitude δG ist hier im Temperaturbereich von 15 mK bis 1 K aufgetragen, wobei δG für den 300 nm Draht nur bei einer Temperatur (20 mK) ermittelt wurde. Durch die doppelt logarithmische Auftragung ist bei den übrigen drei Drähten ein Potenzgesetz ($\delta G \propto T^x$) mit einem Exponenten nahe an -3/4 in der Temperaturabhängigkeit der Leitwertfluktuationen zu erkennen. Aufgrund der bereits angesprochenen ausgeklügelten Messtechnik ist keine Sättigung der Amplitude bis hinunter zur Basistemperatur von ca. 15 mK erkennbar. Häufig ist die minimale Elektronentemperatur z.B. durch Störsignaleinkopplung oder zu hohen Messstrom oberhalb der Badtemperatur begrenzt [102]. Neben der Phasenkohärenzlänge L_ϕ , die von der Stärke der kohärenzzerstörenden Wirkung von Streuprozessen abhängt, ist im Bezug auf die Dämpfung der Amplitude auch die thermische Diffusionslänge L_T zu berücksichtigen. Diese Länge ist ein Maß für die thermische Verbreiterung von Energieniveaus und einer daraus resultierenden Phasenunschärfe (s. Abschnitt 1.2.6).

Ist die Drahtbreite w und die Dicke t kleiner als L_ϕ und L_T , also im quasi-eindimensionalen Fall, und ist zudem $L_\phi < L_T, L$, spielt die thermische Mittelung keine Rolle und δG ist nur abhängig von L_ϕ und L . Für diesen Fall erhält man für δG die Beziehung 1.22 aus Abschnitt 1.2.6

$$\delta G \approx \delta G_0 \left[\frac{L_\phi}{L} \right]^{3/2} = \frac{e^2}{h} \left[\frac{L_\phi}{L} \right]^{3/2}. \quad (5.2)$$

Eine Voraussetzung für die Gültigkeit dieser Beziehung ist eine für die Herleitung angenommene lineare Abhängigkeit des Drahtwiderstands R_0 von seiner Länge L . Diese konnte für die verwendeten Drähte im Rahmen der herstellungsbedingten Breitenschwankung bestätigt werden, da die effektiven Breiten bei einer exponentiellen Längenabhängigkeit im Falle starker Lokalisierung drastisch von der Drahtlänge abhängen würden, was nicht der Fall ist (s. Tab. 5.2). Eine weitere Bedingung für die Entwicklung von Gleichung 5.2 im Rahmen der UCF Theorie ist die Größe der Leitwertfluktuation eines phasenkohärenten Segments mit $\delta G_0 = e^2/h$ [33]. Für die Herleitung dieser Bedingung wird die Annahme gemacht, dass $k_{Fl} \geq 1$. Obwohl für das hier verwendete Material $k_{Fl} \approx 0,6$ berechnet wurde, wird die Gültigkeit von Gl. 5.2 angenommen, da zum einen der berechnete Wert mit einer großen Unsicherheit versehen ist und es zum anderen auch Hinweise auf eine niedrigere Grenze für k_{Fl} zur Einhaltung der Bedingung $\delta G_0 = e^2/h$ gibt (s. Abschn. 5.1.5).

**Abbildung 5.8**

Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge L_ϕ des verwendeten (Ga,Mn)As Materials. Bei den tiefsten erreichbaren Temperaturen ist $L_\phi \approx 100$ nm und über den gemessenen Temperaturbereich $\propto T^{-1/2}$.

Da aus der Abschätzung der UCF-Amplitude des 100 nm langen Drahtes für L_ϕ etwa 100 nm bei 20 mK erwartet wird, können die Drähte im Bezug auf Quanteninterferenzeffekte als quasi-eindimensional betrachtet werden. Aus Gleichung 1.14 und der Diffusionskonstante $D = 3,8 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ aus Tabelle 5.1 ergibt sich für die thermische Diffusionslänge $L_T \approx 140$ nm bei 15 mK¹¹. Die Bedingung $t, w < L_\phi < L_T$ für Gleichung 5.2 ist also demnach zumindest für tiefste Temperaturen erfüllt.

In Abbildung 5.7 ist rechts oben die auf die Drahtlänge L und e^2/h normierte UCF Amplitude aufgetragen. Alle Punkte fallen im Rahmen der Messgenauigkeit, die sich im wesentlichen auf die Genauigkeit der Temperatur- und Längenbestimmung beschränkt (s. Kapitel 4), auf einer Geraden zusammen. Dies bestätigt die korrekte Beschreibung der Längenabhängigkeit von δG durch Gleichung 5.2 und die Ordinate entspricht $L_\phi^{3/2}$, woraus direkt L_ϕ berechnet werden kann. Die Temperaturabhängigkeit von L_ϕ ist in Abb. 5.8 dargestellt und ist proportional zu $T^{-1/2}$. Für die entsprechende Kohärenzzeit bedeutet dies $\tau_\phi \propto T^{-1}$. Am unteren Ende des erreichbaren Temperaturbereichs ergibt sich für die Phasen-

¹¹Benutzt man die auch gebräuchliche Beziehung für L_T mit \hbar anstelle von \hbar [33], ergibt sich sogar eine Länge von ca. 350 nm

kohärenzlänge $\sim 100 \text{ nm}$.

Als Anmerkung sei erwähnt, dass für den speziellen Fall $\delta G \propto T^{-3/4}$ auch für $L_T < L_\phi < L$ dieselbe Temperaturabhängigkeit von L_ϕ resultieren würde. Anstelle von Gleichung 5.2 ist dann die Beziehung 1.23 $\delta G \approx \frac{e^2}{\hbar} \frac{L_T L_\phi^{1/2}}{L^{3/2}}$ gültig. Da aber $L_T \propto T^{-1/2}$ und $\delta G \propto T^{-3/4}$, folgt wiederum $L_\phi \propto T^{-1/2}$. Eine Abgrenzung zwischen den beiden Fällen ist also nicht einfach, da in unserem Fall $L_T \approx L_\phi$. Erste Messungen zur schwachen Lokalisierung in (Ga,Mn)As lassen eine direkte Bestimmung von L_ϕ zu (s. 1.2.3) und liefern zu den vorliegenden UCF-Messungen konsistente Ergebnisse für L_ϕ [38].

Die Temperaturabhängigkeit von L_ϕ enthält Informationen über die entsprechenden phasenkohärenzzerstörenden Prozesse eines untersuchten Materials. Die Kohärenzlänge folgt üblicherweise einem Potenzgesetz der Form $L_\phi \propto T^{-\alpha}$, wobei α durch den vorherrschenden Mechanismus und die Dimensionalität d (hier ist $d = 1$) der Probe bezüglich L_ϕ, L_T bestimmt ist. Für unseren Fall $\alpha = -1/2$ passt auf Anhieb keiner der bekannten kohärenzzerstörenden Prozesse. In 1D ergibt die Elektron-Phonon Streuung bekanntlich $L_\phi \propto T^{-1}$ bis T^{-2} [40]. Bei sehr tiefen Temperaturen und kleinen Dimensionen ist die sog. Nyquist Elektron-Elektron Streuung mit kleinem Energieübertrag ein häufig beobachteter Prozess für die Phasenkohärenzzerstörung [45]. Aber auch die entsprechende $L_\phi \propto T^{-1/3}$ Abhängigkeit korreliert nicht mit unseren experimentellen Ergebnissen. Ein möglicher Kandidat könnte jedoch die sog. kritische Elektron-Elektron Streuung sein, die in stark gestörten Systemen in der Nähe des Metall-Isolator-Übergangs (MIT) zum Tragen kommt [103]. Die entsprechende inelastische Streuzeit wurde mit einem Temperaturverlauf $\propto T^{-1}$ berechnet. Die Berechnung erfolgte jedoch für ein dreidimensionales System [46]. Eine eindeutige Zuordnung ist also nicht einfach und bedarf weiterer Untersuchungen. Zudem muss berücksichtigt werden, dass in dem vorliegenden System der Strom durch Löcher getragen wird und es sich hier auch um einen Ferromagneten handelt. Eine Beobachtung von Kohärenzeffekten in Ferromagneten scheiterte bisher häufig an der Schwierigkeit, diese aufzulösen, wie bereits eingangs zu 5.2 diskutiert. Die Eigenschaften und das Verhalten von phasenkohärenzzerstörenden Streuprozessen wurden aber aufgrund der leichteren Zugänglichkeit in unmagnetischen Elektronensystemen durchgeführt und eine direkte Vergleichbarkeit ist daher nicht anzunehmen. In paramagnetischen CdMnTe Nanodrähten [104] beeinflusste z. B. die Anwesenheit von lokalisierten Spins nicht die Amplitude der UCF aber die Größe des Korrelationfeldes $B_c = \frac{\hbar}{eL_\phi w}$ [33]. Eine verlässliche Bestimmung von B_c war hier für die (Ga,Mn)As Drähte aufgrund der kleinen Kohärenzlänge nicht möglich. Für die tiefste Temperatur wäre B_c etwa im Bereich von 2 T und vergrößert sich zu ca. 10 T im höheren Temperaturbereich. Um nun B_c aus der Autokorrelationsfunktion zu ermitteln, muss der untersuchte Magnetfeldbereich für eine ausreichende Mittelung viel größer sein als B_c , etwa um den Faktor 50 [33]. Dies ist eine Be-

dingung, die selbst von einem Magnetsystem mit einer maximalen Feldstärke von 19 T nicht zu erfüllen ist. An dieser Stelle ist noch erwähnenswert, dass in ferromagnetischen (Ga,Mn)As Drähten, im Gegensatz zu Systemen mit magnetischen Verunreinigungen [48], keine Sättigung der Kohärenzzeit bei tiefen Temperaturen stattfindet.

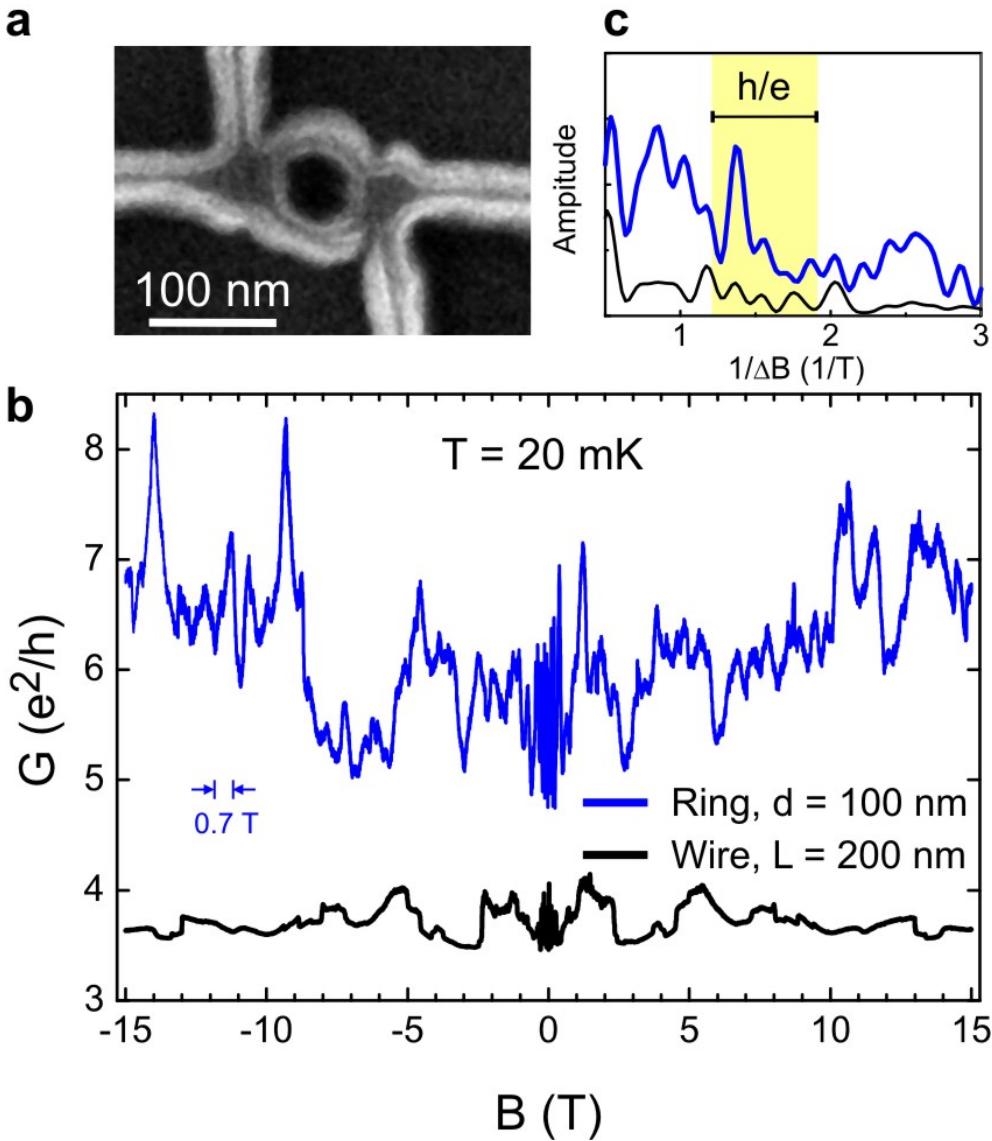
5.2.2 Aharonov-Bohm-Effekt in (GaMn)As

Aus der Analyse der UCF Messungen ergab sich eine Phasenkohärenzlänge von etwa 100 nm bei der tiefsten Temperatur von ca. 15 mK. Mit Hilfe von Ringstrukturen, deren Durchmesser in diesem Bereich liegt, sollte der Aharonov-Bohm-Effekt messbar sein (s. 1.2.1). Da diese Abmessungen im Grenzbereich dessen liegen, was mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie (ESL) machbar ist, stellt die Realisierung derartig kleiner Ringe eine große Herausforderung (s. Kapitel 3).

In Abbildung 5.9a ist ein REM-Bild eines für die vorliegende Arbeit hergestellten Rings mit einem Durchmesser von 100 nm dargestellt. Aus diesem Bild und dem Widerstand konnte, wie im Eingang zu Abschnitt 5.2 erläutert, ein elektrisch aktiver Außendurchmesser $2R_o$ von ~ 100 nm und ein Innendurchmesser $2R_i$ von ~ 80 nm bestimmt werden. Ein Ringarm ist also nur etwas länger als L_ϕ und es sollten periodische Oszillationen beobachtbar sein.

In Abbildung 5.9b ist der Leitwert des 100 nm Rings in Einheiten von e^2/h und dem Leitwert eines in etwa entsprechend langen Drahtes mit einer Breite von ~ 20 nm und einer Länge von 200 nm gegen B aufgetragen. Es treten in der Magnetoleitwertkurve des Rings im Gegensatz zu der des Drahtes deutliche periodische Oszillationen zum Vorschein. Aus den Abmessungen des Rings sind Aharonov-Bohm Oszillationen mit einer Periode ΔB zwischen $h/e\pi R_o^2 = 0,53$ T und $h/e\pi R_i^2 = 0,82$ T zu erwarten. Der Mittelwert liegt bei $\Delta B = 0,7$ T, ein entsprechender Balken ist als Anhaltspunkt in der Grafik 5.9b eingezeichnet. Man erkennt, dass die leicht variierende Periode in diesem Bereich liegt. Fourier Transformationen von Ring- und Drahtleitwert sind in Abbildung 5.9c zu sehen. Für den Ring ist ein Peak bei $1/\Delta B \approx 1,4$ T $^{-1}$ in dem Bereich der Fourier Transformation zu erkennen, der für die h/e Oszillationen erwartet wird. Die Breite des Bereichs ist durch die Differenz zwischen Außen- und Innendurchmesser des Rings bestimmt. Es wurden auch Ringe mit einem Durchmesser von 200 nm und 300 nm untersucht, aber im Gegensatz zum 100 nm Ring traten hier nur aperiodische Fluktuationen wie bei den Drähten auf.

Obwohl deutliche periodische Oszillationen im kleinsten Ring zu erkennen sind, ist eine eindeutige Analyse nicht einfach. Die erste Schwierigkeit liegt in der Überlagerung von UCF und Aharonov-Bohm Oszillationen wegen einer vergleichbaren Periode, da die entsprechenden Flächen, die durch die Trajektorien eingeschlossen

**Abbildung 5.9**

(a) REM-Bild eines Rings mit einem Durchmesser von ~ 100 nm. (b) Vergleich der Leitwertkurve eines Rings mit der eines Drahtes von vergleichbarer Länge und Breite. (c) Entsprechende Fouriertransformationen des Rings und des Drahtes. Markiert ist der Bereich in dem die Aharonov-Bohm Oszillationen erwartet werden.

werden, ähnlich sind [21]. Daher können Fluktuationen und Oszillationen quantitativ schwer getrennt werden. Zudem erzeugt eine endliche Breite der Ringarme eine Unschärfe der Oszillationsperiode ΔB , was zu einem flacheren Peak in der Fourier Transformation führt. Die Lage des Peaks der Aharonov-Bohm Oszillation in Abbildung 5.9c liegt am unteren Ende des erwarteten Bereichs. Dies könnte neben der allgemeinen Unsicherheit der Bestimmung der Abmessungen auch dar-

an liegen, dass die Trajektorien der Elektronen, die dem Außendurchmesser des Rings folgen, wegen Gl. 1.9 und der großen relativen Breite des Rings weniger stark zum Aharonov-Bohm-Effekt beitragen.

Für eine bessere Auflösung des Aharonov-Bohm-Effekts ist daher ein Ring mit einem besseren Aspektverhältnis zwischen Ringbreite und Durchmesser erforderlich. Da die Strukturierungsauflösung schon an der Grenze des Machbaren lag, kann dies nur mit einem größeren Durchmesser erzielt werden. Dazu ist aber ein Material mit einer größeren Phasenkohärenzlänge notwendig. Nach Gl. 1.15 kann hierzu eine Erhöhung der Diffusionskonstante D durch Erhöhung der Ladungsträgerdichte p und Verringerung der elastischen Streuzeit τ oder einer Erhöhung der Phasenrelaxationszeit τ_ϕ angestrebt werden. Dies sind interessante Aspekte von weiterführenden Arbeiten [56]. In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal gezeigt, dass phasenkohärenter Transport in (Ga,Mn)As möglich und nachweisbar ist. Dieser Nachweis wurde mit der Beobachtung der UCF und des Aharonov-Bohm-Effekts erbracht. Weiterhin konnte mit der Auswertung der Temperaturabhängigkeit der UCF Amplitude für die Phasenkohärenzlänge L_ϕ in dem hier verwendeten Material ein Wert von $\sim 100\text{ nm}$ bei 12 mK bestimmt werden. L_ϕ folgt einem $T^{-1/2}$ Gesetz, was für die Phasenrelaxationszeit τ_ϕ eine T^{-1} Abhängigkeit bedeutet.

6 Zusammenfassung

Der ferromagnetische Halbleiter $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ wird als vielversprechender Kandidat für Spintronik Systeme angesehen, da er den Spinfreiheitsgrad eines Ferromagneten mit der Vielfältigkeit und Flexibilität eines Halbleiters verbindet. Viele Transporteigenschaften wie das Widerstandsmaximum bei T_C oder der starke Anstieg des Widerstands bei tiefsten Temperaturen sind in ihrer Ursache noch unklar. Einen direkten Zugang zu diesen Phänomenen bei tiefen Temperaturen können Erkenntnisse zum quantenmechanischen Transportverhalten geben. Diese Informationen sind auch für Strukturen von Bedeutung, die auf der Wellennatur der Elektronen bzw. Löcher beruhen. Um aber die quantenmechanischen Vorgänge in ferromagnetischen Halbleitern verstehen zu können, ist die Kenntnis von grundlegenden Eigenschaften wie die Phasenkohärenzlänge und die entsprechenden Streumechanismen unabdingbar. Das Fehlen der Beobachtbarkeit von Quanteninterferenzeffekten in ferromagnetischen Halbleitern hatte bisher einen experimentellen Zugang zu diesen Daten verhindert. Die Aufgabe dieser Arbeit bestand somit zunächst darin zu erkunden, ob phasenkohärenter Transport in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ möglich ist, und wenn ja, welchen Gesetzmäßigkeiten dieser folgt.

Da die Phaseninformation durch magnetische Wechselwirkungen leicht zerstört werden kann, musste die Kohärenzlänge als äußerst kurz angenommen werden. Die Probenabmessungen müssen für die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten in der Größenordnung dieser Kohärenzlänge liegen. Als erster entscheidender Schritt musste deshalb die Herstellung von kleinsten Nanostrukturen mittels ESL bis zum technisch und physikalisch Möglichen ausgereizt werden. Hierzu wurde ein spezieller ESL Negativprozess entwickelt und bis hinunter zu einer Liniensbreite von 10 nm optimiert. Ein zweiter entscheidender Punkt war der Messaufbau, insbesondere die Bereitstellung von tiefsten Temperaturen im mK-Bereich. Es stand hierzu zwar ein Mischungskryostat mit einer Basistemperatur von ca. 15 mK zur Verfügung, diese Temperaturen konnten aber in der Probe nur durch umfangreiche Filter- und Abschirmmaßnahmen erreicht werden.

Durch diese Anstrengungen konnte der erste Nachweis von Quanteninterferenzeffekten im Elektronen- bzw. Löchertransport, wie den UCF und dem Aharonov-Bohm Effekt, in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ erbracht werden. Für das verwendete Material mit einer Mn-Konzentration von ca. 2% konnte hieraus eine Kohärenzlänge L_ϕ von etwa 100 nm bei 12 mK ermittelt werden. Die Temperaturabhängigkeit von L_ϕ zeigte eine $T^{-1/2}$ Abhängigkeit. Dies bedeutet, dass die entsprechende Kohärenzzeit

einem T^{-1} Gesetz folgt, das der Elektron-Elektron Wechselwirkung als dominierenden kohärenzzerstörenden Prozess zugeordnet werden kann. Weiterführende Arbeiten bestätigen insbesondere die Beobachtung der Aharonov-Bohm Oszillationen in (Ga,Mn)As Nanoringen und zeigen weiterhin, dass L_ϕ ausschließlich von D abhängig ist [56]. Außerdem konnte der Wert für L_ϕ auch aus der Analyse der schwachen Lokalisierung in (Ga,Mn)As ermittelt und bestätigt werden [38]. Eine hierbei durchgeführte Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit zeigte eine eindeutige Zuordnung der Elektron-Elektron Wechselwirkung als Ursache für die Abnahme der Leitfähigkeit für $T \rightarrow 0$.

A Rezeptliste

Folgende Auflistung von Prozessschritten und Parametern bezieht sich auf die hergestellten $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Strukturen nach dem in Kapitel 3 beschriebenen Negativ-ESL-Prozess. Ausgangsmaterial sind zwei 50 nm dicke $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ Schichten mit einer Mn Konzentration von 2% auf einem GaAs (001) Substrat.

- Proben aus Ausgangsmaterial brechen
 - zum Schutz vor Staub belacken (siehe unten)
 - Ausgangsprobe mit Diamantritzer anritzen, und in $(5 \times 5)\text{ mm}^2$ große Stücke brechen
- Standardreinigung
 - Acetonbad 1 min in Ultraschall
 - Acetonbäder nacheinander 30 s, 15 s und 5 s, dazwischen mit Strahl aus Aceton-Sprühflasche abspritzen (Reinigungskaskade)
 - Zwischenlagerung in Propanolbad
- Belacken (Photolack)
 - Probe mit Propanol abspülen, auf Drehteller legen, ansaugen und mit Stickstoff trockenblasen.
 - Photolack Shipley Microposit 1805 auf Probeträufeln, bis Oberfläche vollständig bedeckt ist
 - Lack 30 s bei 4500 U/min aufschleudern
 - Hotplate 90° C 2 min
- Belichten
 - Chrommaske “Multihallbar” in Mask-Aligner MJB 3 von Karl Süss einbauen
 - 15 s bei 300 W belichten
- Entwickeln

- 20 s in H₂O : Microposit Developer = 4 : 1 unter ständiger Bewegung
- 20 s in Reinstwasser stoppen
- mit Stickstoff trockenblasen
- Reaktives Ionenätzen (RIE)
 - 1 min bei 50 mTorr, 75 W, 20 sccm SiCl₄ in Oxford Plasmalab 80 ätzen
 - alternativ: 40 s CAIBE Rezept: Nr. 8 (10% Ar, 9% Cl)
- Standardreinigung
- Belacken (Photolack s. oben)
- Belichten Kontaktpads
 - Kontaktpadmaske justieren
 - 15 s belichten
- Entwickeln
 - wie zuvor, aber 1 min entwickeln
- Aufdampfen Kontaktpads
 - 5 min Ionenstrahlätzen unmittelbar vor dem Aufdampfen (Reste- Oxydentfernung)
 - Aufdampfanlage Univex 450 Leybold, Basisdruck $5 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - 100-200 nm Gold (2 Å/s)
- Lift-Off
 - Probe in warmes Aceton legen, $T < 60^\circ\text{C}$
 - Abspülen des überschüssigen Metalls
 - (evtl. 1 s in Ultraschall)
- Standardreinigung
- Belacken mit PMMA
 - Probe auf Drehteller der Lackschleuder legen, mit Stickstoff abblasen
 - 3 Tropfen PMMA 200 ku 3,5% während Stufe 1: 5 s 3000 U/min aufschleudern, zwischen Stufe 1 und 2 mit Beschleunigung 9 einen Tropfen zugeben, dann 30 s 8000 U/min
 - Hotplate 10 min, 160° C

- ESL (negativ)
 - genaue Einstellung des Astigmatismus bei WD 9 mm
 - Positionieren der Probe und Einstellung der Fokusebene
 - Belichten der Strukturen mit $7 \mu\text{m}$ Blende, Beschleunigungsspannung 25 kV und Liniendosis 50-100 nC/cm
- Entwickeln PMMA (negativ)
 - 20 s Propanol
- Belacken mit PMMA 200 ku 3,5% (wie oben)
- ESL (Ätzfenster)
 - Positionieren der Probe
 - Ätzfenster belichten mit $30 \mu\text{m}$ Blende, Beschleunigungsspannung 25 kV und Flächendosis von $450 \mu\text{C}/\text{cm}^2$
- Entwickeln PMMA (positiv)
 - 60 s Propanol
 - mit Stickstoff trockenblasen
- Reaktives Ionenätzen (RIE)
 - 20 s bei 50 mTorr, 75 W, 20 sccm SiCl₄ in Oxford Plasmalab 80 ätzen
 - alternativ: 30 s CAIBE Rezept: Nr. 8 (10% Ar, 9% Cl)
- Messvorbereitung
 - Probe ritzen und teilen
 - in Chipcarrier einkleben
 - Bonden

Literaturverzeichnis

- [1] ŽUTIĆ, I., J. FABIAN und S. DAS SARMA: *Spintronics: Fundamentals and applications*. Rev. Mod. Phys., **76** 323–410, 2004.
- [2] GREGG, J. F., I. PETEJ, E. JOUGUELET und C. DENNIS: *Spin electronics review*. J. Phys. D: Appl. Phys., **35** R121R155, 2002.
- [3] DATTA, S. und B. DAS: *Electronic analog of the electro-optic modulator*. Appl. Phys. Lett., **56** 665–667, 1990.
- [4] TANAKA, M.: *Spintronics: recent progress and tomorrow's challenges*. J. Cryst. Growth, **278** 25–37, 2005.
- [5] <http://www.freescale.com/webapp/sps/site/homepage.jsp?nodeId=015424>.
- [6] OHNO, H., H. MUNEKATA, T. PENNEY, S. VON MOLNÁR und L. L. CHANG: *Magnetotransport properties of p-type (In,Mn)As diluted magnetic III-V semiconductors*. Phys. Rev. Lett., **68** 2664–2667, 1992.
- [7] OHNO, H., A. SHEN, F. MATSUKURA, A. OIWA, A. ENDO, S. KATSUMOTO und Y. IYE: *(Ga,Mn)As: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*. Appl. Phys. Lett., **69** 363–365, 1996.
- [8] OHNO, H.: *Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic*. Science, **281** 951–956, 1998.
- [9] OHNO, H.: *Properties of ferromagnetic III-V semiconductors*. J. Magn. Magn. Mater., **200** 110–129, 1999.
- [10] OHNO, H. und F. MATSUKURA: *A ferromagnetic III-V semiconductor: (Ga,Mn)As*. Solid State Commun., **117** 179–186, 2001.
- [11] DIETL, T.: *Ferromagnetic semiconductors*. Semicond. Sci. Technol., **17** 377–392, 2002.
- [12] MACDONALD, A. H., P. SCHIFFER und N. SAMARTH: *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As*. Nature Materials, **4** 195–202, 2005.

- [13] OHNO, H., D. CHIBA, F. MATSUKURA, T. OMIYA, E. ABE, T. DIETL, Y. OHNO und K. OHTANI: *Electric-field control of ferromagnetism*. Nature, **408** 944–946, 2000.
- [14] OIWA, A., S. KATSUMOTO, A. ENDO, M. HIRASAWA, Y. IYE, H. OHNO, F. MATSUKURA, A. SHEN und Y. SUGAWARA: *Nonmetal-metal-nonmetal transition and large negative magnetoresistance in (Ga, Mn)As/GaAs*. Solid State Commun., **103** 209–213, 1997.
- [15] DIETL, T., A. HAURY und Y. MERLE D'AUBIGNÉ: *Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors*. Phys. Rev. B, **55** R3347, 1997.
- [16] JUNGWIRTH, T., K. Y. WANG, J. MAŠEK, K. W. EDMONDS, JÜRGEN KÖNIG, JAIRO SINNOVA, M. POLINI, N. A. GONCHARUK, A. H. MACDONALD, M. SAWICKI, A. W. RUSHFORTH, R. P. CAMPION, L. X. ZHAO, C. T. FOXON, und B. L. GALLAGHER: *Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors*. Phys. Rev. B, **72** 165204, 2005.
- [17] EDMONDS, K. W., P. BOGUSAWSKI, 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 und J. BERNHOLC: *Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As*. Phys. Rev. Lett., **92** 037201, 2004.
- [18] WANG, K. Y., R. P. CAMPION, K. W. EDMONDS, M. SAWICKI, T. DIETL, C. T. FOXON und B. L. GALLAGHER: *Magnetism in (Ga,Mn)As Thin Films With TC Up To 173K*. AIP Conf. Proc., **772** 333–334, 2005.
- [19] NAZMUL, A. M., T. AMEMIYA, Y. SHUTO, S. SUGAHARA und M. TANAKA: *High temperature ferromagnetism in GaAs-based heterostructures with Mn δ Doping*. Phys. Rev. Lett., **95** 017201, 2005.
- [20] SATO, K., P. H. DEDERICS und H. KATAYAMA-YOSHIDA: *Curie temperatures of IIIV diluted magnetic semiconductors calculated from first principles*. Europhys. Lett., **61** 403–408, 2003.
- [21] WASHBURN, S. und R. WEBB: *Aharonov-Bohm effect in normal metal Quantum coherence and transport*. Adv. Phys., **35** 375–422, 1986.
- [22] WASHBURN, S. und R. A. WEBB: *Quantum transport in small disordered samples from the diffusive to the ballistic regime*. Rep. Prog. Phys., **55** 1311–1383, 1992.

- [23] ASHCROFT, N.W. und N.D. MERMIN: *Solid State Physics*. Saunders College, 1976.
- [24] DATTA, SUPRIYO: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, Cambridge, 1995.
- [25] AHARONOV, Y. und D. BOHM: *Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory*. Phys. Rev., **115** 485, 1959.
- [26] CHAMBERS, R.G.: *Shift of an electron interference pattern by enclosed magnetic flux*. Phys. Rev. Lett., **5** 3, 1960.
- [27] WEBB, R. A., S. WASHBURN, C. P. UMBACH und R. B. LAIBOWITZ: *Observation of h/e Aharonov-Bohm Oscillations in Normal-Metal Rings*. Phys. Rev. Lett., **54** 2696–2699, 1985.
- [28] UMBACH, C.P., S. WASHBURN, R.B. LAIBOWITZ und R.A. WEBB: *Magnetoresistance of small, quasi-one-dimensional, normal-metal rings and lines*. Phys. Rev. B, **30** 4048, 1984.
- [29] erstellt von Jonathan Eroms.
- [30] HÄUSSLER, R., E. SCHEER, H. B. WEBER und H. v. LÖHNEYSEN: *Conductance oscillations in mesoscopic rings: Microscopic versus global phase*. Phys. Rev. B, **64** 085404, 2001.
- [31] LICINI, J. C., D. J. BISHOP, M. A. KASTNER und J. MELNGAILIS: *Aperiodic magnetoresistance oscillations in narrow inversion layers in Si*. Phys. Rev. Lett., **55** 2987–2990, 1985.
- [32] LEE, P. A. und A. DOUGLAS STONE: *Universal Conductance Fluctuations in Metals*. Phys. Rev. Lett., **55** 1622–1625, 1985.
- [33] LEE, P. A., A. DOUGLAS STONE und H. FUKUYAMA: *Universal conductance fluctuations in metals: Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field*. Phys. Rev. B, **35** 1039–1070, 1987.
- [34] ALTSCHULER, B. L., V. E. KRAVTSOV und I. V. LERNER: *Statistical properties of mesoscopic fluctuations and similarity theory*. JETP Lett., **43** 1989, 1989.
- [35] WASHBURN, S.: *Aharonov-Bohm Effects in Loops of Gold*. In: ALTSCHULER, B.L. (Herausgeber): *Mesoscopic Phenomena in Solids*, Seiten 1–36. North Holland, 1991.
- [36] BERGMANN, G.: *Weak localization in thin films*. Phys. Rep., **107**(1) 1–58, 1984.

- [37] ALTSHULER, B. L., A. G. ARONOV und B. Z. SPIVAK: *The Aharonov-Bohm effect in disordered conductors.* JETP Lett., **33** 94, 1981.
- [38] NEUMAIER, D., K. WAGNER, S. GEISSLER, U. WURSTBAUER, J. SADOWSKI, W. WEGSCHEIDER und D. WEISS: *Weak localization in ferromagnetic (Ga,Mn)As nanostructures.* Phys. Rev. Lett., **99** 116803, 2007.
- [39] THOULESS, D. J.: *Electrons in disordered systems and the theory of localization.* Phys. Rep., **13**(3) 93–142, 1974.
- [40] LIN, J. J. und J. P. BIRD: *Recent experimental studies of electron dephasing in metal and semiconductor mesoscopic structures.* J. Phys.: Condens. Matter, **14** R501–R596, 2002.
- [41] REIZER, M. YU.: *Electron-phonon relaxation in pure metals and superconductors at very low temperatures.* Phys. Rev. B, **40** 5411–5416, 1989.
- [42] ALTSHULLER, B. L., A. G. ARONOV und D. E. KHMELNITSKY: *Suppression of localization effects by the high frequency field and the nyquist noise.* Solid State Commun., **39** 619–623, 1981.
- [43] SCHMID, A.: *On the dynamics of electrons in an impure metal.* Z. Phys., **271** 251–256, 1974.
- [44] GERSHENSON, M. E.: *Low-temperature dephasing in disordered conductors: experimental aspects.* Ann. Phys., **8** 559–568, 1999.
- [45] ALTSHULER, B. L., A. G. ARONOV und D. E. KHMELNITSKY: *Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localisation.* J. Phys. C., **15** 7367–7386, 1982.
- [46] BELITZ, D. und K. I. WYSOKINSKI: *Electronic inelastic lifetime near a mobility edge.* Phys. Rev. B, **36** R9333, 1987.
- [47] HAESENDONCK, C. VAN, H. VLOEBERGHS, Y. BRUYNSERAED, A.H. VERBRUGGEN und S. RADELAAR: *Magnetic order in mesoscopic metal films.* Physica B, **175** 179–186, 1991.
- [48] PIERRE, F., A. B. GOUGAM, A. ANTHORE, H. POTIER, D. ESTEVE und NORMAN O. BIRGE: *Dephasing of electrons in mesoscopic metal wires.* Phys. Rev. B, **68** 085413, 2003.
- [49] MANNARI, I.: *Electrical Resistance of Ferromagnetic Metals.* Prog. Theor. Phys., **22**(3) 335–343, 1959.
- [50] PROST, W.: *Technologie der III-V Halbleiter.* Springer, 1997.

- [51] ESCH, A. VAN, L. VAN BOCKSTAL, J. DE BOECK, G. VERBANCK, A. S. VAN STEENBERGEN, P. J. WELLMANN, B. GRIETENS, R. BOGAERTS und F. HERLACH: *Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$.* Phys. Rev. B, **56**(20) 13103–13112, 1997.
- [52] SANTOS, R. R. dos, L. E. OLIVEIRA und J. dALBUQUERQUE e CASTRO: *Hole concentration in a diluted ferromagnetic semiconductor.* J. Phys.: Cond. Matt., **14** 3751–3757, 2002.
- [53] KITTEL, CHARLES: *Einführung in die Festkörperphysik.* R. Oldenbourg Verlag, München/Wien, 11. Auflage, 1996.
- [54] KRONMÜLLER, HELMUT und MARTIN LAMBECK: *Magnetismus in Festkörpern.* In: RAITH, WILHELM (Herausgeber): *Festkörper*, Band 6 der Reihe *Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik*. Walter de Gruyter, Berlin/New York, 1992.
- [55] OHNO, H.: *Ferromagnetic III-V Semiconductors and Their Heterostructures.* In: D. D. AWSCHALOM, D. LOSS und N. SAMARTH (Herausgeber): *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation.* Springer, 2002.
- [56] NEUMAIER, D.: *Quanteninterferenzeffekte in ferromagnetischen Halbleitern.* Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [57] HAYASHI, T., Y. HASHIMOTO, S. KATSUMOTO und Y. IYE: *Effect of low-temperature annealing on transport and magnetism of diluted magnetic semiconductor ($Ga,Mn)As$.* Appl. Phys. Lett., **78** 1691, 2000.
- [58] MISSOUS, M. und K. E. SINGER: *Low-temperature molecular beam epitaxy of gallium arsenide.* Appl. Phys. Lett., **50** 694–695, 1987.
- [59] DIETL, T., F. MATSUKURA, H. OHNO, J. CIBERT und D. FERRAND: *Hall effect and magnetoresistance in p-type ferromagnetic semiconductors.* cond-mat/0306484, 2003.
- [60] HE, H. T., C. L. YANG, W. K. GE, J. N. WANG, X. DAI und Y. Q. WANG: *Resistivity minima and Kondo effect in ferromagnetic $GaMnAs$ films.* Appl. Phys. Lett., **87** 162506, 2005.
- [61] ZARÁND, G., C. P. MOCA und B. JANKÓ: *Scaling Theory of Magnetoresistance in Disordered Local Moment Ferromagnets.* Phys. Rev. Lett., **94** 247202, 2005.
- [62] MATSUKURA, F., M. SAWICKI, T. DIETL, D. CHIBA und H. OHNO: *Magnetotransport properties of metallic ($Ga,Mn)As$ films with compressive and tensile strain.* Physica E, **21** 1032–1036, 2004.

- [63] OHNO, H., F. MATSUKURA, A. SHEN, Y. SUGAWARA, N. AKIBA und T. KUROIWA: *Ferromagnetic (Ga,Mn)As and its heterostructures*. Physica E, **2** 904–908, 1998.
- [64] BAXTER, D. V., D. RUZMETOV, J. SCHERSCHLIGT, Y. SASAKI, X. LIU, J. K. FURDYNA und C. H. MIELKE: *Anisotropic magnetoresistance in Ga_{1-x}Mn_xAs*. Phys. Rev. B, **65** 212407, 2002.
- [65] CAMPBELL, I.A. und A. FERT: *Ferromagnetic Materials*. North Holland, **3** 747, 1982.
- [66] JUNGWIRTH, T., M. ABOLFATH, J. SINNOVA, J. KUČERA und A. H. MACDONALD: *Boltzmann theory of engineered anisotropic magnetoresistance in (Ga,Mn)As*. Appl. Phys. Lett., **81** 4029, 2002.
- [67] OMIYA, T., F. MATSUKURA, T. DIETL, Y. OHNO, T. SAKON, M. MOTOKAWA und H. OHNO: *Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As investigated at low temperature and high magnetic field*. Physica E, **7** 976–980, 2000.
- [68] EDMONDS, K. W., K. Y. WANG, R. P. CAMPION, A. C. NEUMANN, C. T. FOXON, B. L. GALLAGHER und P. C. MAIN: *Hall effect and hole densities in Ga_{1-x}Mn_xAs*. Appl. Phys. Lett., **81** 3010, 2002.
- [69] JUNGWIRTH, T., QIAN NIU und A. H. MACDONALD: *Anomalous Hall Effect in Ferromagnetic Semiconductors*. Phys. Rev. Lett., **88** 207208, 2002.
- [70] KASAI, S., T. NIIYAMA, E. SAITO und H. MIYAJIMA: *Aharonov-Bohm oscillation of resistance observed in ferromagnetic Fe-Ni nanoring*. Appl. Phys. Lett., **81** 316, 2002.
- [71] KASAI, S., E. SAITO und H. MIYAJIMA: *Quantum transport properties in ferromagnetic nanorings at low temperature*. J. Appl. Phys., **93** 8427, 2003.
- [72] WIDMANN, DIETRICH: *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, Band 19. Springer Verlag, Weinheim, 1996.
- [73] MENZ, WOLFGANG und PETER BLEY: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. VCH, 2. Auflage, 1993.
- [74] REINWALD, MATTHIAS: *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem GaMnAs auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [75] SCHUH, DIETER: *Mikro-Hall-Magnetometrie*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.

- [76] <http://www.nanonic.de>.
- [77] PULWEY, RALPH: *Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [78] BIBERGER, JOSEF: *Transportphänomene in mesoskopischen 2DEG-Strukturen unter dem Einfluss inhomogener Streufelder von Nanomagneten*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [79] RIEPL, THOMAS: *Herstellung dreidimensionaler Resiststrukturen mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie*. Technischer Bericht, Fachhochschule Regensburg, Universität Regensburg, 2005.
- [80] ZAILER, I., J.E.F. FROST, V. CHABASSEUR-MOLYNEUX, C.J.B. FORD und M. PEPPER: *Crosslinked PMMA as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures*. Semicond. Sci. Technol., **11** 1235–1238, 1996.
- [81] <http://www.spiegel.de/wissenschaft/mensch/0,1518,424268,00.html>.
- [82] POBELL, F.: *Matter and methods at low temperature*. Springer, 1996.
- [83] MITZKUS, CHRISTIAN: *Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2005.
- [84] WELLSTOOD, F. C., C. URBINA und JOHN CLARKE: *Hot-electron effects in metals*. Phys. Rev. B, **49** 5942–5955, 1994.
- [85] HEYNE, GEORG: *Elektronische Meßtechnik*. Oldenburg Verlag, München, 1999.
- [86] STANFORD, RESEARCH SYSTEMS: *About Lock-In Amplifiers*. <http://www.srsys.com/html/applicationnotes.html>, 2000. Application Note #3.
- [87] MORRISON, RALPH: *Grounding and Shielding Techniques*. John Wiley & Sons, New York, 1998.
- [88] OTT, H. W.: *Noise reduction techniques in electronic systems*. John Wiley & Sons, New York, 1988.
- [89] WAGNER, K., D. NEUMAIER, M. REINWALD, W. WEGSCHEIDER und D. WEISS: *Dephasing in $(Ga,Mn)As$ Nanowires and Rings*. Phys. Rev. Lett., **97** 056803, 2006.

- [90] REINWALD, M., U. WURSTBAUER, M. DÖPPE, W. KIPFERL, K. WAGENHUBER, H.-P. TRANITZ, D. WEISS und W. WEGSCHEIDER: *Growth of (Ga,Mn)As on GaAs(001) and (311)A in a high-mobility MBE system.* J. Crystal Growth, **278** 690–694, 2005.
- [91] Messung und graphische Darstellung M. Sperl AG G. Bayreuther, Uni Regensburg.
- [92] WELP, U., V. K. VLASKO-VLASOV, X. LIU, J. K. FURDYNA und T. WOJTOWICZ: *Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in $Ga_{1-x}Mn_xAs$.*
- [93] WANG, K. Y., K. W. EDMONDS, R. P. CAMPION, L. X. ZHAO, C. T. FOXON und B. L. GALLAGHER: *Anisotropic magnetoresistance and magnetic anisotropy in high-quality (Ga,Mn)As films.* Phys. Rev. B, **72** 085201, 2005.
- [94] ZHAO, L. X., R. P. CAMPION, P. F. FEWSTER, R. W. MARTIN, B. Y. BER, A. P. KOVARSKY, C. R. STADDON, K. Y. WANG, K. W. EDMONDS, C. T. FOXON und B. L. GALLAGHER: *Determination of the Mn concentration in GaMnAs.* Semicond. Sci. Technol., **20** 369, 2005.
- [95] EDMONDS, K. W., R. P. CAMPION, K. Y. WANG, A. C. NEUMANN, B. L. GALLAGHER, C. T. FOXON und P. C. MAIN: *Magnetoresistance and Hall effect in the ferromagnetic semiconductor $Ga_{1-x}Mn_xAs$.* J. Appl. Phys., **93** 6787, 2003.
- [96] DIETL, T., H. OHNO und F. MATSUKURA: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors.* Phys. Rev. B, **63** 195205, 2001.
- [97] ANDERSON, P.W.: *Absence of Diffusion in Certain Random Lattices.* Phys. Rev., **109** 1492, 1958.
- [98] MINKOV, G. M., O. E. RUT, A. V. GERMANENKO, A. A. SHERSTOBITOVS, B. N. ZVONKOV, E. A. USKOVA und A. A. BIRUKOV: *Quantum corrections to conductivity: From weak to strong localization.* Phys. Rev. B, **65** 235322, 2002.
- [99] TATARA, G. und B. BARBARA: *Ferromagnetism's affect on the Aharonov-Bohm effect.* Phys. Rev. B, **64**(17) 172408, Oct 2001.
- [100] TATARA, GEN, HIROSHI KOHNO, EDGAR BONET und BERNARD BARBARA: *Aharonov-Bohm oscillation in a ferromagnetic ring.* Phys. Rev. B, **69**(5) 054420, 2004.
- [101] NAGAEV, E. L.: *Magnetic and magnetoimpurity charge-carrier scattering at the double exchange.* Phys. Rev. B, **58** 816–826, 1998.

- [102] VILA, L., R. GIRAUD, L. THEVENARD, A. LEMAITRE, F. PIERRE, J. DUFOULEUR, D. MAILLY, B. BARBARA und G. FAINI: *Universal Conductance Fluctuations in Epitaxial GaMnAs Ferromagnets: Dephasing by Structural and Spin Disorder.* Phys. Rev. Lett., **98**(2) 027204, 2007.
- [103] DAI, P., Y. ZHANG und M. P. SARACHIK: *Magnetoconductance of metallic Si:B near the metal-insulator transition.* Phys. Rev. B, **46** 6724–6731, 1992.
- [104] JAROSZYŃSKI, J., J. WRÓBEL, M. SAWICKI, E. KAMIŃSKA, T. SKOŚKIEWICZ, G. KARCZEWSKI, T. WOJTOWICZ, A. PIOTROWSKA, J. KOSSUT und T. DIETL: *Influence of s-d Exchange Interaction on Universal Conductance Fluctuations in Cd_{1-x}Mn_xTe:In.* Phys. Rev. Lett., **75** 3170–3173, 1995.

Publikationsliste

WAGNER, K., D. NEUMAIER, M. REINWALD, W. WEGSCHEIDER und D. WEISS: *Dephasing in (Ga,Mn)As Nanowires and Rings.* Phys. Rev. Lett., **97** 056803, 2006.

NEUMAIER, D., K. WAGNER, S. GEISSLER, U. WURSTBAUER, J. SADOWSKI, W. WEGSCHEIDER und D. WEISS: *Weak localization in ferromagnetic (Ga,Mn)As nanostructures.* Phys. Rev. Lett., **99** 116803, 2007.

SCHLAPPS, M., M. DOEPPE, K. WAGNER, M. REINWALD, W. WEGSCHEIDER und D. WEISS: *Transport through (Ga,Mn)As nanoconstrictions.* Phys. Stat. Sol. (A), **203** 3597, 2006.

Vielen Dank

Prof. Dr. Dieter Weiss möchte ich für die Betreuung dieser Arbeit meinen Dank aussprechen. Insbesondere seinem beständigen Vertrauen und den motivierenden Diskussionen während der Durststrecke der Anfangszeit ist das Erreichen der hoch gesteckten Ziele zu verdanken.

Prof. Dr. Werner Wegscheider und Matthias Reinwald gilt mein besonderer Dank für die Versorgung mit ausgezeichnetem (Ga,Mn)As Material, ohne dem diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Daniel Neumaier gebührt mein respektvoller Dank für die äußerst fruchtbare und anregende Zusammenarbeit. Das Wissen um die kompetente Weiterführung dieser Arbeit ist mir eine besondere Freude.

Prof. Dr. Christoph Strunk bin ich sehr dankbar für die zahlreichen wertvollen Hinweise, die nicht unwesentlich am Erfolg dieser Arbeit beitragen.

Prof. Dr. Klaus Richter, Prof. Dr. Jaroslav Fabian und Prof. Dr. Tomasz Dietl möchte ich für die interessanten und hilfreichen Diskussionen zur Theorie danken.

Josef Biberger, Ralph Pulwey und Jörg Raabe verdanke ich die Möglichkeit der Herstellung kleinsten Strukturen. Erst durch die Entwicklung und Bereitstellung ihres hervorragenden nanonic ESL-Systems konnten diese realisiert werden.

Matthias Sperl danke ich für die SQUID-Messungen der (Ga,Mn)As Schichten.

Den Mitarbeitern der mechanischen und elektronischen Werkstatt, und insbesondere den Technikern des Lehrstuhls, Martin Bachfischer, Uli Gürster, Martin Furthmeier und Robert Hiltner danke ich für die gute Zusammenarbeit und die stete Hilfsbereitschaft.

Allen Korrekturlesern sei an dieser Stelle mein Dank ausgesprochen: Daniel Neumaier, Josef Biberger, Jonathan Eroms.

An alle Mitarbeitern des Lehrstuhls geht mein Dank für das angenehme entspannte Klima und für viele hilfreiche Diskussionen.

Susa, mein besonderer Dank für Deine Unterstützung und Geduld!