

Schwache Lokalisierung und andere Interferenzeffekte in Ferromagneten

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

vorgelegt von
Daniel Neumaier
aus
Landshut

November 2008

Promotionsgesuch eingereicht am: 19.11.2008
Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Dieter Weiss
Datum des Promotionskolloquiums: 12.02.2009

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Jaroslav Fabian
Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss
Zweitgutachter: Prof. Dr. Klaus Richter
Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Christian Back

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Klassische Leitfähigkeit	3
2.2	Interferenzeffekte	5
2.2.1	Charakteristische Längen und Energien	6
2.2.2	Der Aharonov-Bohm-Effekt	8
2.2.3	Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen	10
2.2.4	Universelle Leitwertfluktuationen	11
2.2.5	Schwache Lokalisierung	12
2.2.6	Erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung	14
2.2.7	Interferenzeffekte in Ferromagneten	16
2.3	(Ga,Mn)As - ein ferromagnetischer Halbleiter	18
2.3.1	Kristallstruktur und Wachstum	18
2.3.2	Magnetische Eigenschaften	20
2.3.3	Elektrische Eigenschaften	21
3	Probenherstellung und Messtechnik	25
3.1	Ausgangsmaterial	25
3.2	Lithographie und Strukturierung	26
3.3	Probendesign	28
3.4	Messvorbereitung	33
3.5	Kryostatsystem	34
3.6	Messelektronik	35
4	Transportuntersuchungen an (Ga,Mn)As Nanostrukturen	39
4.1	Probenparameter	40
4.2	Magnetische Eigenschaften der Nanostrukturen	42
4.3	Untersuchungen zur schwachen Lokalisierung	47
4.3.1	Schwache Lokalisierung in quasi-1D Drähten	47
4.3.2	Schwache Lokalisierung in quasi-2D Hallbars	52
4.4	Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch Messung von UCFs und AB Oszillationen	55

4.5	Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen	59
4.6	Elektron-Elektron-Wechselwirkung in (Ga,Mn)As	64
4.6.1	Experimentelle Bestimmung der Diffusionskonstante in (Ga,Mn)As	71
5	Transportuntersuchungen an Permalloy Nanostrukturen	79
5.1	Universelle Leitwertfluktuationen	80
5.2	Schwache Lokalisierung und Elektron-Elektron-Wechselwirkung .	89
6	Transportuntersuchungen an Co/Pt-Multilagen	93
6.1	Herstellung und Eigenschaften der Co/Pt-Multilagen-Drähte . . .	93
6.2	Schwache Lokalisierung und Elektron-Elektron-Wechselwirkung .	95
7	Zusammenfassung und Ausblick	99
A	Rezeptliste	103

1 Einleitung

Mit der Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands (GMR)¹ im Jahr 1988 hat sich die Spintronik (spinbasierte Elektronik) zu einer Schlüsseltechnologie für zukünftige Anwendungen im Bereich der Mikroelektronik entwickelt. Bisher basierte die Funktion von Mikroprozessoren auf der Kontrolle der elektrischen Ladung; der Elektronenspin, ein fundamentaler Freiheitsgrad des Elektrons, bleibt dabei ungenutzt. Die enorme Leistungssteigerung der Mikroprozessoren in den vergangenen Jahrzehnten wurde maßgeblich durch eine immer weiter voranschreitende Miniaturisierung der einzelnen Bauelemente erreicht. Mittlerweile werden handelsübliche Prozessoren mit Strukturbreiten von 45 nm gefertigt, die Herstellung 32 nm breiter Strukturen wird bereits erprobt. Jedoch ist ein baldiges Ende der Miniaturisierung zu erwarten, da physikalische Grenzen der Machbarkeit erreicht werden, spätestens wenn die Abmessungen der einzelnen Strukturen nur wenige Atome betragen. Um eine weitere Steigerung der Leistung zu erreichen, sind daher neue Ansätze notwendig, wie beispielsweise die Nutzung des Elektronenspins als weiteren Freiheitsgrad. Die großen Vorteile von spinbasierten Schaltungen wären eine höhere Schaltgeschwindigkeit bei einer gleichzeitig geringeren Leistungsaufnahme und die Nichtflüchtigkeit des Speichers. Auch variabel programmierbare Logikelemente wären mit dieser Technologie denkbar.

Ein wesentlicher Bestandteil spinbasierter Elektronik sind ferromagnetische Materialien, da diese aufgrund ihrer spontanen Magnetisierung eine Spinpolarisation der Ladungsträger aufweisen. Deshalb beschäftigt sich ein Großteil der Spintronik-Forschung mit den elektrischen, wie auch mit den magnetischen Eigenschaften ferromagnetischer Materialien. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die elektrischen Eigenschaften ferromagnetischer Materialien mit mesoskopischen Abmessungen bei tiefen Temperaturen untersucht werden. Bei tiefen Temperaturen macht sich die Welleneigenschaft der Elektronen deutlich im Ladungstransport bemerkbar und führt zu verschiedenen Interferenzeffekten. Da mit zunehmender Miniaturisierung der Bauelemente Interferenzeffekte auch bei Raumtemperatur an Bedeutung gewinnen werden, ist eine genaue Kenntnis des phasenkohärenten Transports notwendig, um ein optimales Design der Bauelemente zu erreichen oder neue Effekte nutzbar zu machen. Der phasenkohärente Transport in ferromagnetischen Materialien wurde bisher relativ wenig untersucht. So war es bis zum

¹Für die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands erhielten P. Grünberg und A. Fert im Jahr 2007 den Nobelpreis für Physik.

Jahr 2002 eine offene Frage, ob Interferenzeffekte in Ferromagneten überhaupt zu beobachten sind. Erst die Messung von magnetfeldabhängigen Widerstandsozillationen, den sog. Aharonov-Bohm Oszillationen, in Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) Ringen bestätigte die Existenz von Interferenzbeiträgen in Ferromagneten [1]. Seitdem wurde phasenkohärenter Transport auch in anderen ferromagnetischen Materialien beobachtet.

Immer noch ungeklärt ist, ob in einem Ferromagneten auch Interferenz auf zeitumgekehrten Pfaden auftritt² und welchen Gesetzmäßigkeiten diese Interferenzeffekte unterliegen. Bisher konnte trotz intensiver Suche kein direkter experimenteller Nachweis für die Existenz eines Beitrages durch Interferenz auf zeitumgekehrten Pfaden erbracht werden. Theoretisch wurde die Existenz kontrovers diskutiert [2, 3, 4]. Im Rahmen dieser Arbeit sollen verschiedene ferromagnetische Materialien im Hinblick auf phasenkohärenten Transport untersucht werden, wobei besonderes Augenmerk auf der Suche nach schwacher Lokalisierung³ liegt. Als ferromagnetische Materialien wurden der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As, Permalloy, sowie ein Co/Pt-Multilagensystem verwendet.

Ein Großteil der in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde an (Ga,Mn)As vorgenommen, da (Ga,Mn)As wegen seiner geringen Sättigungsmagnetisierung als guter Kandidat für die Beobachtung von schwacher Lokalisierung in einem Ferromagneten gehandelt wird [4]. Darüber hinaus hat sich (Ga,Mn)As zu einem Modellsystem für zukünftige Anwendungen auf dem Gebiet der Spintronik entwickelt. Eine Untersuchung von (Ga,Mn)As liefert daher nicht nur Informationen über den phasenkohärenten Transport im Allgemeinen, sondern hilft auch, dieses relativ neue Material besser zu verstehen. Permalloy wurde als Material für die Untersuchungen ausgewählt, weil dieses eine relativ große Phasenkohärenzlänge mit einer hohen Sättigungsmagnetisierung vereint. Die Phasenkohärenzlänge ist der relevante Parameter für phasenkohärenten Transport. Permalloy liefert daher die Möglichkeit, das Auftreten bzw. Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung in einem Ferromagneten mit großer Phasenkohärenzlänge und hoher Sättigungsmagnetisierung zu untersuchen. Die besondere Eigenschaft von Co/Pt-Multilagen ist eine leichte magnetische Achse senkrecht zur Schichtebene. Bei einer Schicht mit einer senkrechten leichten magnetischen Achse wird das interne Magnetfeld durch das demagnetisierende Feld kompensiert. In Co/Pt-Multilagen kann deshalb ein Einfluss des internen Magnetfeldes auf die schwache Lokalisierung ausgeschlossen werden.

²Durch ein Magnetfeld wird die Zeitumkehrsymmetrie aufgehoben und Interferenz auf zeitumgekehrten Pfaden unterdrückt.

³Die schwache Lokalisierung resultiert aus der Interferenz von Elektronenwellen auf zeitumgekehrten Pfaden in einem ungeordneten Leiter.

2 Grundlagen

2.1 Klassische Leitfähigkeit

Klassisch kann die Bewegung von Elektronen in einem ungeordneten System mit Hilfe einer Boltzmann-Gleichung beschrieben werden [5]. Dafür geht man von wechselwirkungsfreien Elektronen aus, die durch ein elektrisches Feld beschleunigt werden und durch Stöße mit der Umgebung wieder ins thermische Gleichgewicht gelangen. Man erhält so die Drude-Leitfähigkeit:

$$\sigma = ne^2\tau_p/m_e, \quad (2.1)$$

mit der Leitfähigkeit σ , der Ladungsträgerdichte n , der Elektronenladung e , der Impulsrelaxationszeit τ_p und der Elektronenmasse m_e . Der spezifische Widerstand ρ ergibt sich als das Reziproke der Leitfähigkeit: $1/\sigma = \rho$.

Erweitert man dieses Modell mit der quantenmechanischen Fermi-Dirac-Verteilung, so erhält man ein realistisches Modell zur Beschreibung der Leitfähigkeit in makroskopischen, ungeordneten Leitern. Der Strom wird hier nur von Elektronen an der Fermi-Kante getragen. Es ergibt sich mit dieser Erweiterung des Drude-Modells die Einstein-Beziehung:

$$\sigma = N(E_F)e^2D. \quad (2.2)$$

Hier ist $N(E_F)$ die Zustandsdichte an der Fermi-Energie E_F und D die Diffusionskonstante. Die Zustandsdichte gibt die Zahl der Zustände pro Energiebereich an. Man erhält daher die Ladungsträgerdichte n über $n = \int_0^{E_F} N(E)dE$ aus der Zustandsdichte. Die Diffusionskonstante ergibt sich aus der Impulsrelaxationszeit über: $D = v_F^2\tau_p/d$, wobei d die Dimensionalität des Systems ist.

Ein wichtiger Materialparameter für die Interferenzeffekte ist die Diffusionskonstante D . Nach der Einstein-Relation (Gleichung 2.2) ergibt sich die Diffusionskonstante aus der Leitfähigkeit und der Zustandsdichte. Während sich die Leitfähigkeit leicht über die Messung des Längswiderstandes bestimmen lässt, ist zum Ermitteln der Zustandsdichte die Kenntnis der Bandstruktur des jeweiligen Materials notwendig. Es gilt im Dreidimensionalen¹ für die Zustandsdichte an der

¹Dreidimensional im Sinne von $\lambda_F \ll w, t, l$, mit der Fermi-Wellenlänge λ_F und den drei räumlichen Ausdehnungen des Elektronensystems w, t, l

Energie E :

$$N(E) = \sum_i \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{2m_i^*(E)}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E}. \quad (2.3)$$

Die Summation läuft über alle an der Energie E liegenden Bänder, die effektive Masse $m_i^*(E)$ ist in der Regel abhängig von der Energie sowie vom jeweiligen Band.

Die Beschreibung des Transports mit Hilfe der semiklassischen Einstein-Relation hat seine Gültigkeit so lange die Fermi-Wellenlänge sowie die mittlere freie Weglänge viel kleiner als die räumliche Ausdehnung der Probe sind. Darüber hinaus dürfen Quanteninterferenzeffekte keine Rolle spielen.

Der Hall-Effekt

Betrachtet man einen stromdurchflossenen Leiter in einem Magnetfeld, so ist die skalare Beschreibung der Leitfähigkeit bzw. des Widerstandes nach Gleichung 2.1 nicht mehr hinreichend, da durch den Hall-Effekt zusätzlich eine zu \vec{E} und \vec{B} senkrechte Leitfähigkeitskomponente auftritt. Die bisher skalaren Größen Leitfähigkeit und Widerstand gehen über in Tensoren zweiter Stufe. Stehen jedoch Strom und Magnetfeld senkrecht zueinander, so kann der zusätzlich auftretende Hallwiderstand mit einem einfachen skalaren Zusammenhang beschrieben werden:

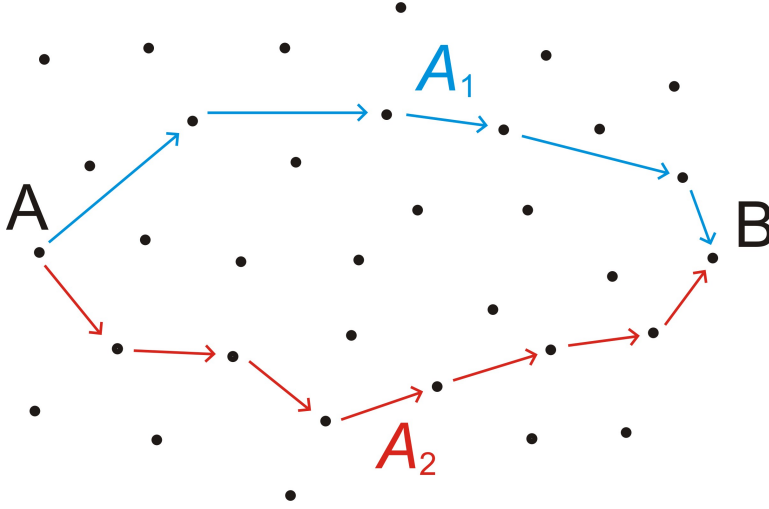
$$\rho_{xy} = \frac{U_{xy}}{I} = \frac{B}{net}. \quad (2.4)$$

Hier ist U_{xy} die Hallspannung, I der Strom, B das Magnetfeld und t die Dicke des Leiters. Die Hallspannung U_{xy} steht jeweils senkrecht zu Strom und Magnetfeld. Aufgrund des einfachen Zusammenhangs von Hallwiderstand und Ladungsträgerdichte n ist die Messung des Hallwiderstandes eine gute Methode, um die Ladungsträgerdichte zu bestimmen.

In ferromagnetischen Metallschichten tritt zusätzlich zum oben beschriebenen normalen Hall-Effekt noch der sog. anomale Hall-Effekt auf. Der gesamte Hallwiderstand kann hier als Summe von normalem und anomalem Hallwiderstand ausgedrückt werden [6]:

$$\rho_{xy} = \frac{B}{net} + R_A \mu_o M, \quad (2.5)$$

wobei R_A die anomale Hall-Konstante und M die Magnetisierung senkrecht zur Ebene ist. Die Ursache für den anomalen Hall-Effekt ist die Spin-Bahn-Kopplung der Ladungsträger. Diese führt zu einer Streuung der Ladungsträger, wobei die Richtung der Streuung abhängig von der Spinausrichtung der Ladungsträger ist. In einem spinpolarisierten Leiter resultiert daraus eine Ladungstrennung. Je nach dominierendem Mechanismus gilt für die anomale Hallkonstante: $R_A \propto \rho_{xx}$ im

**Abbildung 2.1**

Zwei mögliche Transmissionspfade von Punkt A nach Punkt B. Die Transmissionswahrscheinlichkeit beider Pfade ist im Allgemeinen unterschiedlich: $A_1 \neq A_2$.

Fall von Skew-Scattering [7], oder $R_A \propto \rho_{xx}^2$ im Fall von Side-Jump-Scattering [8].

2.2 Interferenzeffekte

Die Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit mittels der semiklassischen Einstein-Relation geht von punktförmigen Elektronen aus. Diese Beschreibung ist gut geeignet, solange die Welleneigenschaft der Elektronen nicht zu Tage tritt. In hinreichend kleinen Systemen sowie bei den nötigen tiefen Temperaturen führt die Interferenz von Teilwellen jedoch zu einer Abweichung von der klassischen Leitfähigkeit. Betrachten wir dazu die Transmission eines Elektrons von Punkt A nach Punkt B (siehe Abbildung 2.1): Klassisch ist die Transmissionswahrscheinlichkeit die Summe der einzelnen Transmissionswahrscheinlichkeiten A_1 und A_2 . Quantenmechanisch muss jedoch die Transmissionswahrscheinlichkeit als komplexe Amplitude angesetzt werden, um der Welleneigenschaft der Elektronen Rechnung zu tragen [9]. Es gilt somit für die Gesamttransmissionswahrscheinlichkeit $T_{A \rightarrow B}$:

$$T_{A \rightarrow B} = |A_1 + A_2|^2 = |A_1|^2 + |A_2|^2 + 2|A_1||A_2|\cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (2.6)$$

Die Summe der ersten beiden Terme entspricht der klassischen Transmissionswahrscheinlichkeit, der letzte Term berücksichtigt die Welleneigenschaft der Elektronen und hat je nach relativer Phasenverschiebung der einzelnen Teilwellen unterschiedliche Beträge und Vorzeichen.

2.2.1 Charakteristische Längen und Energien

Der phasenkohärente Transport in einem Festkörper ist von verschiedenen Parametern, wie charakteristischen Längen und Energien abhängig. Daher werden im Folgenden die wichtigsten Längen und Energien kurz beschrieben.

Die Fermi-Wellenlänge

Die Fermi-Wellenlänge gibt die Materiewellenlänge eines Elektrons an der Fermi-Kante an. Es gilt für die Fermi-Wellenlänge λ_F in Abhängigkeit der Fermi-Energie E_F und der effektiven Elektronenmasse m^* : $\lambda_F = \sqrt{\frac{2(\pi\hbar)^2}{E_F m^*}}$. In Metallen liegt die Fermi-Wellenlänge typischerweise unterhalb von einem nm und in Halbleitern im Bereich von mehreren nm. So ist in Gold $\lambda_F \approx 0,5$ nm [10] und in (Ga,Mn)As $\lambda_F \approx 4$ nm [11].

Die Phasenkohärenzlänge

Die wohl wichtigste Längenskala in Bezug auf phasenkohärenten Transport ist die Phasenkohärenzlänge L_ϕ . Sie gibt die mittlere Weglänge an, innerhalb der sich ein Elektron kohärent bewegen kann. Durch die diffusive Bewegung der Elektronen ist die Phasenkohärenzlänge über die Diffusionskonstante D mit einer Kohärenzzeit τ_ϕ verknüpft: $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$.

Die Kohärenzzeit wird in Festkörpern von mehreren inelastischen Streuprozessen begrenzt. Elastische Streuung führt nicht zu einer Reduzierung der Kohärenzzeit, ändert jedoch die Phasenkohärenzlänge über die Diffusionskonstante. Eine anschauliche Erklärung dafür wird von S. Datta gegeben [9]: Die Interferenz von Partialwellen ist beobachtbar, solange man nicht feststellen kann, welchen Weg das Teilchen genommen hat. Elastische Streuung in einem Festkörper ändert nur die Richtung des Elektrons, das Streuzentrum bleibt davon unverändert und trägt somit keine Information über das Streueignis und den Weg des Elektrons. Bei einer inelastischen Streuung ändert sich die Energie des Elektrons und aufgrund der Energieerhaltung auch die Energie des Streuzentrums. Das Streuzentrum beinhaltet, wegen seiner veränderten Energie, Information über den Weg des Elektrons und eine Interferenz kann nicht beobachtet werden.

Ein ausführlicher Überblick über die verschiedenen phasenkohärenzzerstörenden Mechanismen ist in einem Übersichtsartikel von J. J. Lin und J. P. Bird zu finden [12]. An dieser Stelle sei lediglich erwähnt, dass in Metallen bei tiefen Temperaturen häufig die Elektron-Elektron-Streuung Hauptursache für phasenkohärenzzerstörende Streuung ist.

Die thermische Länge

In einem Festkörper sind bei der Temperatur $T = 0$ alle Energieniveaus bis zur Fermi-Energie vollständig besetzt und darüber leer. Der elektrische Transport findet daher nur von Elektronen mit der Energie E_F statt². Bei einer endlichen Temperatur T führt die thermische Energie zu einer Verbreiterung der Elektronenniveaubesetzung an der Fermi-Kante um $k_B T$. Dies hat zur Folge, dass der elektrische Transport von Elektronen mit leicht verschiedenen Energien und daher unterschiedlichen Wellenlängen getragen wird. So sind anfangs phasengleiche Elektronen nach einer gewissen Strecke außer Phase. Die thermische Verbreiterung führt daher zu einem Verschmieren der einzelnen Interferenzen.

Die thermische Diffusionslänge L_T gibt die typische Längenskala an, auf der die thermische Verbreiterung zu einer Verschmierung der einzelnen Interferenzen führt. Sie hängt von der Temperatur und der Diffusionskonstante ab gemäss:

$$L_T = \sqrt{\frac{\hbar D}{k_B T}}. \quad (2.7)$$

Diese Beziehung ergibt sich aus der Thouless-Energie.

Die Thouless-Energie

Die Thouless-Energie oder auch Korrelationsenergie ist die für Interferenzeffekte relevante Energieskala. Sie gibt an über welchen Energiebereich einzelne Elektronen nicht als unabhängig voneinander betrachtet werden dürfen, sondern miteinander korreliert sind [13, 14]. Die Thouless-Energie ist dabei eine Konsequenz der Heisenberg'schen Unschärferelation. Dazu betrachtete D. J. Thouless ein Elektron in einem Kasten mit der Kantenlänge L . Die Zeit, die dieses Elektron zum durchqueren des Kastens benötigt, ist: $\tau_D = L^2/D$. Aus der Heisenberg'schen Unschärferelation folgt weiter für die Breite des dafür relevanten Energiebereiches:

$$E_C = \frac{\hbar}{\tau_D} = \frac{\hbar D}{L^2}. \quad (2.8)$$

Elektronen innerhalb dieses Energiebereiches sind daher miteinander korreliert. Wird der Transport von Elektronen in einem Energiebereich größer als E_C getragen, z.B. durch thermische Verbreiterung um $k_B T$, so kann der Energiebereich in $N = k_B T/E_C$ miteinander unkorrelierte Bereiche unterteilt werden und Interferenzeffekte werden, wie oben beschrieben, unterdrückt. Ist die thermische Verbreiterung kleiner als die Thouless-Energie, so findet keine Abschwächung der Interferenzeffekte statt. Eine weitere Ursache für eine Verbreiterung der Energieniveaus ist die an der Probe angelegte Spannung U . Diese Spannung führt zu einer Unterdrückung der Interferenzeffekte wenn $eU > E_C$.

²Dies gilt nur im Fall einer infinitesimal kleinen Anregungsspannung.

Ist die Probengröße L größer als die Phasenkohärenzlänge, so ist die Phasenkohärenzlänge die relevante Längenskala für die Thouless-Energie. Es gilt in diesem Fall: $E_C = \hbar D/L_\phi^2$.

2.2.2 Der Aharonov-Bohm-Effekt

Ein bekanntes Beispiel für die Auswirkungen von phasenkohärentem Transport sind die periodischen Widerstandsozillationen eines Ringes in einem variierenden senkrechten Magnetfeld [15]. Diese Oszillationen beruhen auf dem magnetischen Aharonov-Bohm-Effekt [16]. Bereits im Jahre 1959 wiesen Y. Aharonov und D. Bohm in einer theoretischen Arbeit darauf hin, dass sowohl ein skalares Potential als auch ein Vektorpotential die Phase eines geladenen Teilchens beeinflussen, unabhängig davon, ob das Teilchen einem Feld, und somit einer Kraft ausgesetzt ist.

Im Fall des magnetischen Aharonov-Bohm-Effekt verändert das Vektorpotential \vec{A} die Phase des Elektrons. Bewegt sich das Elektron von r_1 nach r_2 , so erhält es auf dem Weg \vec{s} eine Phasenverschiebung durch den magnetischen Aharonov-Bohm-Effekt gemäß:

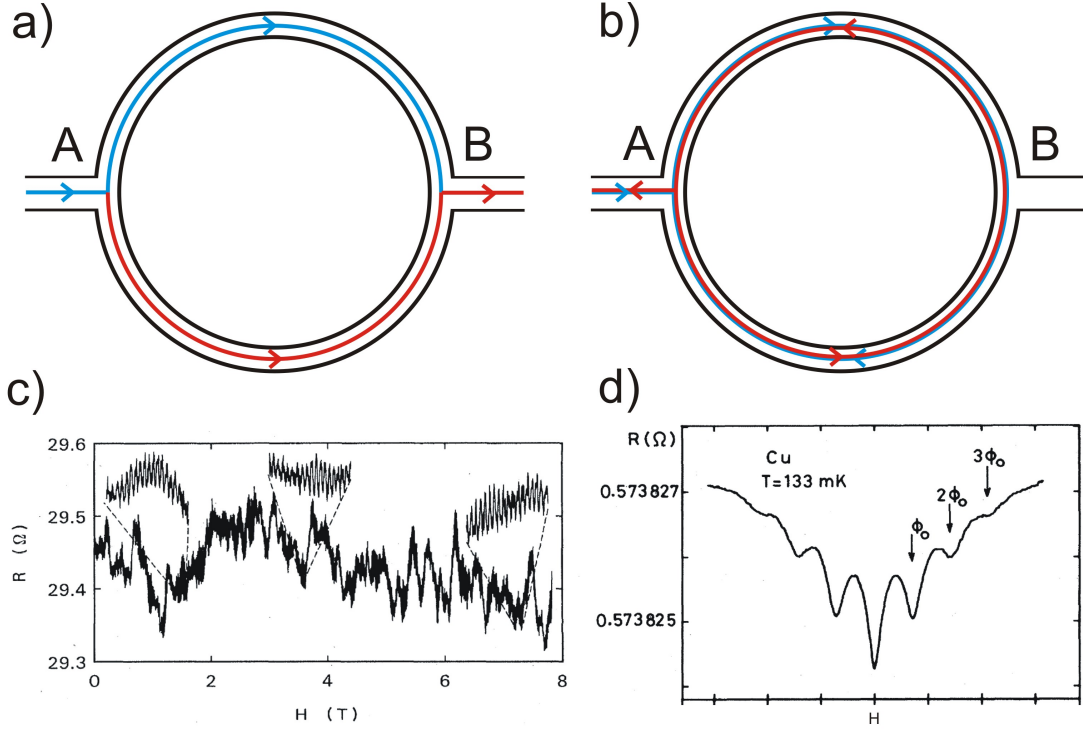
$$\delta\varphi = \frac{e}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \vec{A} \cdot d\vec{s}. \quad (2.9)$$

Diese Phasenverschiebung kann aus der Eichinvarianz des Vektorpotentials hergeleitet werden [19]. Stehen dem Elektron bei seiner Ausbreitung zwei verschiedene Wege zur Verfügung, wie es in einem Ring der Fall ist (siehe Abbildung 2.2a), so führt der magnetische Aharonov-Bohm-Effekt zu einer Veränderung der relativen Phasendifferenz der beiden Partialwellen um $\delta\varphi_1 - \delta\varphi_2$. Am Ausgang des Ringes gilt (Punkt B in Abbildung 2.2):

$$\delta\varphi_1 - \delta\varphi_2 = \frac{e}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \vec{A} d\vec{s}_1 - \frac{e}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \vec{A} d\vec{s}_2 = \frac{e}{\hbar} \oint \vec{A} \cdot d\vec{s} = 2\pi \frac{1}{\phi_0} \int \vec{B} \cdot d\vec{F}. \quad (2.10)$$

Hierbei ist $\phi_0 = h/e \simeq 4,15 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ das Flussquant. Der magnetische Aharonov-Bohm-Effekt führt zu einer vom eingeschlossenen Fluss abhängigen Veränderung der relativen Phase der beiden Partialwellen am Ausgang des Ringes. Da die Transmissionswahrscheinlichkeit und somit der Widerstand von der Phasendifferenz abhängig ist (siehe Gleichung 2.6) führt dies zu periodischen Oszillationen des Widerstandes, bzw. des Leitwertes mit der Periode $\phi_0 = h/e$ (siehe Abbildung 2.2c).

In einem komplett phasenkohärenten Ring ohne thermische Mittelung ($E_C > k_B T$) ist die Amplitude der Leitwertoszillationen $\Delta G \approx e^2/h$ unabhängig vom absoluten Leitwert [20]. Ist die Phasenkohärenzlänge kürzer als der halbe Ringumfang πr , so ist die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron den Ring phasenkohärent

**Abbildung 2.2**

a) In einem Ring stehen der Elektronenwelle zwei mögliche Ausbreitungswege zur Verfügung. Die von den beiden Partialwellen eingeschlossene Fläche ist durch die Geometrie vorgegeben. Dies führt in einem veränderlichen Magnetfeld zu Aharonov-Bohm Oszillationen mit einer Periode von h/e . b) Durchlaufen die Partialwellen einen ganzen Umlauf in umgekehrter Richtung so interferieren sie am Anfang bei $B = 0$ konstruktiv. Diese Bahnen führen in einem Magnetfeld zu Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen mit einer Periode von $h/2e$. c) Aharonov-Bohm Oszillationen gemessen an einem Goldring (aus [17]). d) Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen gemessen an einer Wabenstruktur aus Kupfer (aus [18]).

zu durchqueren, exponentiell unterdrückt. Für die Oszillationsamplitude gilt für den Fall $L_\phi, L_T < \pi r$ [21]:

$$\Delta G = \frac{e^2}{h} \frac{L_\phi}{L_T} \exp(-\pi r/L_\phi). \quad (2.11)$$

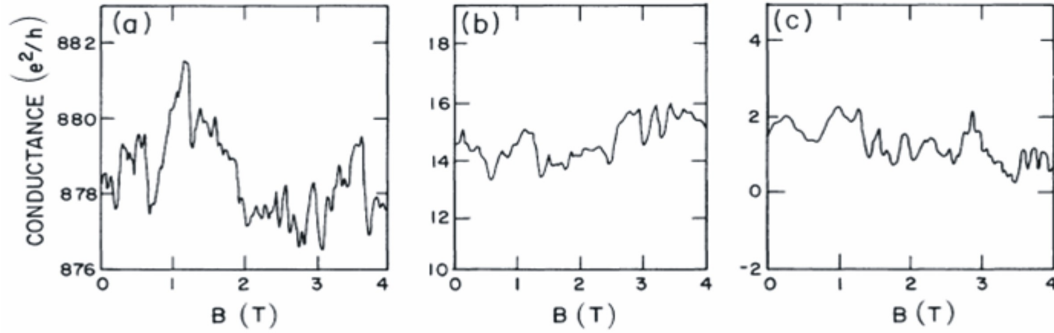
Sind die Pfade in den jeweiligen Ringarmen gleich lang, so würde man bei $B = 0$ eine Phasendifferenz der Partialwellen am Ringausgang von null erwarten. Dieser Idealfall lässt sich jedoch nicht realisieren, da die Fermi-Wellenlänge im Vergleich zu der Genauigkeit in der Strukturierung äußerst klein ist³. Darüber hinaus führt

³Die Fermi-Wellenlänge beträgt z.B. in Gold lediglich 0,5 nm [10]. Die Genauigkeit bei der Strukturierung kann mit > 5 nm abgeschätzt werden.

die zufällige Störstellenverteilung in den einzelnen Ringarmen schon zu den nötigen Unterschieden in der jeweiligen Pfadlänge. Die Phasendifferenz der beiden Partialwellen bei $B = 0$ ist daher in der Realität nicht null, sondern abhängig von der genauen Länge der Pfade in den einzelnen Ringarmen. Daher liegt im Allgemeinen bei $B = 0$ kein Maximum in der Transmission vor. Die genaue Phasendifferenz ist vielmehr ringspezifisch. Eine Mittelung über N verschiedene Ringe führt daher zu einer Verringerung der Oszillationsamplitude. Es gilt für die relative Oszillationsamplitude des Leitwerts [22, 21]: $\Delta G/G \propto N^{-3/2}$.

2.2.3 Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen

Eine besondere Form von Leitwertoszillationen in einem mesoskopischem Ring wird von Partialwellen verursacht, die den Ring einmal komplett durchlaufen, jedoch in unterschiedlichen Richtungen auf sog. zeitumgekehrten Pfaden (Abbildung 2.2b). Da beide Partialwellen den Ring auf dem selben Pfad durchlaufen, haben beide am Ringanfang nach einem Umlauf (Punkt A in Abbildung 2.2b) die selbe Phasenverschiebung erhalten (im Falle $B = 0$). Die Phasendifferenz der beiden Partialwellen ist daher unabhängig von der Geometrie und der Störstellenverteilung null. Somit interferieren die beiden Partialwellen konstruktiv und es liegt bei $B = 0$ ein Minimum im Leitwert vor. Das Anlegen eines magnetischen Feldes führt auch hier zu periodischen Oszillationen des Leitwerts, den sog. Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen [23, 18]. Die Periode ist nur halb so groß wie beim Aharonov-Bohm-Effekt, da beide Partialwellen den doppelten magnetischen Fluss einschließen: $\phi_0 = h/2e$. Bei den Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen ist die Phasendifferenz der Partialwellen nicht durch die Störstellenkonfiguration vorgegeben, sondern ringunabhängig bei $B = 0$ null. Eine Mittelung über verschiedene geometrisch identische Ringe führt daher nicht zu einer Abschwächung der Oszillationsamplitude [22]. In einem großen Array sind somit nur noch Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen zu beobachten. Eine detaillierte Studie der Oszillationsamplitude von Aharonov-Bohm und Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen in Abhängigkeit der Größe des Arrays ist in Referenz [24] zu finden. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen nicht die erste Harmonische der Aharonov-Bohm Oszillationen sind. Die erste Harmonische der Aharonov-Bohm Oszillationen entsteht durch Interferenz von Partialwellen, die den Ring ein ganzes Mal in unterschiedlichen Richtungen durchlaufen, jedoch auf unkorrelierten, nicht identischen Pfaden. Diese Pfade weisen im Gegensatz zu den zeitumgekehrten Pfaden im Falle von Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen keine feste Phasenkorrelation auf.

**Abbildung 2.3**

Universelle Leitwertfluktuationen gemessen an Proben mit verschiedener Leitfähigkeit. Die Fluktuationsamplitude ist für alle drei Proben ähnlich groß (aus [25]).

2.2.4 Universelle Leitwertfluktuationen

Betrachtet man einen realen Leiter, so gibt es für die Ausbreitung einer Elektronenwelle von A nach B viele mögliche Pfade, definiert durch die einzelnen Störstellen. In einem realen, mesoskopischen Leiter hängt daher der Widerstand von der genauen Verteilung der Streuzentren ab, da die Phasendifferenz durch die Streuzentrenkonfiguration festgelegt wird (siehe Abbildung 2.1). Der Widerstand bzw. Leitwert eines mesoskopischen Leiters ist somit probenspezifisch.

Durch das Anlegen eines magnetischen Feldes ändert sich die Phasenbeziehung der einzelnen Pfade zufällig⁴ aufgrund des magnetischen Aharonov-Bohm-Effekts. Man erhält so aperiodische, reproduzierbare Fluktuationen im Magnetowiderstand [25]. Diese Fluktuationen sind durch die genaue Streuzentrenkonfiguration vorgegeben und probenspezifisch, weshalb sie auch als magnetischer Fingerabdruck der Probe bekannt sind. Das Korrelationsfeld B_C gibt hier die typische Schwankungsbreite der Leitwertfluktuationen auf der Magnetfeldskala an. Es gilt in einem quasi-eindimensionalen Leiter [25]:

$$B_C = \frac{\phi_0}{wL_\phi}, \quad (2.12)$$

mit dem Flussquantum $\phi_0 = h/e$.

Eine weitere Möglichkeit, die Phasenbeziehung der einzelnen Pfade zu ändern, liegt in der Änderung des chemischen Potentials der Elektronen [26, 27]. In metallischen Systemen lässt sich dies durch eine Änderung der angelegten DC-Spannung realisieren. Die typische Fluktuationsbreite auf der Spannungsskala U_C wird hier durch die Korrelationsenergie E_C bestimmt. Es gilt unabhängig von der

⁴Zufällig im Sinne von unvorhersehbar, nicht analytisch berechenbar.

Dimensionalität des Leiters [27, 28, 29]:

$$E_C = eU_C = \hbar/\tau_\phi. \quad (2.13)$$

In beiden Fällen kommt die Änderung des Magnetfeldes bzw. der DC-Spannung einer Änderung der Störstellenkonfiguration gleich [30]. Eine Mittelung des Widerstandes über einen großen Magnetfeldbereich bzw. DC-Spannungsbereich liefert daher den klassischen Widerstand ähnlich der Mittelung über viele mesoskopische Leiter [30].

In einem komplett phasenkohärenten Leiter beträgt die Amplitude der Fluktuationen des Leitwerts $\Delta G = \sqrt{\langle (G - \langle G \rangle)^2 \rangle} \approx e^2/h$ und ist unabhängig vom Absolutwert des Leitwerts, weshalb die Fluktuationen auch als universell bezeichnet werden [25]. Hier steht $\langle \dots \rangle$ für eine Ensemblemittelung, wie sie z.B. beim Durchfahren eines großen Magnetfeldbereiches erreicht wird [30]. Ist die Größe des Leiters größer als die Phasenkohärenzlänge, so werden die Fluktuationen sukzessive unterdrückt, bis die klassische Leitfähigkeit erreicht ist. Eine detaillierte theoretische Studie der Fluktuationsamplitude in Abhängigkeit der Probengröße ist in Referenz [25] zu finden. Es gilt im quasi-eindimensionalen Fall ($l > L_\phi > w, t$), mit den räumlichen Ausdehnungen der Probe l, w, t) für die Amplitude der Fluktuationen [25]:

$$\Delta G = C \frac{e^2}{h} \left(\frac{L_\phi}{l} \right)^{3/2}, \quad (2.14)$$

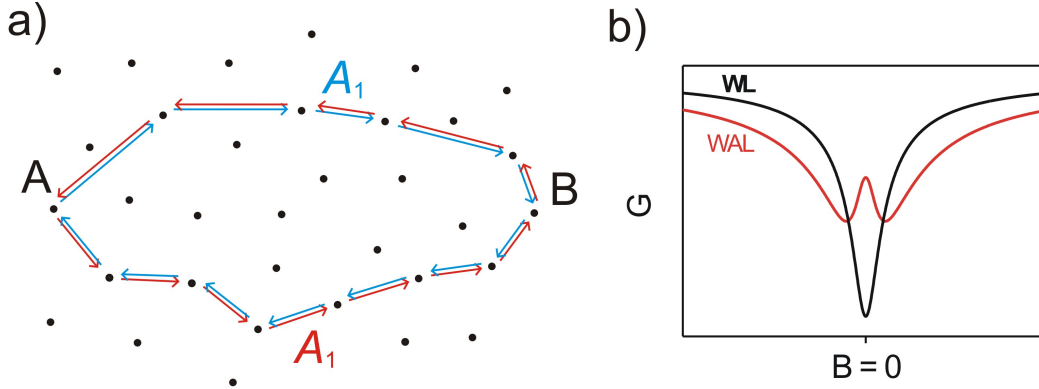
falls keine thermische Mittelung stattfindet ($E_C > k_B T$) und

$$\Delta G = C \frac{e^2}{h} \left(\frac{L_T \sqrt{L_\phi}}{l^{3/2}} \right), \quad (2.15)$$

im Fall von thermischer Mittelung ($E_C < k_B T$). In beiden Fällen ist C eine Konstante, die u.a. vom Magnetfeld [30] und der Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung abhängt [31, 32], jedoch stets nahe der Größe von eins liegt.

2.2.5 Schwache Lokalisierung

Auch in einem ungeordneten Leiter ist die Interferenz von Partialwellen auf zeitumgekehrten Pfaden, wie schon bei den Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen, möglich (siehe Abbildung 2.4a). Diese spezielle Form der Interferenz von Partialwellen führt zur sog. schwachen Lokalisierung [33]. Ohne Magnetfeld erhalten beide Partialwellen die gleiche Phasenverschiebung und interferieren am Ausgangspunkt konstruktiv. Dies ist gleichbedeutend mit einer erhöhten Rückstreuung und führt daher zu einer Verringerung der Leitfähigkeit. Ein angelegtes Magnetfeld bricht die Zeitumkehrsymmetrie und führt so zu einer Unterdrückung der

**Abbildung 2.4**

a) Zwei Partialwellen durchlaufen eine geschlossene Schleife in unterschiedliche Richtungen. Dies führt zur schwachen Lokalisierung. Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist hier für beide Partialwellen identisch. b) Typischer Magnetoleitwert der schwachen Lokalisierung (schwarz) und der schwachen Antilokalisierung (rot).

schwachen Lokalisierung. Die schwache Lokalisierung führt daher zu einem negativen Magnetowiderstand bzw. einem positiven Magnetoleitwert. Anschaulich kann dies mit dem magnetischen Aharonov-Bohm-Effekt erklärt werden: Beide Partialwellen erhalten aufgrund des magnetischen Aharonov-Bohm-Effekts eine Phasenverschiebung. Da die Partialwellen entgegengesetzten Umlaufsinn haben, hat auch die Phasenverschiebung der beiden Partialwellen ein unterschiedliches Vorzeichen. Im Gegensatz zu einer Ringgeometrie ist die eingeschlossene Fläche in einem ungeordneten Leiter nicht von der Geometrie, sondern durch die willkürlich verteilten Störstellen vorgegeben. Verschiedene Wellenpaare auf zeitumgekehrten Pfaden schließen daher verschiedene Flächen ein. So führt das Anlegen eines Magnetfelds nicht zu periodischen Oszillationen, sondern zu einem Abklingen der schwachen Lokalisierung. Der typische Magnetoleitwert der schwachen Lokalisierung ist in Abbildung 2.4b dargestellt.

Sowohl die Stärke der schwachen Lokalisierung als auch die Abklinglänge auf der Magnetfeldskala hängen im Wesentlichen von der Phasenkohärenzlänge ab. Eine Reduzierung der Phasenkohärenzlänge führt so zu einer Reduzierung der Stärke der schwachen Lokalisierung und zu einer Verbreiterung der Magnetoleitwertkurve. Es gilt in einem quasi-eindimensionalen Draht ($l > L_\phi > w, t$) für die Leitwertkorrektur [34, 35]:

$$\Delta G = -g_s \frac{e^2}{h} \frac{1}{l} \left(\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{L_H^2} \right)^{-1/2}, \quad (2.16)$$

mit der Spinentartung g_s und der magnetischen Länge $L_H = \sqrt{\hbar/eB}$. Im Gegensatz zu den universellen Leitwertfluktuationen unterliegt die schwache Lo-

kalisierung keiner Ensemblemittelung, da jegliche Paare von Partialwellen auf zeitumgekehrten Pfaden bei $B = 0$ am Ausgangspunkt in Phase sind. Die relative Leitwertkorrektur $\Delta G/G$ ist daher unabhängig von der Drahtlänge und der thermischen Diffusionslänge.

Die Anwesenheit einer Spin-Bahn-Wechselwirkung modifiziert die schwache Lokalisierung [36]. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einer Rotation des Spins, wobei die Rotationsrichtung vom Umlaufsinn abhängt und somit für beide Partialwellen unterschiedliches Vorzeichen hat. Im Fall einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung, $L_{SO} \ll L_\phi$, wobei L_{SO} die charakteristische Länge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist, beträgt die mittlere, relative Rotation der Spins am Ausgangspunkt (Punkt A in Abbildung 2.4a) 2π [36]. Im Fall von Spin-1/2 Teilchen beträgt die Periodizität bei der Spinrotation 4π . Deshalb interferieren bei einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung die beiden Partialwellen am Ausgangspunkt destruktiv und der Leitwert ist gegenüber dem klassischen Wert erhöht. Die schwache Lokalisierung in Anwesenheit einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung ist daher auch als schwache Antilokalisierung bekannt. Auch hier führt ein externes Magnetfeld zu einer Unterdrückung der schwachen Antilokalisierung, der resultierende Magnetowiderstand ist jedoch positiv. Gleichung 2.16 kann auf den Fall einer endlichen Spin-Bahn-Wechselwirkung erweitert werden. Für die Leitwertkorrektur ergibt sich so in einem quasi-eindimensionalen Leiter ($l > L_\phi > w, t$) [34, 37]:

$$\Delta G = g_s \frac{e^2}{h} \frac{1}{l} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{L_H^4} \right)^{-1/2} - \frac{3}{2} \left(\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{4}{3L_{SO}^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{L_H^4} \right)^{-1/2} \right]. \quad (2.17)$$

Diese Gleichung geht für $L_{SO} \rightarrow \infty$ (keine Spin-Bahn-Kopplung) in Gleichung 2.16 über. Der für schwache Antilokalisierung typische Magnetoleitwert ist in 2.4b zu sehen.

2.2.6 Erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung

Alle bisher vorgestellten Interferenzeffekte sind reine Ein-Teilchen-Phänomene. In Metallen finden sich jedoch zusätzlich signifikante Beiträge aufgrund von Elektron-Elektron-Wechselwirkung. So führt die diffusive Bewegung der Elektronen zu einer veränderten Abschirmung der Coulomb-Wechselwirkung. Die daraus resultierende Korrektur des Leitwerts ist negativ und nimmt mit abnehmender Temperatur vom Betrag her kontinuierlich zu [38, 39]. Die Leitwertkorrektur durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung kann anschaulich folgendermaßen erklärt werden: Quantenmechanisch sind nach der Heisenberg'schen Unschärferelation zwei Elektronen während der Zeit $\Delta t = \hbar/\Delta E$ ununterscheidbar. Durch die diffusive Bewegung in einem Leiter können die Elektronen, insbesondere bei

niedrigen Energiedifferenzen, häufiger miteinander wechselwirken. Dies erhöht die effektive Wechselwirkung der Elektronen und reduziert so die Leitfähigkeit.

Für die resultierende Korrektur des Leitwerts durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung ergibt sich in Abhängigkeit der effektiven Dimensionalität des Leiters [39]:

$$\Delta G \frac{l}{wt} = \Delta \sigma = \frac{F^{3D}}{2\pi} \frac{e^2}{h} L_T^{-1} \quad (2.18)$$

in einem quasi-dreidimensionalen Leiter,

$$\Delta G \frac{l}{w} = \Delta \sigma t = \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0} \quad (2.19)$$

in einem quasi-zweidimensionalen Leiter und

$$\Delta G l = \Delta \sigma wt = -2F^{1D} \frac{e^2}{h} L_T \quad (2.20)$$

in einem quasi-eindimensionalen Leiter. In allen drei Gleichungen ist $F^{\dots D}$ ein Screening-Faktor nahe der Größe von eins und $\sigma = G \frac{l}{wt}$ die spezifische Leitfähigkeit. Die Dimensionalität im Fall der Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird durch die thermische Diffusionslänge $L_T = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ festgelegt. Die Notation der Gleichungen wurde hier so gewählt, dass der rechte Teil unabhängig von der Probengeometrie ist. Im Gegensatz zur schwachen Lokalisierung ist eine Magnetfeldabhängigkeit der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung kaum ausgeprägt [40]. Dies erlaubt es, trotz der ähnlichen Temperaturabhängigkeit beider Effekte, die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung von der schwachen Lokalisierung zu unterscheiden. Für die Screening-Faktoren ergibt sich aus theoretischen Berechnungen [41, 42]: $F^{3D} = 1, 22$, $F^{2D} = 2, 30$ und $F^{1D} = 1, 56$.

Für den häufig wichtigen Übergangsbereich von quasi-eindimensionalem zu quasi-zweidimensionalem Verhalten wurde von V. Chandrasekhar eine Interpolationsformel entwickelt [43, 44]:

$$\Delta \sigma t = 2F \frac{e^2}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[\frac{w^2}{L_T^2} + (n\pi)^2 \right]^{-1/2} - \left[\frac{w^2}{L_{T_0}^2} + (n\pi)^2 \right]^{-1/2} \right\}. \quad (2.21)$$

Für die Grenzfälle $w \ll L_T$ bzw. $w \gg L_T$ ergibt sich aus dieser Interpolationsformel die entsprechende Leitwertkorrektur für die quasi-ein- bzw. quasi-zweidimensionale Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Diese Interpolationsformel wurde im Rahmen dieser Arbeit verwendet, um durch Messungen des Übergangsbereichs von 1-D zu 2-D die Diffusionskonstante von (Ga,Mn)As zu bestimmen (siehe dazu Kapitel 4.6.1).

2.2.7 Interferenzeffekte in Ferromagneten

Die bisherige Beschreibung der Interferenzeffekte beschränkte sich auf nichtmagnetische Metalle. Ein möglicher Einfluss einer spontanen Magnetisierung auf die Interferenzeffekte wurde dabei nicht berücksichtigt. So zeigen experimentelle wie theoretische Arbeiten, dass Interferenzeffekte, die nicht auf der Zeitumkehrsymmetrie beruhen, annähernd gleich in Ferromagneten auftreten wie in nicht magnetischen Materialien: Periodische Aharonov-Bohm Oszillationen wurden bisher in Permalloy-Ringen [1, 45] und (Ga,Mn)As-Ringen [11, 46] nachgewiesen, wobei die ermittelte Phasenkohärenzlänge vergleichbar mit der Phasenkohärenzlänge von nichtmagnetischen Metallen ist. Dies steht im Einklang mit theoretischen Arbeiten, die den Aharonov-Bohm-Effekt nahezu unbeeinflusst von der internen Magnetisierung sehen [2, 47]. Ähnliches gilt auch für die universellen Leitwertfluktuationen. Diese wurden bisher in Permalloy [48, 49], Nickel [48], Kobalt [50] sowie in den ferromagnetischen Halbleitern (Ga,Mn)As [11, 51] und (In,Mn)As [52] experimentell nachgewiesen. Jedoch variierten die Werte für die ermittelten Phasenkohärenzlängen erheblich. So beträgt in Kobalt die Phasenkohärenzlänge bei $T = 30$ mK lediglich 30 nm [50], während sie in Permalloy 500 nm bei der gleichen Temperatur beträgt [48]. Als Ursache für diesen großen Unterschied wird die unterschiedliche uniaxiale Anisotropiekonstante vermutet [48], jedoch fehlen bisher detaillierte theoretische Studien über den Einfluss der uniaxialen Anisotropiekonstante auf die Phasenkohärenzlänge.

Anders sieht es bei Interferenzeffekten aus, die auf der Zeitumkehrsymmetrie beruhen. Bei diesen Effekten stellt sich die Frage, ob die Magnetisierung eines Ferromagneten die Zeitumkehrsymmetrie bricht und Effekte wie schwache Lokalisierung oder periodische Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen überhaupt beobachtet werden können. So sagen G. Tataru und B. Barbara eine Unterdrückung des sog. Cooperon-Beitrages⁵ durch ausschließlich in Ferromagneten auftretende Dephasierungsprozesse voraus [2]. In einer Arbeit von D. Loss *et al.* wird eine Unterdrückung von Lokalisierungseffekten aufgrund von lokal inhomogenen Feldern diskutiert [3]. Im Gegensatz dazu steht eine theoretische Arbeit von V. K. Dugaev *et al.* [4]. In dieser Arbeit wird beschrieben, dass die schwache Lokalisierung in Ferromagneten unverändert zur schwachen Lokalisierung in nichtmagnetischen Metallen auftritt. Lediglich im Falle einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung tritt eine Modifikation der Lokalisierung gegenüber nichtmagnetischen Metallen auf. So führt die Spinaufspaltung in einem Ferromagneten zu einer Unterdrückung der Spinrotation durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung und der Magnetowiderstand ist in einem Ferromagneten selbst bei starker Spin-Bahn-Wechselwirkung stets negativ. Die Rechnungen dazu wurden für einen starken Ferromagneten mit einer großen mittleren freien Weglänge durchgeführt. S. Sil

⁵Als Cooperon werden - in Anlehnung an Supraleiter - Partialwellenpaare auf zeit umgekehrten Pfaden bezeichnet. Die Cooperonen führen daher zur schwachen Lokalisierung.

et al. erweiterten die Ergebnisse von V. K. Dugaev *et al.* auf den allgemeinen Fall einer beliebigen Magnetisierung [53] mit dem Ergebnis, dass die schwache Antilokalisierung sukzessive mit steigender Magnetisierung unterdrückt wird, bis im Grenzfall einer starken Magnetisierung ein ausschließlich negativer Magnetowiderstand zu beobachten ist. Experimentell ist bisher trotz intensiver Suche kein eindeutiger Nachweis für das Auftreten von schwacher Lokalisierung in einem Ferromagneten gelungen. In den ferromagnetischen Elementen Nickel [54], Kobalt [50, 55, 56, 57] und Eisen [55], sowie in Co/Pt [58] und Co/(Cr/Ag)/Co [59] Multilagensystemen wurde zwar ein mit abnehmender Temperatur zunehmender Widerstand beobachtet, jedoch konnte dieser Widerstandsanstieg aufgrund der fehlenden Magnetfeldabhängigkeit in allen Materialien eindeutig auf erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt werden. Ein Anzeichen von schwacher Lokalisierung konnte in keinem dieser Materialien beobachtet werden. Über Anzeichen von schwacher Lokalisierung in perkolierten Nickelfilmen wurde in Referenz [60] berichtet, jedoch gestaltet sich die Interpretation dieser Messdaten schwierig und eine schwache Lokalisierung ist auch dort nicht eindeutig nachweisbar. Ferner wurde im anomalen Halleffekt in polykristallinem Eisen ein Beitrag durch schwache Lokalisierung beobachtet [61], jedoch war auch in dieser Arbeit der Längswiderstand ohne ein Anzeichen von schwacher Lokalisierung. Auch periodische Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen wurden bisher noch nicht in einem Ferromagneten beobachtet.

Zusammenfassend lässt sich über den phasenkohärenten Transport in einem Ferromagneten Folgendes sagen: Effekte, die nicht auf der Zeitumkehrsymmetrie beruhen, wie universelle Leitwertfluktuationen oder Aharonov-Bohm Oszillationen treten in Ferromagneten im Vergleich zu nichtmagnetischen Materialien nahezu unverändert auf. Dagegen ist es aufgrund fehlender experimenteller Beobachtung eine immer noch ungeklärte Frage, welche Auswirkungen der Magnetismus auf die schwache Lokalisierung hat und ob schwache Lokalisierung überhaupt in einem Ferromagneten beobachtet werden kann.

2.3 (Ga,Mn)As - ein ferromagnetischer Halbleiter

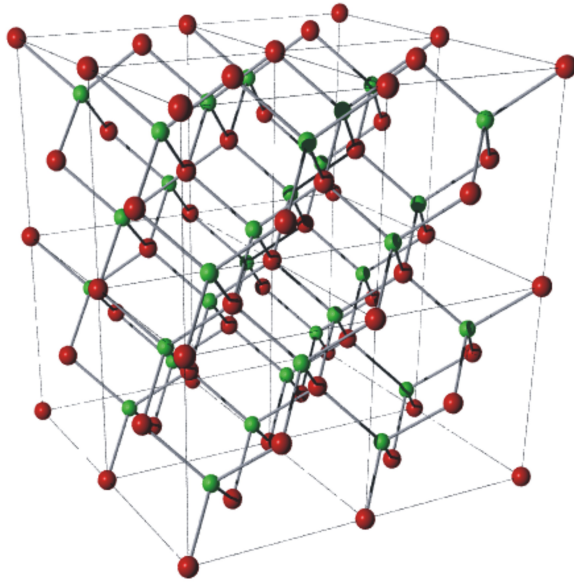
In den letzten Jahren haben verdünntmagnetische Halbleiter immer mehr an Aufmerksamkeit gewonnen, da man von diesen einen wichtigen Beitrag bei zukünftigen Anwendungen im Bereich der Spintronik erwartet [62]. Der entscheidende Vorteil verdünntmagnetischer Halbleiter gegenüber ferromagnetischen Metallen liegt in einer deutlich einfacheren Integration in bereits bestehende Halbleiterbauelemente wie z.B. Transistoren. Darüberhinaus lassen sich die elektrischen, wie auch in gewissem Maße die magnetischen Eigenschaften verdünntmagnetischer Halbleiter über ein elektrisches Feld beeinflussen und regeln [63, 64, 65]. Der wohl bekannteste Vertreter der verdünntmagnetischen Halbleiter ist (Ga,Mn)As. Das Wachstum von (Ga,Mn)As gelang erstmals H. Ohno im Jahre 1996 [66]. Seither wurde dieses neue Material intensiv untersucht, so dass mittlerweile (Ga,Mn)As der wohl am besten verstandene verdünntmagnetische Halbleiter ist [67] und als Modellsystem für zukünftige Anwendungen gesehen wird.

Da ein wesentlicher Teil der Untersuchungen zur schwachen Lokalisierung an (Ga,Mn)As erfolgte, soll im Folgenden ein kurzer Überblick über (Ga,Mn)As gegeben werden. Der Schwerpunkt liegt dabei auf den magnetischen und elektrischen Eigenschaften. Als weiterführende Literatur sei auf [67, 68, 69, 70] verwiesen.

2.3.1 Kristallstruktur und Wachstum

Wie auch GaAs kristallisiert (Ga,Mn)As durch Bildung eines sp^3 Hybrids in der Zinkblendestruktur, zwei um ein Viertel der Raumdiagonale verschobene kubisch flächenzentrierte (fcc) Gitter, jeweils für Ga und As (siehe dazu Abbildung 2.5). Idealerweise erfolgt der Einbau der Mn-Atome in diesem Gitter ausschließlich auf Ga-Plätzen, wo sie aufgrund ihrer Elektronenkonfiguration ein Defektelektron liefern. (Ga,Mn)As ist somit ein p-dotierter Halbleiter. Die Mn-Atome können auch zusätzlich Zwischengitterplätze, sog. Interstitials belegen. Auf einem Zwischengitterplatz liefert ein Mn-Atom zwei Elektronen und kompensiert zwei Löcher. Diese unerwünschten Defekte gilt es beim Wachstum soweit wie möglich zu vermeiden.

Das größte Hindernis beim epitaktischen Wachstum von (Ga,Mn)As ist die äußerst geringe Löslichkeit der Mn-Atome im GaAs Gitter [71]. Das Wachstum von GaAs mittels Molekularstrahlepitaxie [72] erfolgt typischerweise bei einer Temperatur von 600 °C. Typische Mn-Konzentrationen von 2-10 % können dagegen nur durch ein Wachstum fernab des thermischen Gleichgewichts erreicht werden. So erfolgt das Wachstum von (Ga,Mn)As mittels Molekularstrahlepitaxie nicht bei der für GaAs üblichen Temperatur von ~600 °C, sondern bei einer Temperatur von weniger als 300 °C [66, 71]. Dies wird als low-temperature Molekularstrahlepitaxie-Wachstum bezeichnet. Die niedrige Wachstumstempe-

**Abbildung 2.5**

Zinkblendestruktur von GaAs, bzw. von (Ga,Mn)As. Die roten Kugeln entsprechen hier Ga/Mn Atomen, die grünen Kugeln entsprechen As Atomen.

ratur hat zur Folge, dass sich vermehrt Gitterdefekte, insbesondere sog. As-Antisites, ein As-Atom auf einem Ga-Gitterplatz, sowie Mn-Interstitials, einem Mn-Atom auf einem Zwischengitterplatz, bilden [73]. Beide Defekte liefern jeweils zwei Elektronen und kompensieren damit die Löcher. Während die As-Antisites relativ stark im Kristallgitter gebunden sind, beträgt die Energiebarriere der Mn-Interstitials für die Diffusion zum nächsten Zwischengitterplatz lediglich $Q \approx 1$ eV [74]. Dies kann genutzt werden, um die Mn-Interstitials nachträglich aus dem Gitter zu entfernen, und so die Ladungsträgerdichte zu erhöhen. Dazu wird der Kristall bei einer Temperatur nahe der Wachstumstemperatur (typischerweise bei ca. 200 °C) ausgeheizt. Die thermische Anregung führt zu einer Bewegung der Mn-Interstitials im Kristallgitter, bis diese an die Oberfläche gelangen und dort passivieren [74]. Weitere Informationen zum Thema Ausheizen, wie etwa optimale Ausheizzeit und Temperatur, sind in [74, 75, 76] zu finden.

Durch den Einbau von Mn-Atomen in das GaAs-Gitter ändert sich die Gitterkonstante des GaAs-Gitters [71]. Jedoch ist im Fall von (Ga,Mn)As der direkte Zusammenhang zwischen Mn-Konzentration und Gitterkonstante, beschrieben durch das Vegard'sche Gesetz, nur bedingt anwendbar [67, 77], da die Gitterkonstante maßgeblich durch die Wachstumstemperatur und die Gitterdefekte bestimmt wird. Üblicherweise ist die Gitterkonstante von (Ga,Mn)As größer als von GaAs. Die (Ga,Mn)As-Schicht wächst daher mit einer Kompressionsverspannung auf dem GaAs-Substrat auf [71].

2.3.2 Magnetische Eigenschaften

Die Mn-Atome im GaAs Gitter liefern nicht nur Ladungsträger, sondern auch magnetische Momente. Die Elektronenkonfiguration von Mn ist $3d^5 4s^2$. Nach dem Einbau auf einem Ga-Gitterplatz verfügt das Mn-Atom über ein Spinmoment von $5/2$ und ein damit verbundenes magnetisches Moment von $\mu = \frac{5}{2} \frac{g_S \mu_B}{\hbar}$, mit dem Bohr'schen Magnetron μ_B und dem Landé-Faktor g_S (hier: $g_S \approx 2$ [67]). Bei einer genügend hohen Mn-Dotierung (typ. $x_{Mn} > 2\%$) und bei tiefen Temperaturen (typ. $T_C < 50 \dots 180$ K) stellt sich in (Ga,Mn)As eine spontane ferromagnetische Ordnung der magnetischen Momente der Mn-Atome ein [66], welche durch die Ladungsträger übermittelt wird [71]. Die Kopplung zwischen einem delokalisierten Loch und einem lokalisierten Mn-Atom ist antiferromagnetisch. Dies führt zu einer ferromagnetischen Kopplung der Mn-Atome, übermittelt durch delokalisierte Löcher [78]. Theoretisch wird diese Art der indirekten Wechselwirkung durch die RKKY-Wechselwirkung⁶ beschrieben. Es kann im Rahmen einer Molekularfeldtheorie für die Curietemperatur von (Ga,Mn)As gezeigt werden [79]:

$$T_C \propto x_{eff} p^{1/3}. \quad (2.22)$$

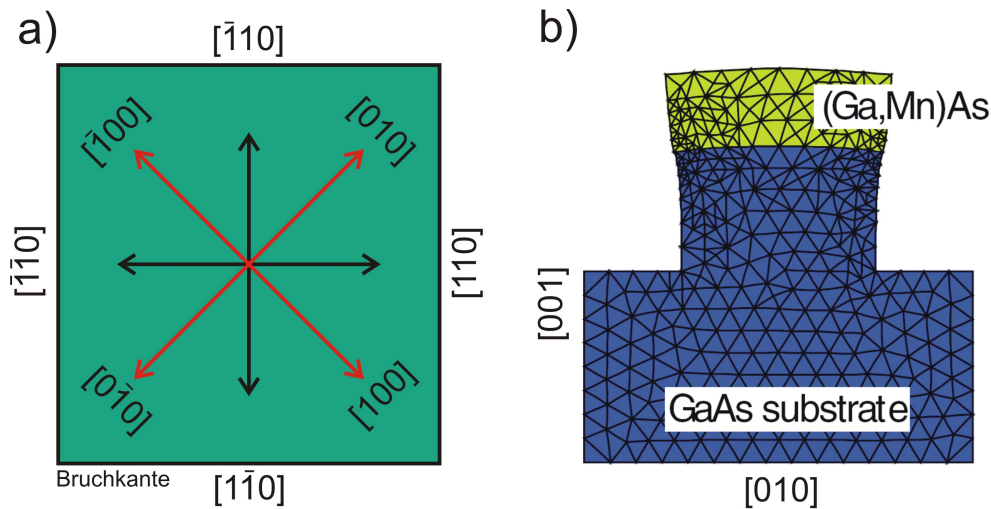
Die Curie-Temperatur steigt daher mit der effektiver Mn-Konzentration x_{eff} und der Ladungsträgerdichte p . Diese Vorhersage für die Curie-Temperatur beschreibt die experimentellen Ergebnisse relativ gut [80]. Durch stetiges optimieren der Wachstumsbedingungen ist man mittlerweile bei einer maximalen Curie-Temperatur von ~ 180 K angekommen [81, 82].

In (Ga,Mn)As wird die magnetische Anisotropie maßgeblich durch die wachstumsbedingten Verspannungen des Kristalls bestimmt. So führt das kompressiv-verspannte Wachstum von (Ga,Mn)As auf GaAs zu zwei leichten Achsen in der Ebene senkrecht zur Wachstumsrichtung, jeweils in $[100]$ - sowie in $[010]$ -Richtung⁷ [85] (siehe Abbildung 2.6a). Die Wachstumsrichtung ist hier die $[001]$ -Richtung. Die leichten Achsen liegen somit in einem Winkel von 45° zu den Bruchkanten des Kristalls ($[110]$ - und $[-110]$ -Richtung). Wird (Ga,Mn)As auf (In,Ga)As gewachsen, dann führt die größere Gitterkonstante von (In,Ga)As gegenüber (Ga,Mn)As zu einer Zugverspannung. Die magnetisch leichte Achse liegt im Falle einer Zugverspannung in Wachstumsrichtung ($[001]$ -Richtung) [86, 71].

Im Gegensatz zu konventionellen Ferromagneten wie Fe, Co oder Ni spielt in (Ga,Mn)As die Streufeldanisotropie aufgrund der relativ geringen Magnetisierung kaum eine Rolle. Jedoch führt die Strukturierung von (Ga,Mn)As zu einer formabhängigen Anisotropie. Es konnte mittels Röntgenbeugung gezeigt werden, dass sich im Fall eines schmalen Drahtes das Kristallgitter senkrecht zum Draht

⁶RKKY, benannt nach Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida.

⁷Dies gilt für den Fall tiefer Temperaturen $T < T_C/2$. Bei höheren Temperaturen dominiert eine uniaxiale Anisotropie in $[110]$ -Richtung [84].

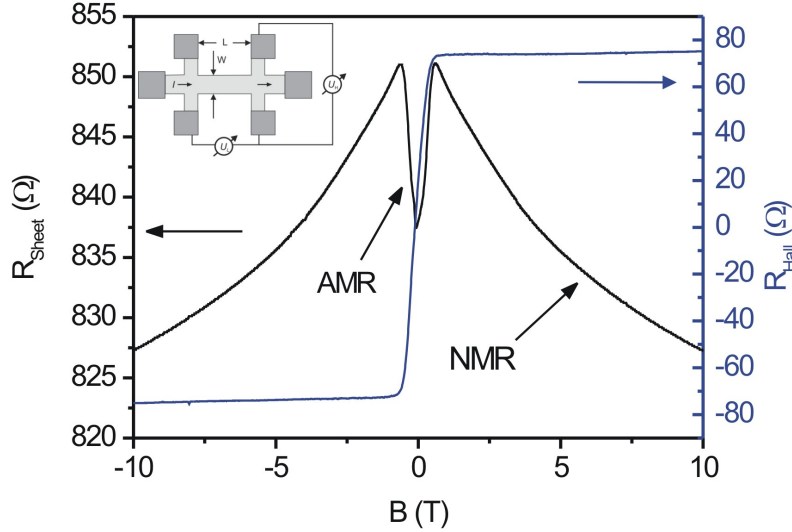
**Abbildung 2.6**

a) Aufsicht auf eine $[001]$ (Ga,Mn)As-Schicht. Die roten Pfeile markieren die typische Richtung der magnetisch leichten Achsen. Die schwarzen Pfeile geben die Richtung der Bruchkanten an. b) Entspannung des Kristallgitters nach einer Strukturierung (aus [83]).

entspannen kann [83] (siehe Abbildung 2.6b). Dies führt in einem ausreichend schmalen Draht, wie SQUID- und Magnetotransportmessungen belegen, zu einer einzigen leichten Achse in Drahtrichtung [83].

2.3.3 Elektrische Eigenschaften

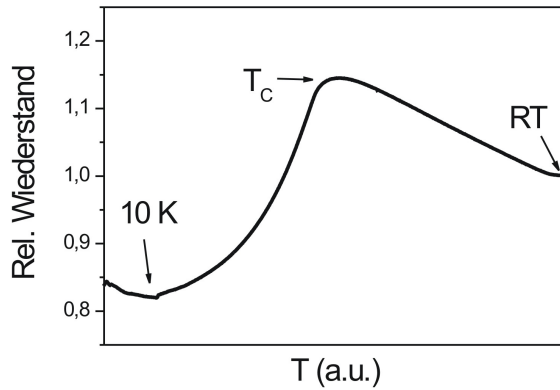
Wegen der relativ hohen Mn-Konzentration von typ. $x = 2...10\%$ ist (Ga,Mn)As ein entartet dotierter Halbleiter. Die Bindungsenergie der Löcher an die Mn-Atome beträgt in GaAs jeweils 0,11 eV [87]. Ist die Mn-Konzentration gering, so muss diese Bindungsenergie thermisch überwunden werden, um ein Loch von dem Mn-Atomrumpf zu lösen. Die Ladungsträgerdichte sowie der Widerstand hängen in diesem Regime exponentiell von der Temperatur ab [88]. Übersteigt die Mn-Konzentration eine kritische Grenze von typ. 2 %, so überlappen die Wellenfunktionen der lokalisierten Löcher und es bildet sich ein leitendes Band. Man spricht hier von einem entartet dotierten Halbleiter. Die Ladungsträgerdichte ist in diesem Regime bei tiefen Temperaturen unabhängig von der Temperatur und in erster Näherung durch die Mn-Konzentration x gegeben. Trotz intensiver experimenteller wie theoretischer Untersuchungen ist jedoch für (Ga,Mn)As noch nicht geklärt, wie die genaue Form des leitenden Bandes aussieht [89]. So lassen optische Absorptionsmessungen vermuten, dass sich in (Ga,Mn)As ein sog. Störstellenband bildet [90]. Die effektive Lochmasse wäre in diesem Fall $\gg 1 m_e$. Anderer-

**Abbildung 2.7**

Längswiderstand $R_{Sheet} = U_L/I \times W/L$ und Hallwiderstand $R_{Hall} = U_H/I$ von (Ga,Mn)As in einem senkrecht zur Schichtebene angelegten Magnetfeld.

seits gibt es auch starke Hinweise darauf, dass durch die hohe Mn-Konzentration die Fermienergie im Valenzband liegt und die effektive Masse ähnlich der effektiven Lochmasse in undotiertem GaAs ist [91]. Dieses Szenario wurde theoretisch u.a. von T. Dietl *et al.* beschrieben [79]. Die vereinheitlichte effektive Lochmasse ist nach dem Model von T. Dietl *et al.* $\approx 0,6 \dots 1,4 m_e$ (je nach Ladungsträgerdichte). Für die vorliegende Arbeit ist diese Frage insofern von Relevanz, da die Diffusionskonstante, eine wichtige Größe zur quantitativen Beschreibung der Interferenzeffekte, von der Zustandsdichte an der Fermienergie und somit von der effektiven Masse der Ladungsträger abhängt (siehe dazu Kapitel 2.1).

Wie in fast allen Ferromagneten wird auch in (Ga,Mn)As der Widerstand von der Magnetisierung beeinflusst. Daher zeigt sich in (Ga,Mn)As eine ausgeprägte Abhängigkeit des Längswiderstandes von der Richtung der Magnetisierung. Dieses Verhalten ist als anisotroper Magnetowiderstand (AMR) bekannt. Ist die Magnetisierung parallel zum Strom, dann ist in (Ga,Mn)As der Widerstand geringer als bei einer senkrechten Anordnung [92]. Als Ursache des AMRs wird die Spin-Wechselwirkung der Löcher angenommen. In Abbildung 2.7 ist der Längswiderstand einer (Ga,Mn)As-Probe gegen das externe Magnetfeld aufgetragen. Die Richtung des Magnetfeldes ist hier senkrecht zur Ebene. Bei $B = 0$ liegt die Magnetisierung in der Ebene parallel zum Strom (leichte magnetische Richtung). Durch Erhöhen des externen Magnetfeldes dreht nun die Magnetisierung

**Abbildung 2.8**

Temperaturabhängigkeit des relativen Widerstandes von (Ga,Mn)As. Bei der Curie-Temperatur zeigt sich ein charakteristisches Maximum im Widerstand.

in Richtung des externen Feldes und der Winkel zwischen Strom und Magnetisierung vergrößert sich. Daher beobachtet man im Bereich kleiner Magnetfelder in Abbildung 2.7 einen positiven Magnetowiderstand. Dieser sättigt, sobald die Magnetisierung entlang des externen Magnetfeldes ausgerichtet ist (hier bei $B = \pm 400$ mT). Bei höheren Magnetfeldern zeigt sich zudem in (Ga,Mn)As ein negativer Magnetowiderstand (NMR) (siehe Abbildung 2.7). Dieser negative Magnetowiderstand sättigt auch bei hohen Magnetfeldern bis 27 T nicht [93]. Als Ursache für diesen negativen Magnetowiderstand wird eine Unterdrückung der magnetischen Unordnung durch das externe Feld gesehen [94]. Eine alternative Erklärung für den NMR geht von schwacher Lokalisierung in 3D aus [86]. In dem für diese Arbeit relevanten Temperaturbereich von $T < 1$ K sind sowohl AMR als auch NMR temperaturunabhängig [93]. Für die Temperaturabhängigkeit von AMR und NMR bei Temperaturen über 1 K sei auf Referenz [86] verwiesen.

Der Hallwiderstand von (Ga,Mn)As in einem senkrechten Magnetfeld ist ebenfalls in Abbildung 2.7 dargestellt (blaue Kurve). Im Bereich kleiner Magnetfelder ($|B| < 400$ mT) ist ein starker Anstieg des Hallwiderstandes zu beobachten. Dieses Verhalten wird durch den anomalen Halleffekt verursacht (siehe Kapitel 2.1). Der anomale Halleffekt ist proportional zur Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene und steigt daher im Bereich kleiner Magnetfelder stark an, da hier die Magnetisierung von in der Ebene (leichte magnetische Richtung) nach senkrecht zur Ebene in Richtung des externen Magnetfeldes dreht. Bei höheren Magnetfeldern wird der Hallwiderstand durch den normalen Hallwiderstand sowie durch den gesättigten anomalen Hallwiderstand bestimmt. Der normale Hallwiderstand liefert hier eine Gerade mit einer Steigung indirekt proportional zur Ladungsträgerdichte (Gleichung 2.4). Der anomale Hallwiderstand gibt die Magnetfeldabhängigkeit des Längswiderstandes wieder (Gleichung 2.5).

Auch die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von (Ga,Mn)As wird durch den Magnetismus beeinflusst. So zeigt sich in (Ga,Mn)As bei der Curietempera-

tur ein lokales Widerstandsmaximum (siehe Abb. 2.8). Dieses Maximum ist auf Streuprozesse an Fluktuationen der Spinordnung zurückzuführen [95] und kann als schnelle Methode zur Bestimmung der Curie-Temperatur verwendet werden. Bei Temperaturen unterhalb von ca. 10 K steigt der Widerstand von (Ga,Mn)As mit abnehmender Temperatur an (siehe Abb. 2.8). Die Ursache dieses Verhaltens ist von zentralem Interesse dieser Arbeit (siehe Kapitel 4.6). Als Kandidaten für diesen Widerstandsanstieg wurden bisher Kondo Streuung an den Mn-Interstitials [96], starke Lokalisierung [97, 98], schwache Lokalisierung [86] sowie erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung vermutet [51, 76].

3 Probenherstellung und Messtechnik

Um Quanteninterferenzeffekte in Festkörpern beobachten zu können, ist es notwendig, Proben mit Abmessungen im Bereich der Phasenkohärenzlänge, sogenannte mesoskopische Proben herzustellen, da Interferenzeffekte mit zunehmender Probengröße unterdrückt werden. Selbst in Gold oder Silber, beides Materialien mit einer sehr großen Phasenkohärenzlänge, beträgt diese bei einer Temperatur von 20 mK nur einige μm . Die Beobachtung von Quanteninterferenzeffekten stellt daher besonders hohe Ansprüche sowohl an die Strukturierung, da möglichst kleine Proben angestrebt werden, als auch an die Kühl- und Messtechnik, da die Phasenkohärenzlänge mit zunehmender Temperatur rapide abnimmt¹.

Ein wesentlicher Bestandteil dieser Arbeit war deshalb die Herstellung von Nanostrukturen mittels Elektronenstrahlolithographie. Hierbei wurde auf verschiedene, bereits erprobte Rezepte der Elektronenstrahlolithographie zurückgegriffen und diese für die jeweiligen Anforderungen dieser Arbeit angepasst und weiter optimiert. Im folgenden Kapitel wird ein kurzer Überblick über die verwendeten Strategien zur Strukturierung gegeben und exemplarisch an Proben illustriert, die für die Messungen verwendet wurden.

Die Messung der Quanteninterferenzeffekte erfolgte ausschließlich in einem He^3/He^4 -Mischkryostat, da nur so die benötigten tiefen Temperaturen bis hinab zu 20 mK erreicht werden können. Dieses Kryostatsystem sowie die verwendete Messelektronik werden in Kapitel 3.5 kurz vorgestellt.

3.1 Ausgangsmaterial

Als Ausgangsmaterial für die Strukturierung der $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Proben dienten unterschiedliche $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ -Schichten, die jeweils auf undotiertem $\text{GaAs}(001)$ -Substrat aufgewachsen wurden. Alle verwendeten Schichten wurden am Lehrstuhl von Prof. Dr. Wegscheider an der Universität Regensburg von Dr. Ursula Wurstbauer, Dr. Matthias Reinwald, Martin Utz und Dr. Janusz Sadowski gewach-

¹In den hier untersuchten Materialien $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ und Permalloy verringert sich die Phasenkohärenzlänge um ca. 85 % bei einer Erhöhung der Temperatur von 20 mK auf 1 K.

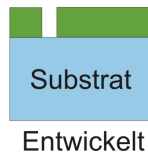
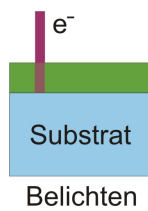
sen. Eine eingehende Beschreibung des Wachstums entsprechender (Ga,Mn)As-Schichten ist in [73, 77, 99] zu finden. Wichtige Kenngrößen der (Ga,Mn)As-Schichten, wie Schichtdicke oder Curietemperatur, sind in Tabelle 4.1 zu finden.

3.2 Lithographie und Strukturierung

Die hier verwendeten Methoden zur Lithographie und Strukturierung sind Standardmethoden der Halbleiterprozessierung und deshalb in der Literatur ausführlich beschrieben (siehe z.B. [100, 101, 102]). Im Folgenden wird daher nur ein kurzer Überblick über die verwendeten Verfahren gegeben.

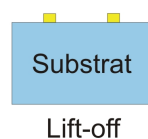
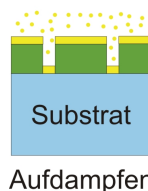
Elektronenstrahlolithographie

Bei der Elektronenstrahlolithographie wird der Lack mit einem fokussierten Elektronenstrahl belichtet, der über die zu belichtenden Bereiche der Probe gerastert wird. Dabei wird der Elektronenstrahl von elektrischen und magnetischen Feldern fokussiert und geführt, wobei deren Steuerung von einem Computer erfolgt. Eine ausführliche Beschreibung des eingesetzten Systems (ein Zeiss Elektronenmikroskop und ein nanonic Lithographiesystem), sowie der dazugehörigen Steuersoftware befinden sich in [103, 104]. Die großen Vorzüge der Elektronenstrahlolithographie gegenüber der optischen Lithographie liegen in der erreichbaren Auflösung und der Flexibilität. Bei der optischen Lithographie limitiert die Lichtwellenlänge und daraus resultierende Beugungseffekte die Auflösung. So können mit optischer Lithographie 45 nm breite Strukturen nur mit allergrößtem Aufwand - technischen wie finanziellen - erreicht werden. Die Materiewellenlänge von Elektronen beträgt dagegen bei einer Beschleunigungsspannung von 25 kV lediglich 0,01 nm. Jedoch ist die minimale Linienbreite bei der Elektronenstrahlolithographie weniger durch die Wellenlänge der Elektronen, sondern viel mehr durch die Qualität des verwendeten Systems, durch Streueffekte der Elektronen und letztendlich auch durch das Geschick des Benutzers limitiert. Mit dem hier verwendeten System können standardmässig Linienbreiten von 20 nm realisiert werden. Linienbreiten von unter 10 nm sind nur noch mit ausgeklügelten Prozessierungsmethoden und viel Erfahrung möglich. Da bei der Elektronenstrahlolithographie keine Masken zum Einsatz kommen, sondern die Steuerung des Elektronenstrahls vom Computer übernommen wird, ist die Elektronenstrahlolithographie darüber hinaus auch deutlich flexibler einsetzbar als die optische Lithographie.



Wird der Elektronenstrahl über eine mit PMMA² belackte Probe gerastert, so führt dies an den abgerasterten Stellen zu einem Aufbrechen der Polymerverbindungen des PMMA. Die kurzen Molekülketten können nun in einem geeigneten Entwickler³ gelöst werden. Dies entspricht einem Positivprozess: Die belichteten Stellen werden beim Entwickeln herausgelöst. PMMA kann außerdem auch als Negativ-Lack eingesetzt werden [105]. Dazu wird die Elektronendosis gegenüber dem Positivprozess um in etwa das 20fache erhöht. Dies führt durch Erwärmung dazu, dass aus den Polymerketten eine komplexe Kohlenstoffverbindung entsteht, ähnlich einem Verbacken. Ein Entwickeln in Aceton löst nur die Stellen, die nicht belichtet und somit nicht verbacken wurden. PMMA als Negativlack eignet sich besonders gut als Ätzmaske für Linien oder andere kleine Strukturen, da der verbackene PMMA relativ widerstandsfähig gegenüber physikalischem Ätzen ist. Zudem ermöglicht der Negativprozess eine äußerst geringe Linienbreite.

Aufdampfen und Lift-off

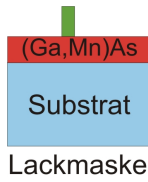


Eine Möglichkeit der Strukturübertragung ist das Aufdampfen von Metall auf die Lackstruktur, gefolgt von einem anschließenden Lift-off Prozess. Dies ist schematisch in der Figur links dargestellt. Unter Hochvakuum wird das gewünschte Metall thermisch so erhitzt, dass es verdampft. Die Probe befindet sich dabei gegenüber dem verdampfenden Metall, so dass sich das Metall auf der Probenoberfläche niederschlägt und dort kondensiert. Die Probenoberfläche wird nun an den Stellen mit Metall bedeckt, die nicht durch den Lack geschützt sind. Im anschließenden Lift-off Schritt wird die Probe in Aceton gelegt. Dabei löst sich der Lack und das darauf befindliche Metall ab. Alternativ zum thermischen Verdampfen kann das gewünschte Metall auch aufgesputtert werden. Dabei ist bei einer geeigneten Kombination aus Metall und Substrat sogar ein epitaktisches Wachstum möglich.

²PMMA: Polymethylacrylat. Im Rahmen dieser Arbeit wurde stets PMMA als Lack für die Elektronenstrahllithographie verwendet.

³Gebräuchliche Entwickler für PMMA sind Propanol oder eine Mischung aus MIBK/Propanol.

Ätzen



Zur Herstellung von Strukturen aus (Ga,Mn)As ist ein Aufdampfen nicht möglich. Daher werden die Strukturen aus einer (Ga,Mn)As-Schicht herausgeätzt, wobei sowohl trockenchemisches, als auch nasschemisches Ätzen möglich ist. Das nasschemische Ätzen ist jedoch nur bei relativ großen Strukturen (ab ca. $1\ \mu\text{m}$) anwendbar, da ein vollständiges Benetzen der zu ätzenden Stellen notwendig ist. Zum trockenchemischen Ätzen von GaAs-ähnlichen Verbindungen bieten sich das reaktive Ionenätzen (RIE) mit SiCl_4 als Prozessgas, sowie das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen (CAIBE) mit Argon und Chlor an. Eine nähere Beschreibung der beiden Ätzverfahren ist Referenz [101] zu entnehmen. An dieser Stelle sei erwähnt, dass das chemisch unterstützte Ionenstrahlätzen weniger von der Oberflächenbeschaffenheit abhängt, als das reaktive Ionenätzen und daher reproduzierbarere Ätzraten auch bei unterschiedlichen Wafern liefert.

3.3 Probendesign

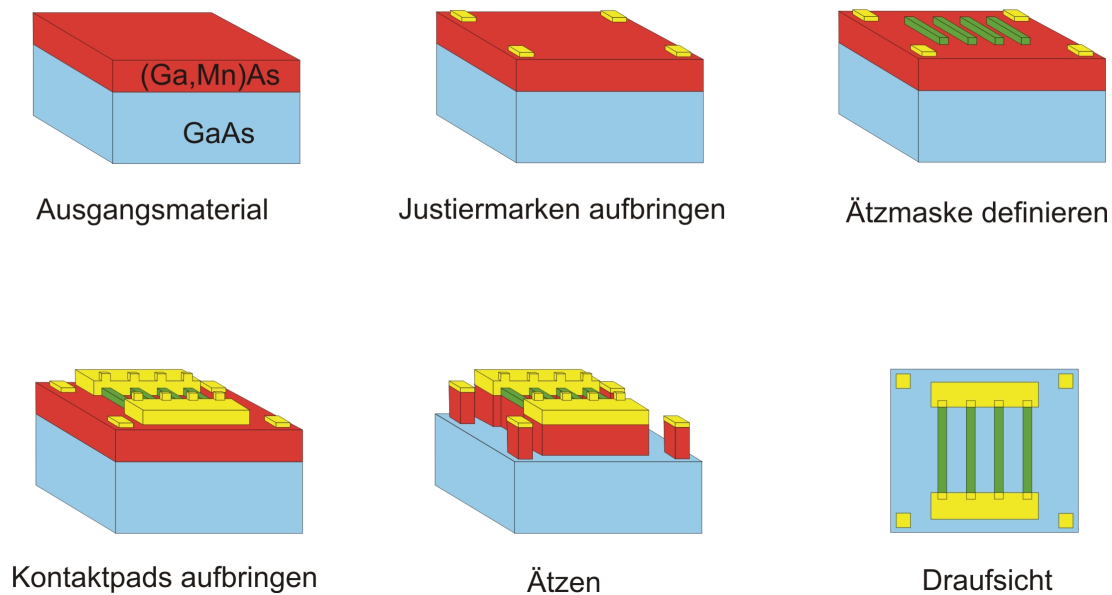
Zur Herstellung der Nanostrukturen wurden hauptsächlich drei verschiedene, auf den jeweiligen Anwendungszweck optimierte, Probendesigns verwendet:

1. Für (Ga,Mn)As-Strukturen in Zweipunktgeometrie
2. Für (Ga,Mn)As-Strukturen in Vierpunktgeometrie
3. Für Permalloystrukturen

Diese werden im Folgenden kurz vorgestellt, sowie deren Prozessierung erläutert. Schematisch ist die Prozessierung in den Abbildungen 3.1 und 3.3 dargestellt.

Design von (Ga,Mn)As-Strukturen in Zweipunktgeometrie

Zur Herstellung von (Ga,Mn)As-Strukturen in Zweipunktgeometrie werden zunächst aus dem Ausgangswafer, einem undotiertem GaAs-Wafer mit einer (Ga,Mn)As-Schicht an der Oberfläche, Stücke mit einer Größe von ca. $4 \times 4\ \text{mm}^2$ herausgebrochen. In einem ersten Elektronenstrahlolithographieschritt werden Justiermarken auf das Probenstück aufgebracht. Die Justiermarken ermöglichen im weiteren Verlauf der Strukturierung die Orientierung auf der Probe und machen ein Wiederfinden der Nanostrukturen erst möglich. Das Aufbringen der Justiermarken geschieht mit einem PMMA-Positivprozess und anschließendem Aufdampfen von Gold, gefolgt von einem Lift-off Schritt.

**Abbildung 3.1**

Schematische Darstellung der Strukturierung eines Drahtarrays in Zweipunktgeometrie (nicht maßstabsgetreu). Auf dem Ausgangssubstrat werden zunächst Justiermarken aus Gold aufgebracht. Diese erleichtern später erheblich die Orientierung auf der Probe. Anschließend wird in einem negativ ESL-Schritt die Lackmaske für die Linien definiert. Um ein Kontaktieren zu ermöglichen werden im nächsten Schritt Gold-Kontaktpads aufgebracht. Beim abschließenden Ätzen wird das (Ga,Mn)As an den Stellen abgetragen, die weder von der Lackmaske noch von den Kontaktpads bedeckt sind.

Im nächsten Schritt wird die Ätzmaske für die Struktur (in Abbildung 3.1 Linien) definiert. Dazu wird PMMA als Negativlack verwendet. Um die Struktur später kontaktieren zu können, werden Kontaktpads mit einem gewissen Überlapp zu der Lackmaske aufgebracht. Dies geschieht ähnlich wie bei den Justiermarken. In einem Positivprozess wird die Lackmaske definiert, anschließend thermisch Gold aufgedampft und in einem Lift-off Schritt die Lackmaske, sowie das darauf befindliche Gold entfernt. Um sowohl die mechanische Haftung der Kontaktpads als auch den elektrischen Kontakt zu der (Ga,Mn)As-Schicht zu verbessern, hat sich ein kurzes in-situ Ionenstrahlätzen der Oberfläche kurz vor dem Aufdampfen bewährt [102]. Dadurch wird die Oberfläche von ihrer nativen Oxidschicht befreit. Beim abschließenden Ätzen wird das (Ga,Mn)As abgetragen, welches weder durch das festgebackene PMMA, noch durch die Kontaktpads bedeckt ist.

Ein fertig strukturiertes Drahtarray in Zweipunktgeometrie ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Im linken Bild sind die Kontaktpads sowie die Justiermarken verschiedener Drahtarrays zu sehen. Die mittlere Struktur ist über Aluminiumbonddrähte mit dem Chipcarrier leitend verbunden. Im rechten Bild ist eine Detailaufnahme des Drahtarrays dargestellt. Die verlängerten Linien unter den Kontaktpads sind

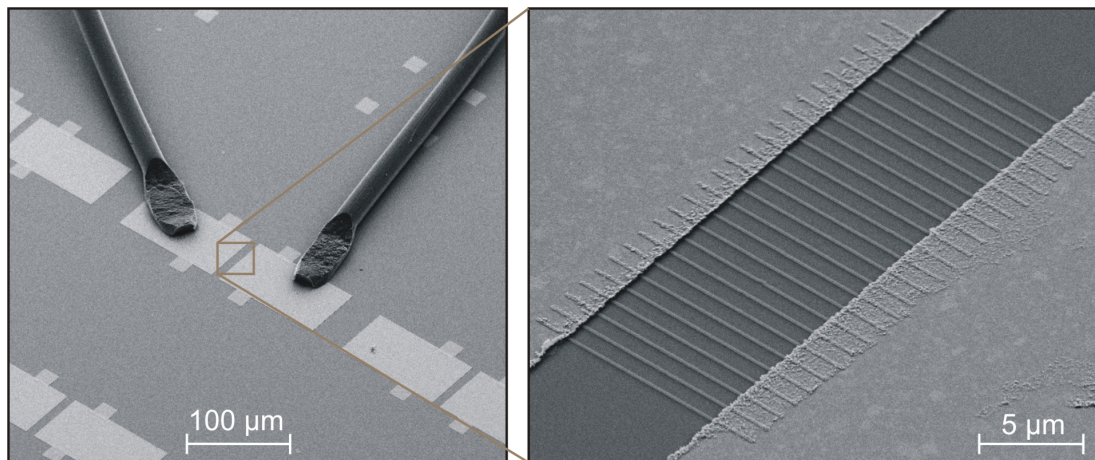


Abbildung 3.2

Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Drahtarrays in Zweipunktgeometrie. Das Array besteht aus 25 einzelnen (Ga,Mn)As Drähten mit einer Breite von jeweils 90 nm. Die Kontaktpads, sowie die Justiermarken sind aus Gold. Die schwarzen Al-Bonddrähte (linkes Bild) stellen den elektrischen Kontakt der Struktur zum Chipcarrier her.

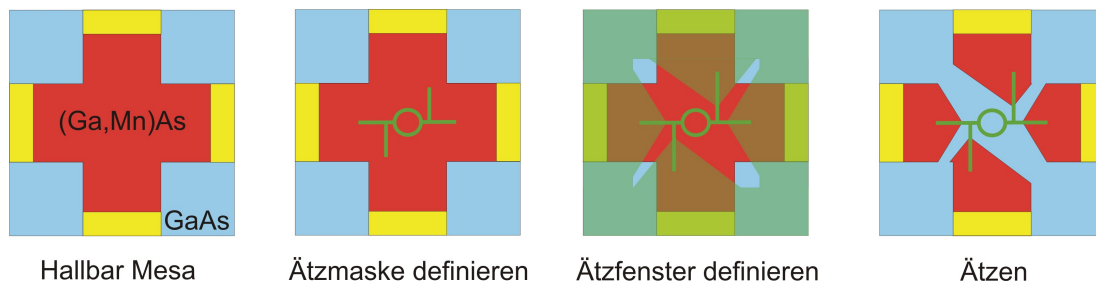
nicht, wie man vermuten könnte die (Ga,Mn)As-Linien, sondern die PMMA-Ätzmaske. Die komplette (Ga,Mn)As-Schicht ist unter den Kontaktpads erhalten und die Linien befinden sich somit nur zwischen den Kontaktpads. Dies liefert einen großflächigen Kontakt und vermindert dadurch den Kontaktwiderstand. Dies ist besonders bei der hier verwendeten Zweipunktgeometrie wichtig.

Der große Vorteil der hier vorgestellten Zweipunktgeometrie liegt in der einfachen und schnellen Strukturierung. Es sind lediglich drei Elektronenstrahlolithographie-schritte notwendig, um eine Probe komplett zu strukturieren. Ein weiterer Vorteil ist der geringe Gesamtwiderstand der Probe, da im Gegensatz zur Vierpunktgeometrie keine langen Zuleitungen aus (Ga,Mn)As notwendig sind. Dies ermöglicht eine höhere Frequenz bei der Messung mit dem Lock-In Verstärker (siehe dazu Kapitel 3.6). Eine höhere Frequenz ist insofern von Vorteil, da der verwendete Vorverstärker im Bereich bis 1 kHz ein Rauschen aufweist, das mit steigender Frequenz abnimmt (ein sog. $1/f$ -Rauschen). Es ist somit möglich, durch ein geschicktes Probendesign das Signal/Rausch-Verhältnis zu verbessern.

Design von (Ga,Mn)As-Strukturen in Vierpunktgeometrie

Ausgangspunkt für die Strukturierung von (Ga,Mn)As-Strukturen in Vierpunktgeometrie ist eine Hallbar-Mesa⁴. Die Hallbar-Mesa wird mit optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen hergestellt. Anschließend werden mit optischer

⁴Mesa: spanisch für Tisch.

**Abbildung 3.3**

Schematische Darstellung der Strukturierung eines Aharonov-Bohm-Ringes in Vierpunktgeometrie (nicht maßstabsgetreu). Zunächst wird in einem negativ ESL-Schritt eine Ringstruktur auf dem Kreuz einer Hallbar Mesa definiert. Anschließend wird die Probe erneut belackt und ein Ätzfenster freigelegt. Das Ergebnis nach dem Ätzen ist im rechten Bild zu sehen.

Lithographie, thermischem Verdampfen von Gold und Lift-off Technik Kontaktpads auf diese Mesa aufgebracht. Auf einem Kreuz dieser Mesa wird daraufhin in einem Negativ-ESL Schritt eine Lackmaske für die gewünschte Struktur definiert (in Abbildung 3.3 ist dies ein Ring mit Anschlüssen). Als Justierhilfen dienen dabei die vier Ecken der Mesa. Um den elektrischen Kontakt der Struktur zu den Kontaktpads zu erhalten, wird im nächsten Schritt die Probe erneut belackt und in einem weiteren ESL-Schritt ein Ätzfenster freigelegt (siehe Abbildung 3.3). Dies geschieht in einem Positivprozess (es wird nur das Ätzfenster belichtet). Das abschließende Ätzen erfolgt wieder trockenchemisch. Nach dem Ätzen befindet sich auf der Probe noch (Ga,Mn)As unter der Nanostruktur sowie unter den Zuleitung der Hallbar-Mesa. Dies ist im rechten Bild von Abbildung 3.3 dargestellt. In Abbildung 3.4 ist ein fertig strukturierter (Ga,Mn)As-Ring in Vierpunkt-Geometrie zu sehen. Die Kontaktpads befinden sich hier außerhalb des dargestellten Bereichs.

Die Strukturierung in Vierpunktgeometrie ist besonders dann von Vorteil, wenn der Beitrag des Kontaktwiderstandes nicht vernachlässigbar klein ist. Zudem ist es bei so kleinen Proben, wie dem in Abbildung 3.4 dargestellten Ring, kaum möglich, die deutlich größeren Kontaktpads nahe genug an den Ring zu strukturieren. Ein hoher Beitrag des Zuleitungswiderstandes wäre die Konsequenz. So kam dieses Probendesign bei den kleinen Strukturen, wie den Ringen, und bei einigen Drahtarrays und Wabenarrays zum Einsatz. Der scheinbar höhere Aufwand bei der Strukturierung (zweimal optische Lithographie und zweimal Elektronenstrahlolithographie) gegenüber der Zweipunktgeometrie relativiert sich, wenn man bedenkt, dass eine Hallbar-Mesa allein schon deswegen notwendig ist, um charakteristische Daten, wie die Ladungsträgerdichte oder den spezifischen Widerstand des verwendeten Materials, zu ermitteln.

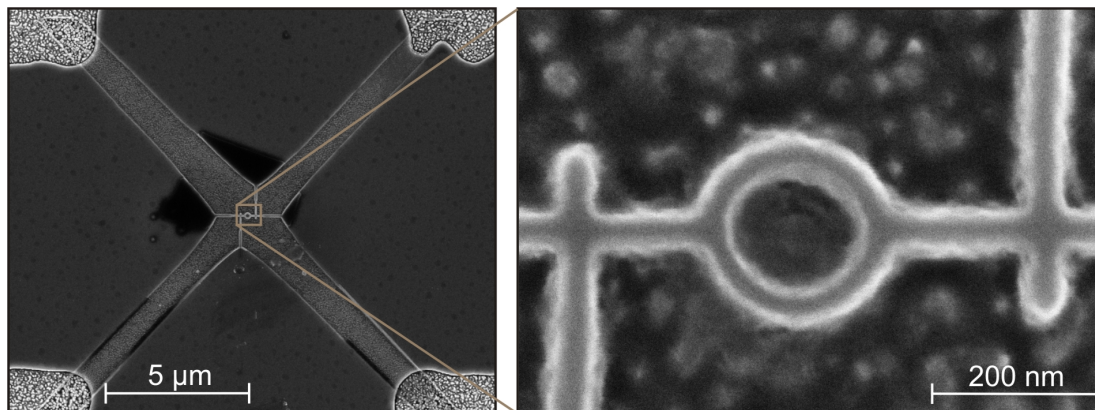


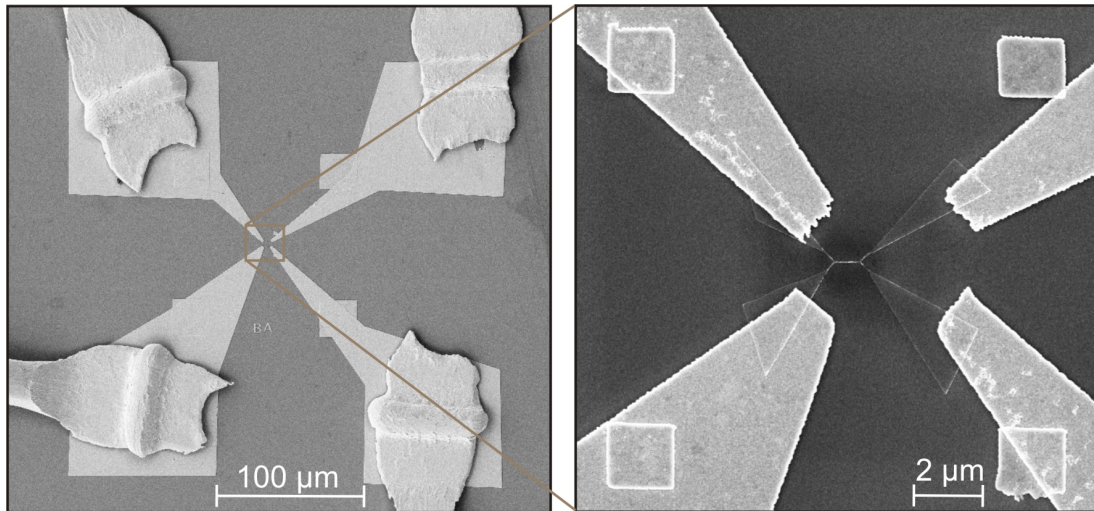
Abbildung 3.4

Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Aharonov-Bohm-Ringes aus (Ga,Mn)As. Der Durchmesser des Ringes beträgt 200 nm, die Linienbreite beträgt ca. 30 nm. Die entsprechenden Kontaktpads befinden sich hier außerhalb des Bildausschnitts.

Design von Permalloystrukturen

Zur Herstellung von Permalloystrukturen wäre es prinzipiell möglich, diese, wie auch die (Ga,Mn)As-Strukturen, aus einer Schicht herauszuätzen und das entsprechende Probendesign zu verwenden. Jedoch ist mit den am Lehrstuhl vorhandenen Anlagen eine chemische Unterstützung des Ätzens bei Permalloy nicht möglich; die Strukturen müssten rein physikalisch geätzt werden. Dies bedeutet vornehmlich einen höheren Lackabtrag. Der Lack müsste dementsprechend dicker gewählt werden und feinere Linien (unter 20 nm) wären nur schwer möglich. Darüber hinaus führt das physikalische Ätzen zu relativ rauen und inhomogenen Rändern der Struktur. Die wesentlich elegantere Methode stellt daher das Aufdampfen von Permalloy gefolgt von einem Lift-off dar. Hierzu werden in einem ersten Schritt Justiermarken auf der Probe aufgebracht. Dies geschieht, wie bereits oben beschrieben, mit Elektronenstrahlolithographie und anschließendem Verdampfen von Gold. Im nächsten Schritt wird die spätere Permalloystruktur mit einem Positivprozess definiert. Dies erfolgte wieder mit Elektronenstrahlolithographie. Anschließend wird thermisch Permalloy aufgedampft und der Lack sowie das sich darauf befindende Permalloy mit einem Lift-off Schritt abgelöst. In einem dritten Elektronenstrahlolithographieschritt werden abschließend die Kontaktpads definiert. Auch hier empfiehlt sich vor dem Aufdampfen ein kurzes in-situ Ionenstrahlätzen, um das Nickeloxid von der Oberfläche zu entfernen⁵. Dies liefert einen sehr guten elektrischen Kontakt [49]. Ein fertig strukturierter Permalloydraht in Vierpunktgeometrie ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Im rechten Bild sind die vier Goldzuleitungen, sowie die Goldbonddrähte zu sehen. Das linke Bild zeigt den

⁵Im Gegensatz zu anderen Metallen wie Eisen oder Kupfer oxidiert Permalloy nicht vollständig, sondern bildet eine schützende Nickeloxidschicht an seiner Oberfläche.

**Abbildung 3.5**

Elektronenmikroskopische Aufnahme eines 800 nm langen und 30 nm breiten Permalloydrahtes inklusive Zuleitungen. Im linken Bild sind die Zuleitungen sowie die Bonddrähte zu sehen (beides aus Gold). Die Buchstaben BA ermöglichen das Finden der gewünschten Struktur auch unter dem Lichtmikroskop. Im rechten Bild ist eine Detailaufnahme des Drahtes zu sehen. Der stark unterschiedliche Kontrast zwischen den Zuleitungen aus Gold und der Drahtstruktur aus Permalloy ist hauptsächlich auf die unterschiedlichen Schichtdicken zurückzuführen. Die Schichtdicke der Goldzuleitungen beträgt 120 nm, die Schichtdicke der Permalloystruktur lediglich 15 nm.

zentralen Bereich der Struktur vergrößert. Hier sind der Permalloydraht und die damit überlappenden Goldzuleitungen zu erkennen. Der stark unterschiedliche Kontrast von Permalloy und Gold (Zuleitungen) ist hauptsächlich auf die unterschiedliche Materialdicke zurückzuführen: Während für die Zuleitungen 120 nm Gold aufgedampft wurde, um deren Widerstand gering zu halten, ist der Permalloydraht lediglich 15 nm dick.

3.4 Messvorbereitung

Um die hergestellten Proben später in einem Kryostatsystem messen zu können, werden diese in einen 20-poligen Chipcarrier eingeklebt. Als Kleber hat sich dafür PMMA bewährt, da PMMA selbst bei kryogenen Temperaturen nicht spröde wird oder an Klebekraft verliert. Der elektrische Kontakt zwischen den Kontaktpads der Probe und den einzelnen Kontakten des Chipcarriers wird mit Aluminium- bzw. Golddrähten hergestellt, die mit einem Ultraschallbonder auf den jeweiligen Kontakten verschweißt werden. Bei den Proben in Zweipunktgeometrie ist ein Verbinden der Kontaktpads mit jeweils zwei Kontakten des Chipcarriers notwen-

dig, da die Widerstände der Messleitungen im Probenstab im Bereich von $100\ \Omega$ liegen und somit nicht vernachlässigbar gering sind⁶. Durch die Messung dieser Proben in einer Vierpunktanordnung können die Widerstände der Messleitungen im Probenstab umgangen werden.

3.5 Kryostatsystem

Zur Messung der Proben bei den erforderlich tiefen Temperaturen wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostatsystem vom Typ Kelvinox TLM der Firma Oxford Instruments verwendet. Es handelt sich dabei um einen sog. “top-loading” Mischkryostaten. Das bedeutet, dass, anders als bei herkömmlichen Systemen, nicht der Kryostat um die Probe zusammengebaut wird, sondern die Probe von oben in den bereits kalten Kryostaten eingeführt wird. Ein sehr schneller und bequemer Ein- bzw. Ausbau der Probe ist mit diesem System möglich⁷. Der mit diesem Kryostatsystem zugängliche Temperaturbereich reicht von 1 K bis hinab zu ca. 15 mK. Um Magnetotransportmessungen durchführen zu können, befindet sich im Kryostat ein supraleitender Magnet, der am Ort der Probe ein magnetisches Feld von bis zu 19 T erzeugt.

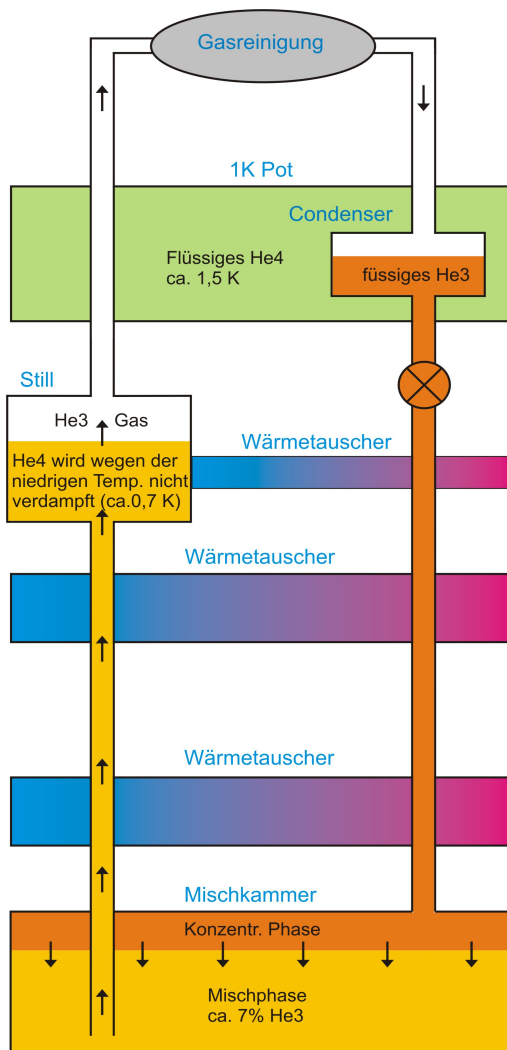
Eine äußerst detaillierte Beschreibung der Funktionsweise eines Mischkryostaten befindet sich in Referenz [107]. Im Folgenden wird daher die Funktionsweise eines Mischkryostaten nur kurz beschrieben. Schematisch ist der Aufbau eines Mischkryostaten in Abbildung 3.6 dargestellt. Wird eine Mischung aus flüssigem ^3He und ^4He unter eine Temperatur von 0,87 K gekühlt⁸, so bilden sich aufgrund der quantenmechanischen Eigenschaft der beiden Isotope⁹ zwei unterschiedliche, aufgrund ihrer Dichte, voneinander räumlich getrennte Phasen. Eine flüssige, nur aus ^3He bestehende Phase, sowie eine Phase aus suprafluidem ^4He in der ca. 7 % ^3He gelöst sind. Wird nun der gemischten Phase durch Verdampfen ^3He entzogen, so entsteht an der Phasengrenze ein osmotischer Druck, so dass ^3He von der flüssigen Phase in die Mischphase übergeht, um dort eine Konzentration von 7 % aufrechtzuerhalten. Die dazu erforderliche Energie wird der Umgebung thermisch entzogen und die Mischung gekühlt. Das verdampfte ^3He wird anschließend in Kühlfallen gereinigt und wieder verflüssigt. Nach einer weiteren Abkühlung in

⁶Bei dem im Mischkryostat verwendeten Probenstab sind die Messleitungen aus Konstantandraht mit einem Durchmesser von 0,1 mm. Der Widerstand dieser Drähte beträgt jeweils ca. $250\ \Omega$. In einer reinen Zweipunktmessung würde man daher zusätzlich zum Probenwiderstand $2 \times 250 = 500\ \Omega$ von den Messleitungen messen. Im Vergleich zu den in dieser Arbeit typischen Probenwiderständen von $40\ \Omega$ bis $20\ \text{k}\Omega$ ist dieser Beitrag keineswegs vernachlässigbar.

⁷Um eine Probe einzubauen und auf 20 mK abzukühlen sind etwa 7 Stunden notwendig. Der Ausbau geschieht in lediglich 30 min.

⁸Die kritische Temperatur der Phasentrennung hängt von dem Mischungsverhältnis ab.

⁹Während ^4He ein Boson ist, ist ^3He ein Fermion.

**Abbildung 3.6**

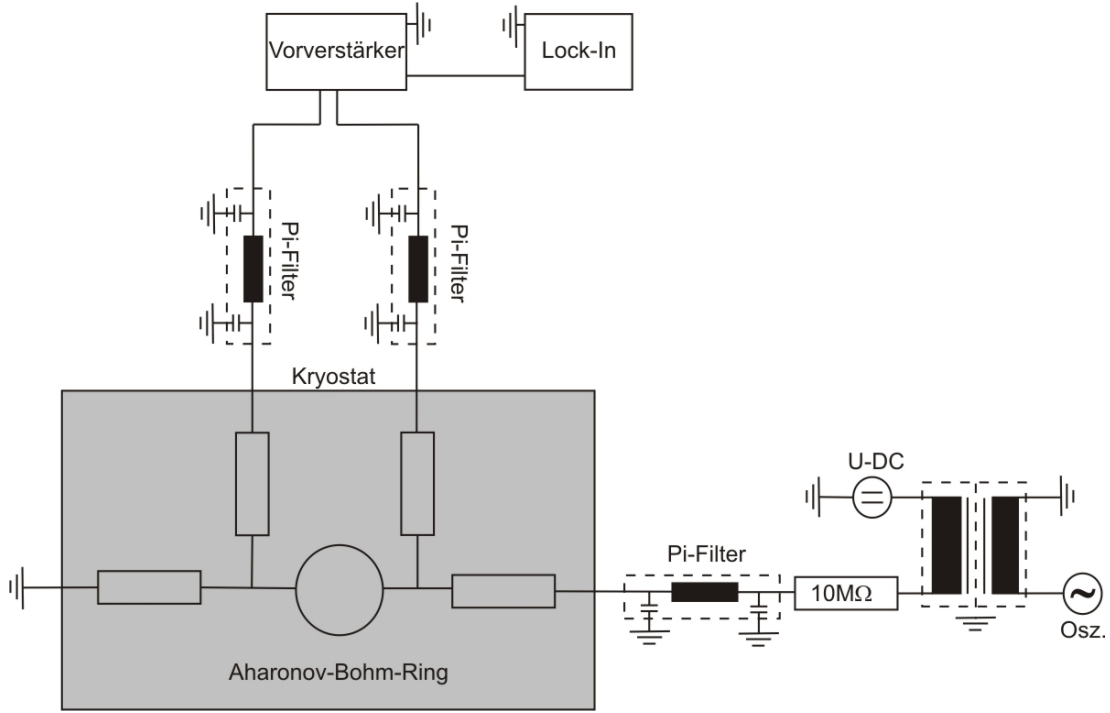
Schematischer Aufbau eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten [106]. In der Still wird aus der Mischphase ^3He verdampft. Aufgrund des deutlich höheren Dampfdruckes von ^3He gegenüber ^4He bei 0,7 K verdampft dabei kaum ^4He . Durch das Verdampfen von ^3He wird ein osmotischer Druck erzeugt, so dass ^3He aus der konzentrierten Phase in die Mischphase gelangt, um dort eine Konzentration von ca. 7 % ^3He aufrecht zu erhalten. Die konzentrierte ^3He -Phase wird dadurch gekühlt. Das verdampfte ^3He wird nun in Kühlfallen gereinigt und im Condenser wieder verflüssigt. Anschließend wird das ^3He in mehreren Wärmetauschern gekühlt und wieder in die Mischkammer geleitet. Der ^3He -Kreislauf ist damit geschlossen.

Wärmetauschern gelangt das ^3He wieder in die Mischkammer. Der ^3He -Kreislauf ist somit geschlossen.

3.6 Messelektronik

Die Messung der Proben erfolgte jeweils in einer Vierpunktanordnung¹⁰ mit Lock-In Technik. Eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Der Oszillatorausgang liefert eine konstante Wechselspannung U_{AC} . Als Oszillator diente der eingebaute Oszillator des verwendeten Lock-In Verstärkers (Signal Recovery 7265). In einem Signalüberträger wird diese

¹⁰Bei den Proben in Zweipunktanordnung wurden die Kontaktpads mit jeweils zwei Kontakten des Chipcarriers verbunden. Eine Vierpunktmessung lieferte somit den Widerstand der Probe ohne den Widerstand der Messleitung zu messen.

**Abbildung 3.7**

Schaltbild des verwendeten Messaufbaus.

Wechselspannung einer konstanten Gleichspannung U_{DC} überlagert¹¹. Als Gleichspannungsquelle wurde ein Yokogawa 7651 verwendet. Ein Vorwiderstand sorgt dafür, dass der Probe ein konstanter Strom $I = I_{AC} + I_{DC}$ aufgeprägt wird. Dabei ist zu beachten, dass der Vorwiderstand deutlich größer als der Probenwiderstand sein muss. Über einen Differenzvorverstärker (Firma NF Corporation, Typ LI-75A) wird die, über die Probe abfallende Spannung, verstärkt und als Signal gegenüber Erdpotential an den Lock-In Verstärker weitergegeben. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsweise eines Lock-In Verstärkers ist in den Referenzen [108, 109] zu finden. Um das Einkoppeln externer RF-Strahlung in den Messaufbau zu unterbinden, wurden die Messleitungen jeweils mit π -Filtern versehen. Nur so ist es möglich, bei tiefen Temperaturen die effektive Elektronentemperatur im Gleichgewicht mit der Badtemperatur zu halten [102]. Es wurden hier π -Filter der Firma Tusonix, Typ 4201-001, mit einer Kapazität von 5,5 nF verwendet. In Kombination mit dem Probenwiderstand bilden die π -Filter einen Tiefpassfilter. Für die Grenzfrequenz gilt hier: $f_G = \frac{1}{2\pi C \cdot R}$, mit der Kapazität C und dem Zweipunktwiderstand der Probe R . Für einen typischen Zweipunktwi-

¹¹Bei den meisten Messungen war diese Gleichspannung null und auf die Gleichspannungsquelle konnte daher verzichtet werden.

derstand von $10\text{ k}\Omega$ ergibt sich für die Grenzfrequenz¹²: $f_G = 2,8\text{ kHz}$. Dies bedeutet, dass die Oszillatorfrequenz deutlich kleiner als die Grenzfrequenz gewählt werden muss. Jedoch ist eine möglichst hohe Oszillatorfrequenz erstrebenswert, da bei dem verwendeten Vorverstärker das Rauschen im Bereich unter 1 kHz mit sinkender Frequenz zunimmt (ein sog. $1/f$ -Rauschen). So beträgt das Rauschen des Vorverstärkers bei 20 Hz $2\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und sinkt bis auf $1,2\text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 kHz ab. Dies kann beim Probendesign durch Minimierung der Zuleitungswiderstände berücksichtigt werden. Um Störungen durch Masseschleifen zu vermeiden, ist auf eine saubere, niederohmige Masseführung zu achten. Das Auslesen und Aufnehmen der Messdaten, sowie die Steuerung des Magneten erfolgte mit einem am Lehrstuhl entwickelten Messprogramm.

¹²Für diese einfache Abschätzung wurden die Kapazität der Messleitung sowie vorhandene Induktivitäten nicht berücksichtigt. Die angegebene Grenzfrequenz ist daher größer als die tatsächliche Grenzfrequenz.

4 Transportuntersuchungen an (Ga,Mn)As Nanostrukturen

Der verdünnt magnetische Halbleiter (Ga,Mn)As ist für das Auftreten einer schwachen Lokalisierung in einem Ferromagneten ein aussichtsreicher Kandidat [4], da (Ga,Mn)As sowohl eine geringe Sättigungsmagnetisierung, als auch eine relativ große Phasenkohärenzlänge aufweist. Typischerweise liegt die Sättigungsmagnetisierung M_S von (Ga,Mn)As im Bereich von ~ 30 kA/m [95]; dies ist deutlich geringer als die Sättigungsmagnetisierung konventioneller Ferromagnete (M_S von Eisen ist 1600 kA/m). Die Phasenkohärenzlänge in (Ga,Mn)As beträgt ~ 100 nm bei einer Temperatur von 20 mK [11, 46] und ist somit ausreichend groß, um phasenkohärente Effekte, wie universelle Leitwertfluktuationen [11] oder Aharonov-Bohm Oszillationen [11, 46] beobachten zu können.

Für die Untersuchungen im Hinblick auf schwache Lokalisierung in (Ga,Mn)As wurden quasi-1D Drahtarrays sowie quasi-2D Hallbars strukturiert (siehe dazu Kapitel 3). Die parallele Anordnung der Drähte in den Arrays führt zu einer Unterdrückung von Leitwertfluktuationen durch Ensemblemittelung; schwache Lokalisierung wird durch die parallele Anordnung nicht unterdrückt. Die Parameter der verwendeten Proben, sowie die zur Bestimmung verwendeten Methoden sind in Kapitel 4.1 zu finden. Durch die in Kapitel 4.2 vorgestellten Voruntersuchungen soll zuerst geklärt werden, ob und wie sich die magnetischen Eigenschaften des verwendeten Materials durch die Strukturierung verändert haben. Die Messungen zur schwachen Lokalisierung befinden sich in Kapitel 4.3. Im darauf folgenden Kapitel 4.4 werden die Ergebnisse zur schwachen Lokalisierung, insbesondere die erhaltenen Werte für die Phasenkohärenzlänge, mit Messungen von universellen Leitwertfluktuationen und Aharonov-Bohm Oszillationen verglichen. Die Messungen von Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen in (Ga,Mn)As-Wabenstrukturen werden in Kapitel 4.5 gezeigt. Abschließend werden in Kapitel 4.6 die Ergebnisse zur Elektron-Elektron-Wechselwirkung in verschiedenen-dimensionalen (Ga,Mn)As-Proben vorgestellt. Ein wesentlicher Bestandteil dieser Messungen ist die quantitative Bestimmung der Diffusionskonstante des Materials. Diese erlaubt eine Abschätzung der effektiven Zustandsdichte an der Fermi-Energie mittels der Einstein-Relation (Gleichung 2.2) und trägt somit zur Beantwortung der Frage bei, ob in (Ga,Mn)As die Fermi-Energie im Valenzband oder in einem Störstellenband liegt.

4.1 Probenparameter

Die wichtigsten Parameter der in diesem Kapitel vorgestellten (Ga,Mn)As-Proben sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Der Anfangsbuchstabe der Probe bezieht sich auf die jeweilige Strukturart: Mit “A” werden Drahtarrays bezeichnet, mit “L” einzelne Drähte, mit “R” Ringe, mit “W” Wabenarrays und mit “H” Hallbars. Getemperte¹ Proben tragen ein “a” an ihrem Ende. Die geometrischen Maße Länge, Linienbreite und Dicke sind mit l , w und t bezeichnet. N bezeichnet die Anzahl der parallelen Drähte eines Drahtarrays und d den Durchmesser der Ringe. Bei den Wabenarrays bezieht sich N auf die gesamte Anzahl der einzelnen Waben und d auf den Durchmesser einer Wabe. Die Curie-Temperatur T_C der Proben wurde anhand der Abkühlkurve bestimmt: Wie bereits in Kapitel 2.3.3 erwähnt, tritt in (Ga,Mn)As bei der Curie-Temperatur ein lokales Maximum im Widerstand auf. Dieses wurde hier zur Bestimmung von T_C verwendet. Die Ladungsträgerdichte p der Proben wurde durch Messung des Halleffekts bestimmt. Dazu wurde an einer Referenzhallbar des entsprechenden Materials Hallwiderstand und Längswiderstand in Abhängigkeit eines senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeldes (mindestens bis 17 T) bei einer Temperatur < 1 K gemessen. Um aus dem gemessenen Hallwiderstand die Ladungsträgerdichte zu bestimmen, ist es zuerst notwendig, den anomalen Halleffekt aus dem Hallwiderstand zu eliminieren (siehe Kapitel 2.1). Dies geschah mit Hilfe eines Fits, wie er u.a. in Referenz [110] beschrieben wird. Aus dem daraus resultierenden normalen Halleffekt lässt sich die Ladungsträgerdichte nach Formel 2.4 berechnen. Für eine ausführliche Beschreibung der Bestimmung der Ladungsträger in (Ga,Mn)As sei an dieser Stelle auf die Referenzen [76, 102] verwiesen. Die in Tabelle 4.1 angegebene Diffusionskonstante D wurde mit Hilfe des Valenzbandmodells von T. Dietl *et al.* [79] berechnet. Die dazu verwendete Vorgehensweise soll im Folgenden anhand des Materials von Probe A1 kurz beschrieben werden:

Im ersten Schritt wurde durch Messung von Hall- und Längswiderstand die Ladungsträgerdichte (hier $3,8 \cdot 10^{26}/\text{m}^3$) sowie die spezifische Leitfähigkeit (hier $2,8 \cdot 10^4 / \Omega\text{m}$) bestimmt. Dies geschah an einer Referenzhallbar des entsprechenden Materials. Nach dem Modell von T. Dietl *et al.* entspricht diese Ladungsträgerdichte einer Fermi-Energie von 200 meV (siehe dazu [79]). Nach Gleichung 2.3 kann die effektive Zustandsdichte an der Fermi-Energie berechnet werden. Als effektive Masse wurde der von T. Dietl *et al.* vorgeschlagene Wert von $1,2 m_e$ verwendet [79]. In der Arbeit von T. Dietl *et al.* wird für die effektive Masse ein Wert zwischen $0,67 m_e$ im Fall einer kleinen Ladungsträgerdichte und $1,35 m_e$ im Fall einer hohen Ladungsträgerdichte angegeben. Die hier verwendeten (Ga,Mn)As-Schichten haben alle eine relativ hohe Ladungsträgerdichte. Es wurde daher für alle Proben, unabhängig von der Ladungsträgerdichte, ein Wert

¹Die Temperatur beim Tempern lag typischerweise im Bereich von 200 °C.

Probe	l (nm)	w (nm)	t (nm)	N	d (nm)	T_C (K)	p ($10^{26}/\text{m}^3$)	D ($10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$)
-------	-------------	-------------	-------------	-----	-------------	--------------	---------------------------------	---

Wafer Nr.: C060601A

A1	7500	42	42	25	-	90	3,8	9
A1a	7500	42	42	25	-	150	9,3	14
A2	7500	35	42	12	-	90	3,8	9
L1	370	35	42	1	-	90	3,8	9
L1*	370	35	42	1	-	< 90	?	< 9
H1	180000	11000	42	1	-	90	3,8	9
H1a	180000	11000	42	1	-	150	9,3	14
R1a	-	18	42	-	140	150	9,3	14
R2a	-	30	42	-	190	150	9,3	14

Wafer Nr.: C061214A

A3a	10000	67	30	25	-	150	8,6	10
A4a	10000	92	30	25	-	150	8,6	10
A5a	10000	170	30	25	-	150	8,6	10
A6a	10000	242	30	25	-	150	8,6	10
W1a	-	12	30	~ 8000	90	150	8,6	10
W2a	-	15	30	~ 4000	115	150	8,6	10

Wafer Nr.: C060221A

H2a	60000	7200	20	1	-	90	1,7	2,5
-----	-------	------	----	---	---	----	-----	-----

Wafer Nr.: C050802A

H3a	180000	10000	50	1	-	100	3,1	5,4
-----	--------	-------	----	---	---	-----	-----	-----

Wafer Nr.: C060511A

H4	240000	10000	150	1	-	?	1,4	2,3
----	--------	-------	-----	---	---	---	-----	-----

Wafer Nr.: C071115A

H5	240000	10000	300	1	-	75	2,1	2,9
----	--------	-------	-----	---	---	----	-----	-----

Tabelle 4.1

Parameter der verwendeten (Ga,Mn)As-Proben. Für eine Erklärung der verwendeten Zeichen sowie der zur jeweiligen Bestimmung verwendeten Methoden siehe Text.

von $1,2 m_e$ als effektive Masse verwendet. Als Bandentartung wurde eins verwendet, da (Ga,Mn)As stark spinpolarisiert ist [111]. Es ergibt sich so für die effektive Zustandsdichte an der Fermi-Energie: $N(E_F) = 1,3 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$. Aus der Einsteinrelation (Gleichung 2.2) erhält man für die Diffusionskonstante einen Wert von $D = 8,7 \cdot 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$.

Eine direkte experimentelle Bestimmung der Diffusionskonstante in (Ga,Mn)As

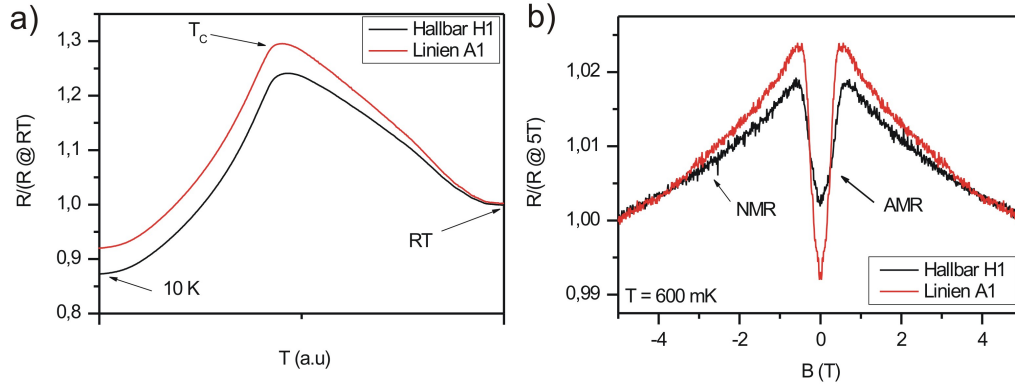
gelang im Rahmen dieser Arbeit mit einer experimentell aufwendigen Methode (siehe dazu Kapitel 4.6). Die sehr gute Übereinstimmung der in Kapitel 4.6 gemessenen Werte mit den, nach dem Modell von T. Dietl *et al.* [79], berechneten Werten rechtfertigen die Bestimmung der Diffusionskonstante auf die oben beschriebene experimentell relativ unkomplizierte Art und Weise.

4.2 Magnetische Eigenschaften der Nanostrukturen

Die magnetischen Eigenschaften von (Ga,Mn)As wurden während der letzten Jahre intensiv studiert und sind mittlerweile gut verstanden. Jedoch beschränkten sich die Untersuchungen weitestgehend auf ausgedehnte Schichten. Die magnetischen Eigenschaften von nanostrukturiertem (Ga,Mn)As dagegen wurden bisher relativ wenig untersucht. Im Jahre 2007 konnte J. Wenisch *et al.* mit SQUID- und Magnetotransportmessungen erstmals zeigen, dass strukturierte (Ga,Mn)As-Linien mit einer Breite von 200 nm ferromagnetisch sind, jedoch im Gegensatz zum Ausgangsmaterial nicht die für (Ga,Mn)As typische biaxiale magnetische Anisotropie aufweisen, sondern eine uniaxiale leichte magnetische Achse entlang der Drahttrichtung [83]. Als Ursache für die Anisotropieänderung wurde eine Entspannung des Gitters senkrecht zur Drahtachse ausfindig gemacht [83]. In diesem Kapitel werden Magnetotransportmessungen an (Ga,Mn)As-Linien vorgestellt, um zu klären, wie sich die magnetischen Eigenschaften, insbesondere Curie-Temperatur und magnetische Anisotropien des hier verwendeten Materials durch die Strukturierung verändert haben.

Ein wichtiger Parameter von (Ga,Mn)As ist die Curie-Temperatur. Um eine mögliche Änderung der Curie-Temperatur durch die Strukturierung zu untersuchen, wurde die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes eines strukturierten Linienarrays (A1) und einer quasi-unstrukturierten Hallbar (H1)² des selben Materials gemessen (siehe Abbildung 4.1a). Die Messung der beiden Proben erfolgte gleichzeitig. Zudem befanden sich die beiden Proben auf dem selben GaAs-Stück, so dass sie zu jeder Zeit die gleiche Temperatur hatten. Für beide Proben ist der typische Verlauf des Widerstandes von ferromagnetischen (Ga,Mn)As mit dem charakteristischen Widerstandsmaximum bei der Curie-Temperatur zu sehen, wobei die Lage des Maximums bei beiden Proben annähernd gleich ist. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass sich die Curie-Temperatur (hier ca. 90 K) durch die Strukturierung nicht wesentlich verändert hat. Da die Curie-Temperatur maßgeblich durch die Ladungsträgerdichte sowie durch die effektive Mn-Konzentration bestimmt wird [79], kann ferner davon ausgegangen werden, dass sich weder die Ladungsträgerdichte, noch die Sättigungsmagnetisierung (pro-

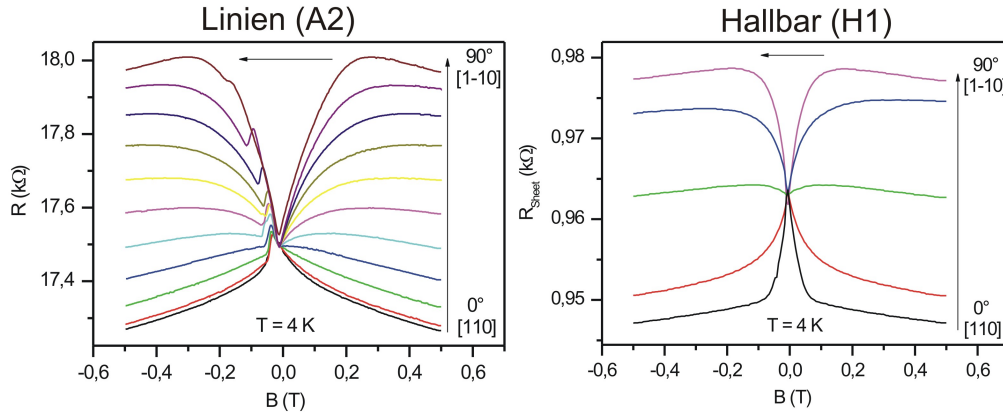
²Aufgrund der relativ großen lateralen Ausdehnung der Hallbar von mehreren μm kann diese einer unstrukturierten Probe gleichgesetzt werden.

**Abbildung 4.1**

a) Temperaturabhängigkeit des Widerstandes (normiert auf den Wert bei Raumtemperatur) eines Linienarrays (A1) und einer Hallbar (H1). b) Magnetowiderstand (normiert auf den Wert bei $B = 5$ T) eines Linienarrays (A1) und einer Hallbar (H1) in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld.

portional zur effektiven Mn-Konzentration) durch die Strukturierung verändert haben.

Der Magnetowiderstand des Linienarrays A1 und der Hallbar H1 in einem senkrecht zur Schichtebene angelegten Magnetfeld ist in Abbildung 4.1b dargestellt. Bei hohen Magnetfeldern ($|B| > 0,4$ T) tritt in beiden Proben der für (Ga,Mn)As typische negative Magnetowiderstand (NMR) auf, wobei dieser in dem Linienarray leicht stärker ausgeprägt ist. Folgt man der These von E. L. Nagaev, dass die Ursache des negativen Magnetowiderstandes in (Ga,Mn)As eine Unterdrückung der magnetischen Unordnung durch das äußere Feld ist [94], so würde dies eine leicht erhöhte magnetische Unordnung im Drahtarray bedeuten. Auch der anisotrope Magnetowiderstand (AMR) ist in dem Drahtarray stärker ausgeprägt als in der Hallbar. Diese Veränderung des AMRs durch die Strukturierung kann eindeutig auf eine Veränderung der magnetischen Anisotropie zurückgeführt werden. Wie im Folgenden gezeigt wird, liegt in der Hallbar die für (Ga,Mn)As typische biaxiale Anisotropie mit den leichten magnetischen Achsen in $[100]$ - und $[010]$ -Richtung vor. Der Strompfad ist in dieser Hallbar in $[110]$ -Richtung. Bei $B = 0$ schließen deshalb Strom und Magnetisierung einen Winkel von 45° ein. Dieser Winkel vergrößert sich durch das Anlegen eines senkrechten Magnetfeldes auf bis zu 90° bei senkrechter Sättigung. Im Drahtarray liegt dagegen eine uniaxiale Anisotropie mit einer leichten Achse in Drahtrichtung vor (hier $[110]$ -Richtung). Bei $B = 0$ sind hier Strom und Magnetisierung parallel; dieser Winkel vergrößert sich auf 90° bei senkrechter Sättigung. Der AMR ist proportional zu $\cos^2(90^\circ - \Delta\theta)$, wobei $\Delta\theta$ die Winkeländerung zwischen Strom und Magnetisierung von $B = 0$ bis

**Abbildung 4.2**

Magnetowiderstand eines Linienarrays (A2) und einer Hallbar (H1) für verschiedene Winkel zwischen Magnetfeld und Strom. Der Strompfad ist in beiden Fällen in $[110]$ -Richtung. 0° bedeutet somit ein parallel zum Strom angelegtes Magnetfeld. Das Magnetfeld wurde in beiden Fällen monoton von Positiv nach Negativ verändert (siehe Pfeil). Der Winkel wurde im linken Bild in 9° Schritten verändert, im rechten Bild war die Schrittgröße $22,5^\circ$.

zur senkrechten Sättigung ist (siehe dazu z.B. [112]). Es ist deshalb zu erwarten, dass der AMR in einem senkrecht angelegten Magnetfeld für das Drahtarray doppelt so groß ist wie für die Hallbar. Dies wird durch die Messung auch quantitativ bestätigt (siehe Abbildung 4.1b).

Um die Änderung der magnetischen Anisotropie durch die Strukturierung detailliert zu untersuchen, wurde der Magnetowiderstand eines Drahtarrays (A2) und einer Hallbar (H1) vom selben Ausgangsmaterial für verschiedene Winkel zwischen Strom und Magnetfeld aufgenommen (Abbildung 4.2). Der Strompfad war in beiden Fällen in $[110]$ -Richtung. Ist im Drahtarray das Magnetfeld in Stromrichtung angelegt (0°), so ist im Magnetowiderstand lediglich der NMR und ein Schalten nach $B = 0$ sichtbar. Das bedeutet, dass sich, ausgehend von der Sättigung, die Magnetisierung in der Richtung nicht ändert und nach $B = 0$ um 180° schaltet. Es liegt deshalb eine leichte Achse in Drahttrichtung vor. Ist das Magnetfeld senkrecht zum Strom angelegt, dann ist der AMR deutlich sichtbar. Ausgehend von der Sättigung dreht hier die Magnetisierung in die Richtung des Stromes (Widerstand nimmt ab), bis bei $B = 0$ die Magnetisierung parallel zum Strom ist. Es liegt somit in dem untersuchten Drahtarray lediglich eine leichte magnetische Achse in Drahttrichtung vor. In der Hallbar dagegen ist bei 0° (Strom und Magnetfeld parallel) der AMR deutlich zu erkennen. Ausgehend von der Sättigung dreht die Magnetisierung vom Strompfad weg (Widerstand nimmt zu) und wird bei einem negativ angelegten Feld wieder in Richtung des

Stromes gedreht. Bei 90° (Strom und Magnetfeld senkrecht) nimmt der Widerstand mit abnehmendem Magnetfeld ab. Die Magnetisierung dreht hier in Richtung des Stromes. Da bei 45° der AMR kaum ausgeprägt ist, lässt sich daraus schließen, dass in $[100]$ -Richtung eine leichte magnetische Achse vorliegt. Ob eine zweite leichte magnetische Achse in $[010]$ -Richtung vorhanden ist, lässt sich anhand der hier gezeigten Messungen nicht feststellen. Messungen für Winkel zwischen 90° und 180° belegen jedoch die Existenz einer zweiten leichten magnetischen Achse in $[010]$ -Richtung (aufgrund einer besseren Übersicht nicht in Abbildung 4.2b dargestellt). Es lässt sich somit sagen, dass sich durch die Strukturierung die magnetische Anisotropie grundlegend geändert hat. Während bei der quasi-unstrukturierten Hallbar die für (Ga,Mn)As übliche biaxiale Anisotropie mit leichten Richtungen in $[100]$ - und $[010]$ -Richtung vorliegt, ist in dem Drahtarray nur eine leichte Achse in Drahtrichtung vorhanden. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Messungen von J. Wenisch *et al.* [83]. Zusätzlich konnte hier gezeigt werden, dass es durch die Strukturierung auch möglich ist, eine ehemals harte magnetische Achse in eine leichte magnetische Achse umzuwandeln.

Des Weiteren manifestiert sich der Ferromagnetismus in (Ga,Mn)As durch das Auftreten des anomalen Halleffekts (siehe Kapitel 2.1). Um den anomalen Halleffekt in einem Draht zu messen, wurde der Magnetowiderstand eines einzelnen Drahtes gemessen, bei dem sich die beiden Spannungsabgriffe auf unterschiedlichen Seiten befinden (siehe Inset von Abbildung 4.3a). Es wird damit sowohl der Längswiderstand, als auch der Hallwiderstand gemessen. Der Magnetowiderstand des Drahtes L1* in einem senkrecht zur Schichtebene angelegten Magnetfeld ist in Abbildung 4.3a zu sehen. Bei dem Draht L1* handelt es sich um den Draht L1 nach zwei Jahren Lagerung an Luft. Während dieser Zeit ist der Widerstand, vermutlich durch Oxidation, um ca. 100 % gestiegen und die Curie-Temperatur gesunken. Ein Vergleich mit dem Referenzmaterial ist daher wenig aussagekräftig und wird unterlassen. Der Magnetowiderstand von Probe L1* in Abbildung 4.3a zeigt einerseits den AMR und NMR, sowie ein Schalten bei ± 100 mT. Diese Effekte rühren vom Längswiderstand her. Zudem ist eine leichte Asymmetrie zu erkennen, die für beide Sweeprichtungen identisch ist. Diese Asymmetrie ist auf den Halleffekt zurückzuführen. Um den Hallwiderstand vom Gesamtwiderstand zu separieren, kann man sich die Symmetrie von Hall- und Längswiderstand zu Hilfe nehmen. Der Hallwiderstand ist komplett antisymmetrisch bei einer Spiegelung um $B = 0$ ($R_{Hall}(B) = -R_{Hall}(-B)$)³. Der Längswiderstand dagegen ist bis auf das Schalten symmetrisch. Wird zudem Hin- und RückswEEP miteinander addiert, ist auch das Schalten symmetrisch. Der Hallwiderstand kann somit aus dem Gesamtwiderstand extrahiert werden, indem von der Summe aus Hin- und RückswEEP der antisymmetrische Teil gebildet wird. Dies ist in Abbildung 4.3b dargestellt. Der antisymmetrische Teil zeigt hier das typische Verhalten des anomalen Halleffekts von (Ga,Mn)As in einem senkrecht zur Schichtebene ange-

³Dies gilt nur für ein senkrecht zur Ebene angelegtes Magnetfeld.

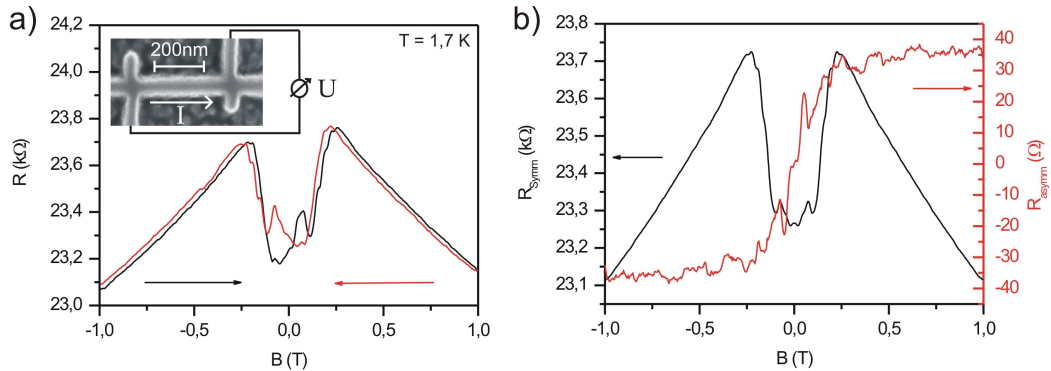


Abbildung 4.3

a) Magnetowiderstand des Drahtes L1* in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld. Die Pfeile zeigen die Sweeprichtung der jeweiligen Kurven. Im Inset links oben ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme sowie die verwendete Anschlussbelegung des Drahtes zu sehen. b) Symmetrischer sowie antisymmetrischer Anteil der Summe aus den beiden links dargestellten Magnetfeldsweeps (Aufgrund der Normierung durch zwei geteilt).

legten Magnetfeld. Dies bestätigt, dass Drähte aus (Ga,Mn)As mit einer Breite von weniger als 50 nm immer noch ferromagnetisch sind.

Zusammenfassung des Kapitels

Zusammenfassend lässt sich über die magnetischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As-Drähte sagen:

1. Selbst bei einer Breite von weniger als 50 nm bleiben die strukturierten Drähte ferromagnetisch.
2. Weder die Curie-Temperatur noch die Sättigungsmagnetisierung der Drähte haben sich durch die Strukturierung merklich verändert.
3. Die magnetische Anisotropie der Drähte ist dagegen komplett verschieden von der Anisotropie des Ausgangsmaterials. In den strukturierten Drähten liegt lediglich eine leichte magnetische Achse in Drahrichtung vor.

4.3 Untersuchungen zur schwachen Lokalisierung

Um nach einem Beitrag der schwachen Lokalisierung in (Ga,Mn)As zu suchen, wurde der Magnetowiderstand von Drahtarrays und ausgedehnten Hallbars bei verschiedenen Temperaturen ($T < 1$ K) gemessen. In diesem Temperaturbereich sind AMR und NMR temperaturunabhängig [93], der Magnetowiderstand durch schwache Lokalisierung dagegen ändert sich aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge. Ein Beitrag der schwachen Lokalisierung ist daher an einem sich mit der Temperatur ändernden Magnetowiderstand zu erkennen. Da die schwache Lokalisierung, wie viele andere Quanteninterferenzeffekte auch, ein universeller Effekt im Leitwert ist (unabhängig vom Absolutwert der Leitfähigkeit), ist im Folgenden nicht mehr der Widerstand sondern der Leitwert der Proben dargestellt. Der Leitwert G wurde durch Bildung des reziproken Widerstandes erhalten: $G = 1/R$.

4.3.1 Schwache Lokalisierung in quasi-1D Drähten

Der Magnetoleitwert des Drahtarrays A1 in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld ist in Abbildung 4.4 für verschiedene Temperaturen von 20 bis 600 mK dargestellt. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Arrays, sowie die verwendete Anschlussbelegung befinden sich im Inset links oben. Wie in dem Inset zu sehen ist, sind bei dieser Probe die beiden Spannungsabgriffe auf unterschiedlichen Seiten strukturiert worden. Der Grund dafür war eine einfache und platzsparende Strukturierung. Dies führt dazu, dass neben dem Längswiderstand auch der Hallwiderstand gemessen wird. Um den Hallwiderstand aus der Messung zu eliminieren, wurde daher nur der symmetrische Teil des Magnetoleitwerts verwendet. Die beiden Spannungsabgriffe befinden sich, wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, seitlich an einem Bereich ohne Drähte. Der Längswiderstand der Probe wird durch den Bereich zwischen den Spannungsabgriffen und somit durch die Drähte bestimmt, der Hallwiderstand dagegen wird von dem Bereich direkt an den Abgriffen bestimmt und gibt keinerlei Auskunft über den Halleffekt in den Drähten. Es ist deshalb nicht erstaunlich, dass der antisymmetrische Anteil des Magnetowiderstandes von Probe A1 identisch mit dem in einer Hallbar des gleichen Materials (H1) gemessenen Hallwiderstand ist (siehe Inset rechts oben in Abbildung 4.4). Um einen Einfluss der Lage der Spannungsabgriffe auf die erhaltenen Ergebnisse auszuschließen, wurden in dem Drahtarray A2 die beiden Spannungsabgriffe auf der selben Seite strukturiert, so dass bei dieser Probe kein Hallwiderstand gemessen wurde. Da der symmetrische Magnetoleitwert von Probe A1 nahezu identisch mit dem Magnetoleitwert von Probe A2 war (siehe Abbildung 4.5b), kann davon ausgegangen werden, dass durch die Reduzierung auf den symmetrischen Teil des Magnetoleitwerts von Probe A1 und A1a keine unerwünschten Nebeneffekte aufgetreten sind.

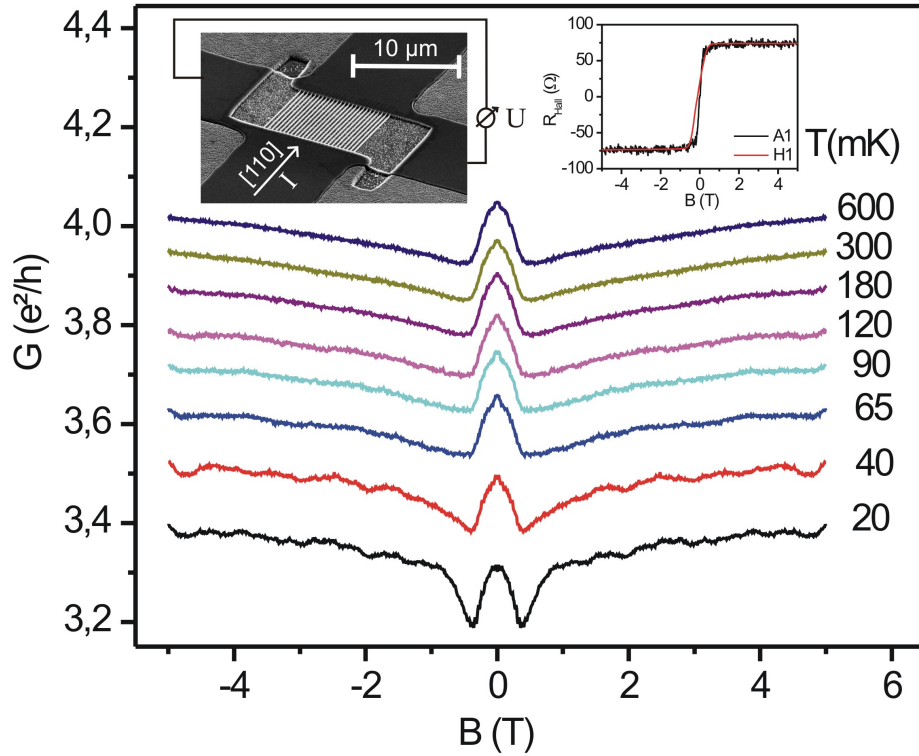


Abbildung 4.4

Symmetrischer Anteil des Magnetoleitwerts des Drahtarrays A1 in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld für verschiedene Temperaturen. Das Inset links oben zeigt eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Arrays, sowie die verwendete Anschlussbelegung. Im Inset rechts oben ist der antisymmetrische Anteil des Magnetowiderstandes von Probe A1 und der an der Hallbar H1 gemessene Hallwiderstand dargestellt.

Der Magnetoleitwert des Drahtarrays A1 bei 600 mK (Abbildung 4.4) zeigt das für (Ga,Mn)As typische Verhalten: Im Bereich $|B| < 0,4$ T tritt der anisotrope Magnetowiderstand zu Tage, da hier die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes und somit senkrecht zum Strom gedreht wird (Leitwert nimmt mit zunehmenden Magnetfeld ab). Bei höheren Feldern $|B| > 0,4$ T ist der negative Magnetowiderstand sichtbar. Geht man zu tieferen Temperaturen, so ist auffällig, dass die Leitfähigkeit monoton mit abnehmender Temperatur abnimmt (die Kurven in Abbildung 4.4 sind nicht vertikal verschoben), der Magnetoleitwert jedoch seine Form bis ca. 65 mK nicht verändert. Dieses Verhalten wird in Abbildung 4.5a durch Normierung des Leitwertes auf den Wert bei $B = 3$ T verdeutlicht.

Die Kurven im Temperaturbereich von 600 mK bis zu 65 mK liegen deckungsgleich übereinander. Es kann gefolgert werden, dass der AMR und der NMR linear mit dem Leitwert skalieren. Dieses Verhalten wurde bereits von Omiya *et al.* beobachtet [93]. Der mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitwert ist auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Streuung zurückzuführen und wird in Kapitel 4.6 ausführlich diskutiert. Bei Temperaturen unterhalb von 65 mK ändert der Leitwert seine Form deutlich (siehe Abbildung 4.4 und 4.5a). Es treten zwei nach unten gerichtete Spitzen bei $B = \pm 400$ mT hervor, die mit abnehmender Temperatur anwachsen. Um diesen neuen Effekt zu separieren, ist es notwendig, von dem Magnetoleitwert den AMR und den NMR zu subtrahieren. Dazu wurde die Annahme gemacht, dass der AMR und der NMR auch unterhalb von 65 mK linear mit dem Leitwert skalieren. Man erhält unter dieser Annahme den neuen Effekt, indem man von dem Magnetoleitwert bei 20 mK den Magnetoleitwert bei einer Temperatur oberhalb von 65 mK abzieht, wobei dieser mit einem Faktor α zu multiplizieren ist. Der Faktor α trägt der linearen Abhängigkeit von NMR und AMR mit dem Absolutwert des Leitwerts Rechnung und ergibt sich aus $G(T_1)/G(T_2)$, wobei G bei $B = 3$ T gewählt wurde. Da die auf dem Leitwert bei 3 T normierten Kurven oberhalb von 65 mK identisch sind (siehe Abbildung 4.5a), ist es unerheblich, welche Temperatur als Referenz für AMR und NMR verwendet wird. Hier wurde in allen Fällen die 120 mK Kurve verwendet. In Abbildung 4.5b ist für 3 Drahtarrays der Magnetoleitwert ohne AMR und NMR bei einer Temperatur von 20 mK dargestellt ($\Delta G = G(20 \text{ mK}) - \alpha G(120 \text{ mK})$, mit $\alpha = 0,89$ bei Probe A1). Um einen Vergleich der verschiedenen Proben zu erleichtern, wurde ΔG durch die Anzahl der parallelen Drähte N geteilt. Für alle drei Proben zeigt sich ein lokales Maximum bei $B = 0$ und zwei Minima bei $B \pm 400$ mT. Dieser Magnetoleitwertverlauf ist typisch für den Effekt der schwachen Antilokalisierung. Um die charakteristischen Größen der schwachen Antilokalisierung L_ϕ und L_{SO} aus den Messungen zu erhalten, wurde daher Formel 2.17 verwendet (siehe Kapitel 2.2.5):

$$\Delta G = g_s \frac{e^2}{h} \frac{1}{l} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{L_H^4} \right)^{-1/2} - \frac{3}{2} \left(\frac{1}{L_\phi^2} + \frac{4}{3L_{SO}^2} + \frac{1}{3} \frac{w^2}{L_H^4} \right)^{-1/2} \right],$$

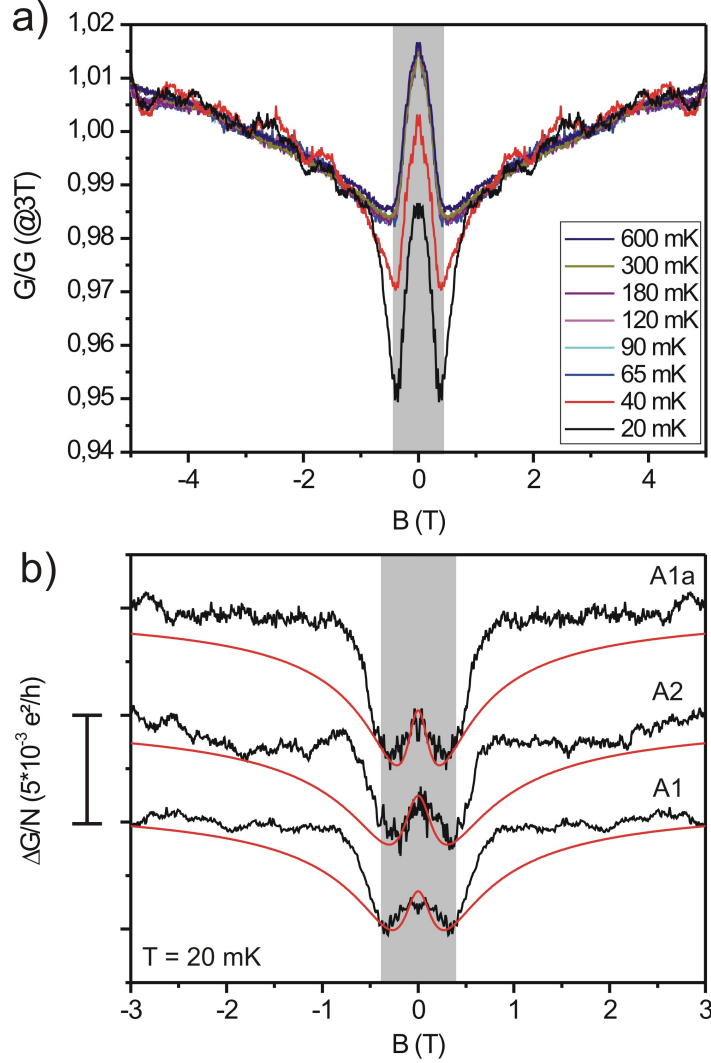
mit der Spinrentartung g_s und der magnetischen Länge $L_H = \sqrt{\hbar/eB}$. Formel 2.17 beschreibt die Leitwertkorrektur durch die schwache Antilokalisierung in einem quasi-eindimensionalen Leiter ($w, t < L_H, L_\phi \ll l$). Für die hier verwendeten (Ga,Mn)As-Drähte sind bei $T = 20$ mK und $|B| < 400$ mT diese Bedingungen erfüllt ($L_\phi \sim 100$ nm bei 20 mK [11]). Die Spinrentartung g_s wurde mit eins genähert, da die Löcher in (Ga,Mn)As stark, aber nicht vollständig spinpolariert sind [111]. Die entsprechenden Fits sind in Abbildung 4.5b als rote Linien eingezeichnet. Die Fitparameter der jeweiligen Proben waren $L_\phi = 190$ nm und $L_{SO} = 113$ nm für Probe A1a, $L_\phi = 160$ nm und $L_{SO} = 93$ nm für Probe A2,

sowie $L_\phi = 150$ nm und $L_{SO} = 93$ nm für Probe A1. Im Bereich kleiner Magnetfelder $|B| < 400$ mT wird die gemessene schwache Antilokalisierung gut durch die verwendete Theorie beschrieben, jedoch ist bei höheren Magnetfeldern ein deutlich stärkerer Abfall der schwachen Antilokalisierung zu beobachten, als man nach Formel 2.17 erwarten würde. Eine mögliche Erklärung für diese auffällige Diskrepanz zwischen den Messkurven und der Theorie könnte ein Übergang von quasi-eindimensionalen zu dreidimensionalen Verhalten sein, da bei $|B| \approx 400$ mT die magnetische Länge die Drahtbreite und Drahtdicke erreicht ($w, t \approx L_H$) und somit Formel 2.17 ihre Gültigkeit verliert. Ob ein solcher Übergang einen so rapiden Abfall der schwachen Antilokalisierung verursachen würde, ist fraglich. Zudem würde man aufgrund der unterschiedlichen Breiten der Proben A1/A1a (42 nm) und der Probe A2 (35 nm) einen Übergang von quasi 1-D nach 3-D bei unterschiedlichen Magnetfeldern erwarten, da die magnetische Länge bei 370 mT 42 nm und erst bei 530 mT 35 nm erreicht. Ein solcher Unterschied ist nicht feststellbar.

Es ist ferner auffällig, dass der Einbruch der schwachen Antilokalisierung bei dem Feld auftritt, bei dem die Magnetisierung senkrecht zur Ebene ausgerichtet ist. In Abbildung 4.5 ist der Magnetfeldbereich, in dem der AMR auftritt und somit die Magnetisierung von in der Ebene nach senkrecht zur Ebene dreht, grau hinterlegt. Wie in Abbildung 4.5b zu sehen ist, beschreibt die Theorie nur innerhalb des grau hinterlegten Bereiches die Messergebnisse. Ein Zusammenhang der schwachen Antilokalisierung mit der Richtung der Magnetisierung ist daher denkbar, wurde jedoch bisher noch nicht theoretisch beschrieben.

Aufgrund der starken Spin-Bahn-Wechselwirkung im Valenzband von GaAs ist das Auftreten einer schwachen Antilokalisierung typisch für p-dotiertes GaAs. So wurde eine schwache Antilokalisierung bereits in (Al,Ga)As/GaAs Quantentrögen [113], sowie in (In,Ga)As Quantentrögen beobachtet [114]. Für einen Ferromagneten dagegen wird nach einer Theorie von V. K. Dugaev *et al.* selbst bei einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung keine schwache Antilokalisierung erwartet, da die Spinaufspaltung den Singlet-Term des Cooperon-Diagramms unterdrückt [4]. Es würde somit nur der Triplett-Term des Cooperon-Diagramms zur Leitwertkorrektur beitragen und der resultierende Magnetoleitwert wäre stets positiv, wie man es von der schwachen Lokalisierung erwarten würde. Die von V. K. Dugaev *et al.* vorgestellte Theorie [4] hat jedoch nur seine Gültigkeit für einen hinreichend starken Ferromagneten wie Eisen, aber nicht für (Ga,Mn)As [115]. Es ist daher immer noch eine offene Frage, wie die hier beobachtete schwache Antilokalisierung theoretisch beschrieben werden kann.

Betrachtet man in Abbildung 4.5a die Temperaturabhängigkeit der schwachen Lokalisierung, so ist festzustellen, dass die schwache Lokalisierung plötzlich unter 65 mK auftritt und mit abfallender Temperatur stark ansteigt. Wie Messungen von universellen Leitwertfluktuationen gezeigt haben [11, 51], weist die Phasen-

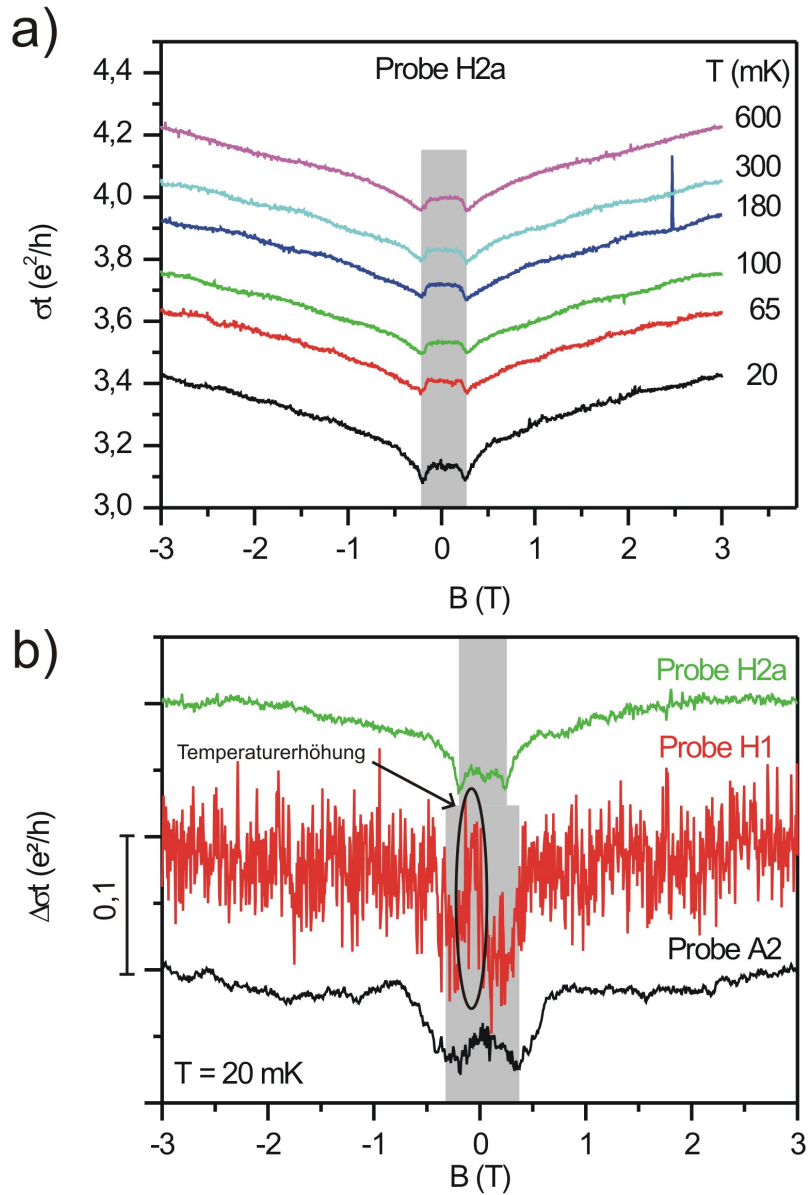
**Abbildung 4.5**

a) Symmetrischer Anteil des Magnetoleitwerts von Probe A1 in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld, normiert auf den Wert bei $B = 3$ T. Der grau hinterlegte Bereich markiert den Bereich, in dem sich die Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes dreht. b) Leitwertkorrektur durch schwache Lokalisierung für drei Drahtarrays bei einer Temperatur von 20 mK. Um einen Vergleich der verschiedenen Proben zu erleichtern wurde ΔG durch die Anzahl der parallelen Drähte N geteilt. Die roten Linien sind Fits nach Gleichung 2.17. Die Fitparameter waren: $L_\phi = 190$ nm und $L_{SO} = 113$ nm für Probe A1a, $L_\phi = 160$ nm und $L_{SO} = 93$ nm für Probe A2, $L_\phi = 150$ nm und $L_{SO} = 93$ nm für Probe A1.

kohärenzlänge in (Ga,Mn)As zwischen 1 K und 20 mK eine Temperaturabhängigkeit $\propto T^{-0,5}$ auf. Da die Größe der schwachen Lokalisierung in erster Näherung proportional zur Phasenkohärenzlänge ist, ist ein solch plötzliches Auftreten der schwachen Lokalisierung unter 65 mK nicht zu erwarten. Es hat vielmehr den Anschein, dass das Auftreten der schwachen Lokalisierung nicht mit der Phasenkohärenzlänge, sondern mit einer kritischen Temperatur verbunden ist. Eine genauere Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der schwachen Lokalisierung wäre zur Klärung dieser Anomalie notwendig. Mit dem verwendeten Mischkryostat ist es jedoch kaum möglich, Temperaturen zwischen 40 mK und der Basistemperatur von 20 mK ausreichend zu stabilisieren. Temperaturen unterhalb von 20 mK sind mit diesem System nicht erreichbar.

4.3.2 Schwache Lokalisierung in quasi-2D Hallbars

Um schwache Lokalisierung in quasi-zweidimensionalen ($w, l > L_\phi > t$) (Ga,Mn)As zu untersuchen, wurde die Magnetoleitfähigkeit von verschiedenen Hallbars in einem senkrecht zur Ebene angelegten Feld gemessen. In Abbildung 4.6a ist die Magnetoleitfähigkeit der Probe H2a für verschiedene Temperaturen abgebildet. Wie schon bei den quasi-1D Drahtarrays zeigt sich auch hier der für (Ga,Mn)As typische Verlauf: Der NMR ist bei hohen Feldern sichtbar, bei niedrigen tritt der AMR zu Tage. Zudem nimmt die Leitfähigkeit mit abnehmender Temperatur ab. Dieses Verhalten ist auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückzuführen (siehe dazu Kapitel 4.6). Betrachtet man die Magnetoleitfähigkeit bei $T = 20$ mK und vergleicht diese mit der Magnetoleitfähigkeit bei höheren Temperaturen, so zeigt sich auch hier, dass bei $B \approx \pm 250$ mT zwei nach unten gerichtete Spitzen hervortreten. Jedoch ist dieses Verhalten, verglichen mit den Drahtarrays, bei weitem nicht so stark ausgeprägt. Um diesen, bisher auf die schwache Lokalisierung zurückgeführten Effekt von der Magnetoleitfähigkeit zu separieren, wurde die Magnetoleitfähigkeit bei einer hohen Temperatur (hier $T = 100$ mK) von der Magnetoleitfähigkeit bei 20 mK abgezogen, wobei der linearen Abhängigkeit des NMRs und AMRs von der absoluten Leitfähigkeit Rechnung getragen wurde. Die resultierende Leitfähigkeitskorrektur ist in Abbildung 4.6b zu sehen. Auch in der quasi-2D Hallbar zeigt sich das bereits bei den Drahtarrays beobachtete Verhalten: Die Magnetoleitfähigkeit zeigt die für eine schwache Antilokalisierung typische Form mit zwei Minima und einem lokalen Maximum bei $B = 0$. Zudem ist auch hier ein relativ starker Anstieg der Leitfähigkeit zu beobachten, sobald die Magnetisierung senkrecht zur Ebene gesättigt ist (hier bei $B = \pm 250$ mT). Zum Vergleich ist in Abbildung 4.6b die Leitwertwertkorrektur des Drahtarrays A2 eingezeichnet. Berechnet man die, für ein quasi-2D System erwartete Leitfähigkeitskorrektur unter Verwendung einer Phasenkohärenzlänge von $L_\phi = 160$ nm und einer Spin-Bahn-Wechselwirkungslänge $L_{SO} = 90$ nm, so erhält man für die Änderung der

**Abbildung 4.6**

a) Magnetoleitfähigkeit σ normiert auf die Schichtdicke t der Probe H2a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld. b) Leitfähigkeitskorrektur durch schwache Lokalisierung $\Delta\sigma$ der Proben H1, H2a und A2 normiert auf die Schichtdicke t . Bei der Probe A2 ist nicht $\Delta\sigma t$ sondern ΔG aufgetragen. Auch hier ist der Magnetfeldbereich grau hinterlegt, indem sich die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes dreht.

Leitfähigkeit von $B = 0$ zu $B = 3$ T [116]: $\sigma t(3 \text{ T}) - \sigma t(0 \text{ T}) \approx 0,7 \text{ e}^2/\text{h}$. Dies ist mehr als 10 mal so groß, wie die in Probe H2a experimentell beobachtete Leitfähigkeitsänderung von $0,05 \text{ e}^2/\text{h}$. Daher wurde auf ein Fitten der Magnetoleitfähigkeit mit der für 2D-Systemen üblichen Theorie [116] verzichtet.

Die Leitfähigkeitskorrektur von Probe H1 $\sigma t(20\text{mK}) - \alpha \sigma t(120\text{mK})$ ist in Abbildung 4.6 zu sehen (grün). Bei dieser Probe ist zwar die Leitfähigkeitskorrektur stark durch das Rauschen des Messaufbaus geprägt, es zeigt sich aber dennoch das bereits in Probe H2a beobachtete Verhalten, qualitativ wie auch quantitativ. Die Ursache für das starke Rauschen ist die hohe Leitfähigkeit der Probe H1. Bei dieser Probe ist σt in etwa 10 mal so groß wie bei der Probe H2a. Die Größe der Leitfähigkeitskorrektur durch schwache Lokalisierung ist dagegen bei beiden Proben annähernd gleich, da die schwache Lokalisierung ein universeller Effekt ist. Daher ist die Leitfähigkeitskorrektur in Probe H2a besser sichtbar als in Probe H1. Der starke Anstieg der Leitfähigkeit von Probe H1 zwischen $B = -0,3 \dots 0$ T ist auf eine Erhöhung der Temperatur zurückzuführen. Durch die etwas zu hohe Sweepgeschwindigkeit hat sich die Temperatur in der Mischkammer nach dem Nulldurchgang merklich erhöht (auf ca. 28 mK). Das Magnetfeld wurde bei dieser Messung von positiv nach negativ verändert. Bei allen anderen Messungen wurde auf eine ausreichend langsame Sweepgeschwindigkeit geachtet⁴ und eine Temperaturerhöhung war dort nicht festzustellen. Probe H1, A1 und A2 wurden aus dem selben Ausgangsmaterial hergestellt. Vergleicht man die in Abbildung 4.6 dargestellte Leitwertkorrektur der Proben A2 und H1 miteinander, so ist festzustellen, dass in Probe H1 die schwache Lokalisierung bis zu $|B| \approx 0,5$ T sichtbar ist, während in Probe A2 die schwache Lokalisierung bis zu $|B| \approx 0,8$ T zu beobachten ist. Eine gewisse Abhängigkeit der Kurvenbreite von der Strukturbreite ist somit feststellbar, jedoch wird die Analyse durch das sehr starke Rauschen erschwert.

Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde der ferromagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As im Hinblick auf das Auftreten einer schwachen Lokalisierung untersucht. In quasi-1D Drahtarrays konnte ein Beitrag durch schwache Lokalisierung beobachtet werden, wobei der beobachtete Magnetoleitwertverlauf die Anwesenheit einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung zeigt (schwache Antilokalisierung). Auch wenn die Standardtheorie für schwache Antilokalisierung den beobachteten Leitwertverlauf im Bereich um $B = 0$ gut beschreibt, gibt es noch einige offene Fragen: So ist bisher noch nicht geklärt, wodurch der unerwartet starke Einbruch der schwachen

⁴Eine Sweepgeschwindigkeit von $0,02 \text{ mT/s}$, oder weniger ist im Bereich von $0,1 \text{ T}$ bis $-0,3 \text{ T}$ notwendig, um eine Temperaturerhöhung um $B = 0$ zu vermeiden. Bei höheren Feldern kann eine Sweepgeschwindigkeit von maximal $0,2 \text{ T}$ verwendet werden, ohne dass sich die Mischkammer merklich erwärmt.

Lokalisierung bei $|B| = 400$ mT verursacht wird. Ein möglicher Zusammenhang mit dem Auftreten des AMRs kann an dieser Stelle nicht ausgeschlossen werden. Zudem ist eine Breitenabhängigkeit, wie bei der schwachen Lokalisierung erwartet, bei den beiden untersuchten Drahtarrays ($w = 42$ nm und 35 nm) nicht zu beobachten gewesen. Die Untersuchungen an quasi-2D Hallbars lieferten zwar ein qualitativ ähnliches Ergebnis wie die Untersuchungen an den Drahtarrays, jedoch ist die Größe der beobachteten schwachen Lokalisierung um mehr als einen Faktor 10 geringer als theoretisch erwartet. Ein Mechanismus, der lediglich zur Unterdrückung der schwachen Lokalisierung in zweidimensionalen Systemen, jedoch nicht in eindimensionalen Systemen führt, ist bisher nicht bekannt. Ein weiterer Punkt ist das plötzliche Einsetzen der schwachen Lokalisierung bei einer Temperatur kleiner 65 mK, sowohl bei den 2D Hallbars als auch bei den 1D Drahtarrays. Ein solch plötzliches Erscheinen der schwachen Lokalisierung steht im Widerspruch zur Theorie der schwachen Lokalisierung, zumal andere Effekte phasenkohärenten Transports, wie universelle Leitwertfluktuationen bis zu ca. 1 K sichtbar sind und keine ungewöhnliche Temperaturabhängigkeit aufweisen [11, 46, 51].

4.4 Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch Messung von UCFs und AB Oszillationen

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Phasenkohärenzlänge liefert die Messung von universellen Leitwertfluktuationen (UCF) und Aharonov-Bohm Oszillationen. Diese beiden Methoden sollen in diesem Kapitel verwendet werden, um die Phasenkohärenzlänge zu bestimmen und diese mit den Werten der Phasenkohärenzlänge aus den Messungen zur schwachen Lokalisierung zu vergleichen. Es sei an dieser Stelle jedoch darauf hingewiesen, dass es immer noch eine offene Frage ist, ob Messungen der schwachen Lokalisierung die selben Werte für die Phasenkohärenzlänge liefern wie Messungen von universellen Leitwertfluktuationen oder Aharonov-Bohm Oszillationen. So ergaben z.B. Untersuchungen an Silber-Filmen bei Temperaturen < 10 K stets größere Werte für die Phasenkohärenzlänge bei einer Messung der schwachen (Anti)-Lokalisierung als bei einer Messung universeller Leitwertfluktuationen [117].

Im Gegensatz zur schwachen Lokalisierung werden universelle Leitwertfluktuationen mit zunehmender Probengröße durch Ensemblemittelung unterdrückt [30]. Daher wurde zur Messung universeller Leitwertfluktuationen ein einzelner Draht mit einer Länge von 370 nm strukturiert (Probe L1). Das verwendete Material war dabei das gleiche wie bei den Drahtarrays A1 und A2, sowie bei der Hallbar H1. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des entsprechenden Drahtes ist in Abbildung 4.7 unten links zu sehen. Der Magnetoleitwert des Drahtes L1

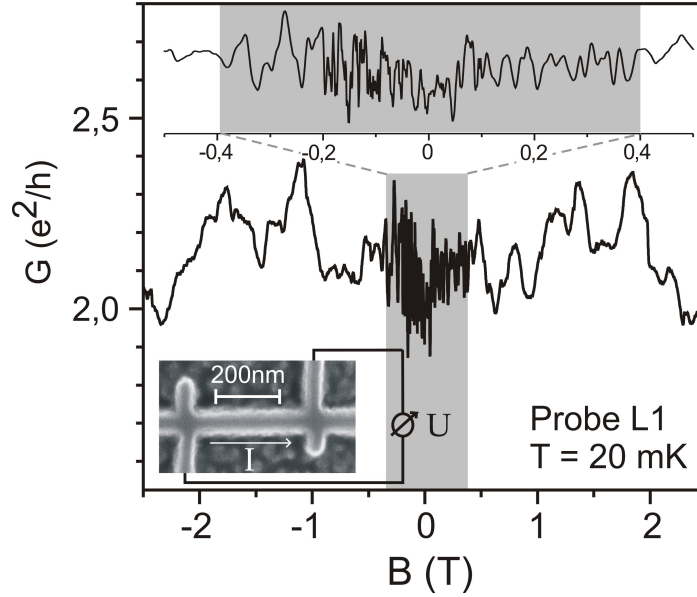


Abbildung 4.7

Magnetoleitwert des Drahtes L1 in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld bei einer Temperatur von 20 mK. Der Bereich zwischen $B = \pm 0,4$ T ist grau hinterlegt und vergrößert dargestellt. In diesem Bereich dreht die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme sowie die verwendete Anschlussbelegung des Drahtes ist links unten zu sehen.

in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld ist für $T = 20$ mK in Abbildung 4.7 dargestellt und zeigt reproduzierbare Fluktuationen des Leitwertes. Die Reproduzierbarkeit wird hier nicht explizit gezeigt; siehe dazu z.B. Referenz [11]. Besonders auffällig am Magnetoleitwert der Probe L1 ist, dass im grau hinterlegten Bereich, dem Bereich in dem der AMR auftritt und die Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes dreht ($\pm 0,4$ T), die Fluktuationen eine deutlich kürzere Periode haben, als bei höheren Feldern. Dieses Verhalten wurde bereits in (Ga,Mn)As-Drähten beobachtet [11, 51] und auf die Anwesenheit von Domänenwänden zurückgeführt [51]. Betrachtet man dagegen die Amplitude der Leitwertfluktuationen, so ist kaum ein Unterschied zwischen dem Bereich $\pm 0,4$ T und höheren Feldern feststellbar. Die Amplitude der Leitwertfluktuationen in einem quasi-eindimensionalen Leiter ($w, t < L_\phi < l$) ist abhängig von der Phasenkohärenzlänge gemäss: $\Delta G = C(e^2/h)(L_\phi/l)^{(3/2)}$ (2.14) [25]. Hier ist C eine Konstante, u.a. abhängig von der Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung [31, 32]. Formel 2.14 gilt für den Fall, dass keine thermische Mittelung stattfindet ($L_\phi < L_T$). Hier ist $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T} = 170$ nm (bei $T = 20$ mK) und somit vermutlich größer als die Phasenkohärenzlänge. Die Fluktuationsamplitude im Bereich ± 400 mT beträgt $\Delta G_{rms} \approx 0,1 e^2/h$. Es folgt somit für die Phasenkohärenzlänge $L_\phi = 80$ nm unter der Annahme, dass $C = 1$ (keine

Spin-Bahn-Wechselwirkung und ein kleines Magnetfelder). Dieser Wert ist um einen Faktor zwei kleiner als der aus der schwachen Lokalisierung erhaltene Wert ($L_\phi^{WL} = 150 \dots 160$ nm). Verwendet man zusätzlich die Erkenntnis aus den Messungen zur schwachen Lokalisierung, dass eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung stattfindet, so verringert sich der Vorfaktor C . Es ergibt sich für $L_\phi/L_{SO} = 1,7$ (aus der Messung der schwachen Lokalisierung) $C = 0,56$ [31]. Man erhält nun für die Phasenkohärenzlänge $L_\phi = 120$ nm, jedoch ist dieser Wert nicht unabhängig bestimmt worden, da hier die Ergebnisse der schwachen Lokalisierung zur Bestimmung des Vorfaktors verwendet worden sind.

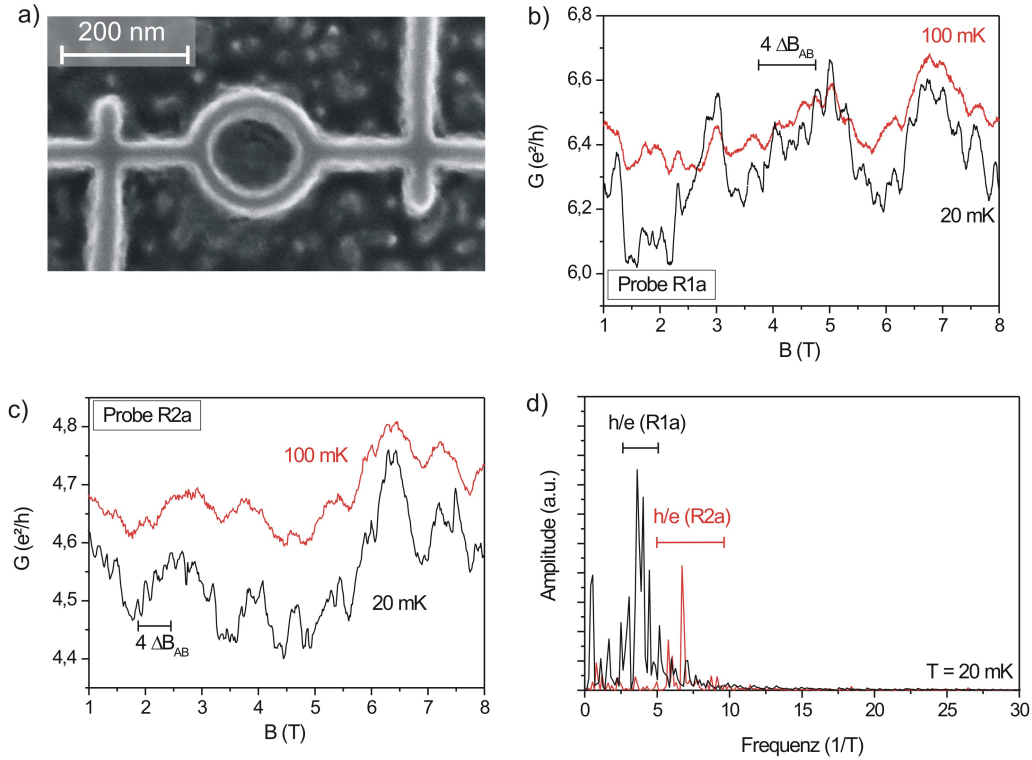
Zur Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch Messung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen wurden zwei Ringe mit einem Durchmesser von 140 nm bzw. 190 nm strukturiert (R1a und R2a). Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Ringes R2a ist in Abbildung 4.8a zu finden. Der Elektronenwelle stehen beim Durchlaufen eines Ringes zwei durch die Geometrie vorgegebene Wege zur Verfügung, so dass die beiden Teilwellen am Ende des Ringes miteinander interferieren. Durch Anlegen eines senkrecht zum Ring gerichteten Magnetfeldes kann die relative Phasenverschiebung der beiden Partialwellen verändert werden, so dass sich konstruktive und destruktive Interferenz abwechseln. Der Magnetoleitwert eines Ringes zeigt somit periodische Oszillationen, wobei die Oszillationsperiode ΔB vom Ringradius r gemäß $\Delta B = \Phi_0/(r^2\pi)$ abhängt. $\Phi_0 = h/e$ ist das Flussquantum. Ist die Phasenkohärenzlänge kleiner als der halbe Ringumfang, dann wird die Oszillationsamplitude exponentiell abgeschwächt. Es ist daher für eine Beobachtung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen notwendig, einerseits den Ringdurchmesser so klein wie möglich zu wählen, und andererseits ein Material mit möglichst hoher Phasenkohärenzlänge bereitzustellen. Für die hier gezeigten Messungen wurde getempertes Material verwendet, da in diesem die Diffusionskonstante und somit die Phasenkohärenzlänge größer als in ungetemperten Material ist [46]. Das hier verwendete Material war das selbe Material wie bei den Proben A1a und H1a und zeichnet sich durch eine besonders hohe Diffusionskonstante aus. Der Magnetoleitwert des Ringes R1a in einem senkrecht angelegten Magnetfeld ist in Abbildung 4.8b für $T = 20$ mK und $T = 100$ mK zu sehen. Bei $T = 20$ mK sind ausgeprägte periodische Oszillationen mit einer Periode von ~ 270 mT im Magnetoleitwert sichtbar. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der für diese Ringgröße theoretisch erwarteten Periode von $\Delta B = 220 \dots 370$ mT, wobei der kleinere Wert durch den äußeren Durchmesser bestimmt wird und der größere durch den Inneren. Die aperiodischen Hintergrundfluktuationen, die den Aharonov-Bohm Oszillationen überlagert sind, resultieren von universellen Leitwertfluktuation in den jeweiligen Ringarmen und Zuleitungen. Der periodische Charakter der Aharonov-Bohm Oszillationen wird durch eine Fouriertransformation verdeutlicht (siehe Abbildung 4.8d). Das Fourierspektrum des Magnetoleitwerts von Ring R1a zeigt einen deutlichen Peak bei $3,7 \text{ T}^{-1}$ in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung. Betrachtet man

die Oszillationsamplitude, so kann aus dem Magnetoleitwert eine Amplitude von $0,12 \text{ e}^2/h$, wie unten beschrieben, abgeschätzt werden. Dies entspricht nach Gleichung 2.11 einer Phasenkohärenzlänge von 130 nm. Da Gleichung 2.11 die Leitwertoszillationen des Ringes ohne Zuleitungen beschreibt, der Magnetoleitwert in Abbildung 4.8 jedoch den Magnetoleitwert des Ringes inklusive Zuleitungen zeigt, kann die Oszillationsamplitude nicht einfach aus dem Graphen abgelesen werden. Die Oszillationsamplitude in Abbildung 4.8b beträgt bei $T = 20 \text{ mK}$ $\sim 0,02 \text{ e}^2/h$. Dies entspricht einer Widerstandsamplitude von 15Ω . Der Widerstand des Ringes ohne Zuleitungen beträgt ca. $1,8 \text{ k}\Omega$. Daraus resultiert eine Oszillationsamplitude des Leitwerts des Ringes von $0,12 \text{ e}^2/h$ und eine Phasenkohärenzlänge von 130 nm. Erhöht man die Temperatur auf 100 mK, so sind die Oszillationen im Magnetoleitwert annähernd verschwunden. Es sind lediglich die aperiodischen Leitwertfluktuationen sichtbar (siehe Abbildung 4.8b). Diese starke Temperaturabhängigkeit resultiert aus der exponentiellen Abhängigkeit der Oszillationsamplitude von der Phasenkohärenzlänge und der typischen Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge ($L_\phi \propto T^{-0.5}$ [11, 51]). Die erwartete Oszillationsamplitude ist daher bei $T = 100 \text{ mK}$ in etwa um einen Faktor 10 geringer als bei 20 mK. Diese geringere Oszillationsamplitude kann in den Messungen nicht mehr aufgelöst werden.

Auch im Magnetoleitwert des Ringes R2a sind bei $T = 20 \text{ mK}$ periodische Oszillationen sichtbar (Abbildung 4.8c), jedoch ist hier die Oszillationsamplitude aufgrund des größeren Ringdurchmessers (190 nm) geringer als beim Ring R1a (140 nm). Die Frequenz der Oszillationen ist, wie die Fouriertransformierte des Magnetoleitwerts zeigt, durch den größeren Ringdurchmesser wie erwartet gestiegen (siehe Abbildung 4.8d) und liegt bei ca. 7 T^{-1} . Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit der aus den Ringabmessungen erwarteten Frequenz von 5 T^{-1} bis 10 T^{-1} . In diesem Ring lässt sich die Phasenkohärenzlänge wie schon bei der Probe R1a zu $\sim 130 \text{ nm}$ abschätzen. Ein Beitrag von periodischen $h/2e$ -Oszillationen konnte in keinem der untersuchten Ringe beobachtet werden.

Zusammenfassung des Kapitels

Die Messung universeller Leitwertfluktuationen sowie periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen lieferten Werte für die Phasenkohärenzlänge in guter Übereinstimmung mit den Werten, ermittelt aus den Messungen der schwachen Lokalisierung. Es ist jedoch auffällig, dass die Werte aus den Messungen zur schwachen Lokalisierung stets höher waren als die Werte aus Messungen universeller Leitwertfluktuationen sowie periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen. So war $L_\phi^{WL} = 150 \dots 160 \text{ nm}$ und $L_\phi^{UCF} \approx 120 \text{ nm}$ bei dem ungetemperten Material. Bei dem getemperten Material war $L_\phi^{WL} = 190 \text{ nm}$ und $L_\phi^{AB} = 130 \text{ nm}$. Wie Eingangs des Kapitels erwähnt, scheint dieser, bereits u.a. in Silber-Filmen beobachtete Unterschied der Phasenkohärenzlängen aus schwacher Lokalisierung und

**Abbildung 4.8**

a) Elektronenmikroskopische Aufnahme des Ringes R2a. b) Magnetoleitwert des Ringes R1a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld bei $T = 20$ mK und $T = 100$ mK. Die erwartete Oszillationsperiode ist angegeben. c) Magnetoleitwert des Ringes R2a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld bei $T = 20$ mK und $T = 100$ mK. Die erwartete Oszillationsperiode ist angegeben. d) Fouriertransformierte des Magnetoleitwerts der Ringe R1a und R2a bei $T = 20$ mK. Der erwartete Frequenzbereich für h/e -Oszillationen ist markiert.

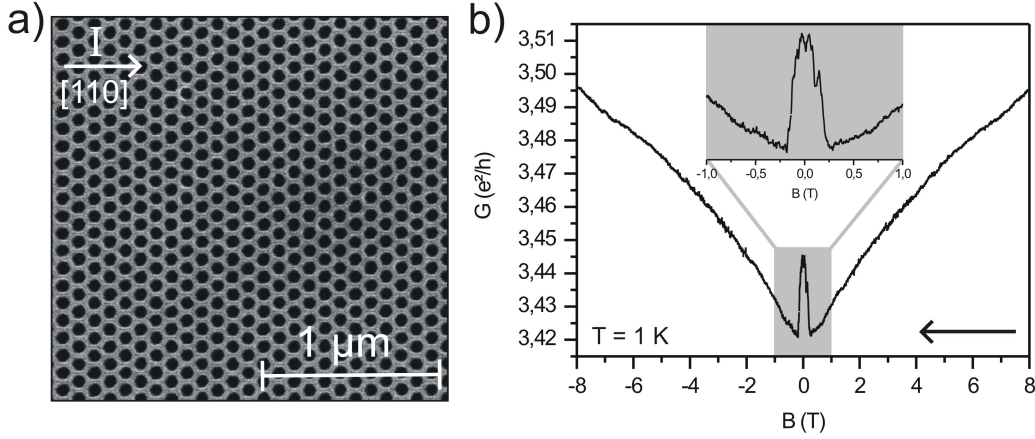
universellen Leitwertfluktuationen [117] eine intrinsische Eigenschaft zu sein.

4.5 Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen

Die schwache Lokalisierung beruht auf der Interferenz von Elektronenwellen auf zeitumgekehrten Pfaden, den sogenannten Cooperonen. Eine weitere Auswirkung der Interferenz von Elektronenwellen auf zeitumgekehrten Pfaden sind periodische Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen in einzelnen Ringen sowie in Ringarrays. Sollte es sich bei dem in Kapitel 4.3 beobachteten Effekt wie vermutet um schwache Lokalisierung handeln und die Phasenkohärenzlänge der Cooperonen

150-190 nm betragen, so sollte es auch prinzipiell möglich sein, in einer geeigneten Struktur Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen zu beobachten. Dies wäre der ultimative Beweis für die Existenz eines Cooperonbeitrags in (Ga,Mn)As. In den bereits vorgestellten Messungen an einzelnen (Ga,Mn)As-Ringen (siehe Kapitel 4.4) waren lediglich Aharonov-Bohm Oszillationen sowie universelle Leitwertfluktuationen sichtbar; ein Beitrag der Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen konnte dort nicht festgestellt werden. Dies ist jedoch nicht allzu verwunderlich, da für das Auftreten von Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen ein ganzer Umlauf im Ring notwendig ist und somit die einzelnen Partialwellen eine doppelt so große Strecke zurücklegen müssen wie bei den Aharonov-Bohm Oszillationen. Dies führt aufgrund der exponentiellen Dämpfung zu einer starken Unterdrückung der Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen gegenüber den Aharonov-Bohm Oszillationen. Zur Beobachtung der Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen ist es daher notwendig die Aharonov-Bohm Oszillationen und universellen Leitwertfluktuationen zu eliminieren. Dies ist durch eine Mittelung über viele einzelne Ringe mit identischen Abmessungen möglich, da Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen, wie auch die schwache Lokalisierung, keiner Ensemblemittelung unterliegen. Um Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen in (Ga,Mn)As zu beobachten, ist es daher notwendig, ein Array aus Ringen zu strukturieren, wobei der Umfang der einzelnen Ringe im Bereich der Phasenkohärenzlänge liegen sollte. Ein Ringdurchmesser von ca. 100 nm wäre bei einer Phasenkohärenzlänge von 190 nm (maximal erwarteter Wert) anzustreben. Ferner ist eine Linienbreite von unter 20 nm notwendig, um bei diesem geringen Ringdurchmesser ein noch vernünftiges Aspektverhältnis zu erhalten.

In Abbildung 4.9a ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme eines Wabenarrays aus (Ga,Mn)As zu sehen. Der Durchmesser der einzelnen Waben beträgt 90 nm, die Linienbreite 12 nm. Dies stellt momentan die Grenze des Machbaren dar. Schmälere Linien bis zu ca. 6 nm Breite sind zwar mit GaAs realisierbar, jedoch zeigt (Ga,Mn)As bei dieser geringen Breite isolierendes Verhalten. Als Material für die Waben wurde ein getemperter Wafer mit einer 30 nm dicken (Ga,Mn)As-Schicht verwendet (für die Parameter der Proben siehe Tabelle 4.1). Als Richtung des Strompfades wurde die sogenannte “armchair” Richtung gewählt (siehe Abbildung 4.9a), da in dieser Richtung die Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen stärker ausgeprägt sind als in der senkrecht dazu liegenden “zigzag” Richtung [118]. In “armchair” Richtung ist die Interferenz ein lokaler Effekt; alle zur Interferenz beitragenden Wegstücke tragen auch zur klassischen Leitfähigkeit bei. In “zigzag” Richtung dagegen tragen die senkrecht zu dieser Richtung liegenden Mittelstücke nicht zur klassischen Leitfähigkeit bei; die Interferenz ist somit nichtlokal und schwächer ausgeprägt. Der Magnetoleitwert des Wabenarrays W1a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld ist für $T = 1$ K in Abbildung 4.9b abgebildet. Bei dieser relativ hohen Temperatur sind keinerlei Interferenzeffekte zu beobachten, lediglich der für (Ga,Mn)As typische

**Abbildung 4.9**

a) Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Wabenarrays aus (Ga,Mn)As. Der Durchmesser der einzelnen Waben beträgt 90 nm, die Linienbreite ist 12 nm. Stromflussrichtung sowie kristalline Orientierung des Arrays sind angegeben. b) Magnetoleitwert des Wabenarrays W1a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld. Der Bereich ± 1 T ist vergrößert dargestellt. Der Pfeil gibt die Sweeprichtung an.

NMR bei hohen Feldern sowie der AMR im Niederfeldbereich sind sichtbar. Zudem zeigen sich im Niederfeldbereich (in Abbildung 4.9b vergrößert dargestellt) zwei Schaltereignisse bei $B = 100$ mT und bei $B = 0$. Dies lässt vermuten, dass sich auch hier die magnetische Anisotropie durch die Strukturierung verändert hat; eine detaillierte Untersuchung der magnetischen Struktur wurde für die Wabenstrukturen nicht durchgeführt. Für die magnetische Struktur eines ferromagnetischen Wabenarrays sei an dieser Stelle auf Referenz [119] verwiesen.

Betrachtet man den Magnetoleitwert des Wabenarrays W1a bei einer Temperatur von $T = 20$ mK, so zeigt sich eine deutliche Veränderung des Magnetoleitwerts gegenüber $T = 1$ K (siehe Abbildung 4.10). Im Niederfeldbereich $|B| < 250$ mT zeigen sich, wie schon bei den in Kapitel 4.4 gezeigten universellen Leitwertfluktuationen, starke Fluktuationen im Magnetoleitwert. Da das Auftreten von Domänenwänden in dem Wabenarray wahrscheinlich ist, sind die Fluktuationen vermutlich auf die Anwesenheit von Domänenwänden zurückzuführen. Bei höheren Feldern treten neben dem NMR auch Schwankungen im Magnetowiderstand auf, wie sie für periodische Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen typisch sind (zum Vergleich siehe Abbildung 2.2d). Die Periode dieser Schwankungen beträgt für die Probe W1a ~ 400 mT. Dies ist in guter Übereinstimmung mit der aus den Abmessungen der Probe erwarteten Periode für Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen: $\Delta B = 250 \dots 440$ mT.

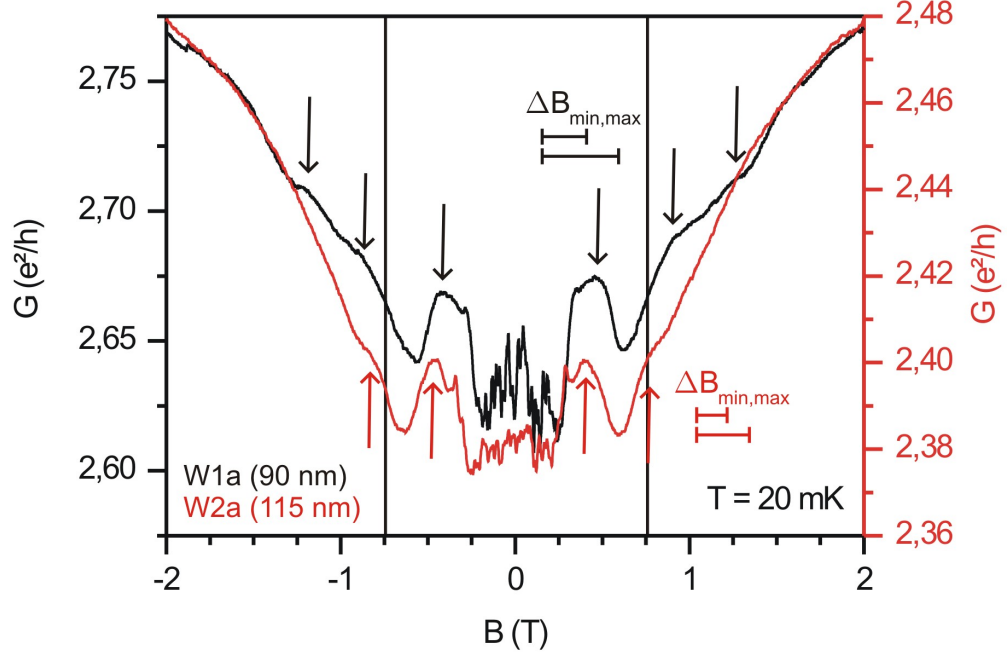


Abbildung 4.10

Magnetoleitwert der Wabenarrays W1a und W2a bei einer Temperatur von 20 mK in einem senkrecht zur Ebene angelegten Feld. Die maximal und minimal erwartete Periode für $h/2e$ -Oszillationen ist angegeben ($\Delta B_{\min} = 250$ mT, $\Delta B_{\max} = 440$ mT für W1a und $\Delta B_{\min} = 160$ mT, $\Delta B_{\max} = 270$ mT für W1a). Die Pfeile markieren Maxima im Magnetoleitwert. Die schwarzen Linien bei $\pm 0,75$ T markieren das Magnetfeld bis zu welchem in den Linienarrays schwache Lokalisierung zu beobachten war.

Zur Überprüfung der theoretisch erwarteten Abhängigkeit der Periode von der Wabengröße wurde ein zweites Wabenarray mit einem Durchmesser der einzelnen Waben von 115 nm strukturiert und gemessen (Probe W2a). Auch in dieser Probe zeigen sich im Magnetoleitwert die starken Fluktuationen im Niederfeldbereich, sowie die dem NMR überlagerten Oszillationen bei höheren Magnetfeldern (siehe Abbildung 4.10). Die Periode der Oszillationen hat sich, wie aufgrund des gestiegenen Wabendurchmessers erwartet, sichtbar verringert und beträgt für die 115 nm großen Waben ~ 300 mT. Dieser Wert liegt jedoch, wenn auch nur knapp, außerhalb des erwarteten Bereichs von $\Delta B = 160 \dots 270$ mT. Es sei aber darauf hingewiesen, dass die Abschätzung der Periode hier nur sehr grob erfolgen konnte, da lediglich zwei Maxima auf jeder Seite sichtbar sind. Zudem hat sich die Amplitude der Oszillationen gegenüber der Probe W1a verringert. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass es sich bei den beobachteten Oszillationen um

Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen handelt.

Bei der Messung von schwacher Lokalisierung in den Drahtarrays (Kapitel 4.3) war ein relativ starker Einbruch der schwachen Lokalisierung bei $B = \pm 400$ mT zu beobachten. Bei Feldern größer 750 mT war keinerlei schwache Lokalisierung mehr sichtbar. In Abbildung 4.10 ist dieses Feld durch schwarze Linien gekennzeichnet. Betrachtet man die Fluktuationen in Abbildung 4.10 oberhalb von 750 mT, so ist festzustellen, dass in diesem Bereich die Fluktuationen deutlich schwächer ausgeprägt sind als die eine, unterhalb von 750 mT sichtbare Fluktuation. Daher liegt die Vermutung nahe, dass der Cooperon-Beitrag in (Ga,Mn)As oberhalb von 750 mT stark unterdrückt ist. Ein Mechanismus, der zu so einer Unterdrückung führen könnte, ist bisher nicht bekannt.

In den beiden untersuchten (Ga,Mn)As-Wabenstrukturen W1a und W2a konnten bei 20 mK Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen nachgewiesen werden, wobei die beobachtete Periode nahe der theoretisch erwarteten Periode lag und mit der Wabengröße skalierte. Dies bestätigt die Existenz eines Cooperon-Beitrags in (Ga,Mn)As, wie schon die Beobachtung einer schwachen Lokalisierung in Kapitel 4.3 vermuten lies. Zusätzlich bleibt noch zu klären, ob auch bei den Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen Auswirkungen einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung erkennbar sind. Für den Fall ohne Spin-Bahn-Wechselwirkung interferieren Partialwellen auf zeitumgekehrten Pfaden bei $B = 0$ stets konstruktiv; es liegt somit bei $B = 0$ ein Minimum im Leitwert vor. Eine Spin-Bahn-Wechselwirkung führt zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung der beiden Partialwellen, deren Vorzeichen von der Umlaufrichtung abhängt. Die beiden Partialwellen interferieren bei $B = 0$ nicht automatisch konstruktiv. Die genaue Interferenz bei $B = 0$ hängt vielmehr von der Weglänge und der Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung ab und kann zwischen konstruktiv und destruktiv liegen. Dies wurde für Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen eindrucksvoll von T. Koga *et al.* gezeigt [120]: In einer InGaAs Heterostruktur konnten T. Koga *et al.* die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung durch das Anlegen einer Gatespannung verändern und so die Interferenz der Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen bei $B = 0$ von destruktiv nach konstruktiv variieren. Um nach einem Einfluss der Spin-Bahn-Wechselwirkung in den hier beobachteten Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen zu suchen, muss daher auf die relative Phasenlage bei $B = 0$ geachtet werden. Jedoch sind in diesem Bereich, möglicherweise aufgrund der Anwesenheit von Domänenwänden, keinerlei Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen sichtbar, so dass das erste Maximum bei $B = 450$ mT (Probe W1a) betrachtet werden muss. Die Periode der Oszillationen liegt bei ~ 400 mT (Probe W1a). Daher würde bei dieser Probe bei $B = 0$ kein Minimum, sondern annähernd ein Maximum im Leitwert vorliegt. Bei der zweiten Probe A2s befindet sich das erste Maximum bei einem ähnlichen Wert, die Periode ist jedoch kürzer (~ 300 mT). Dies würde bei $B = 0$ eine annähernd destruktive Interferenz bedeuten. Eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung beeinflusst damit auch die Altshuler-Aronov-

Spivak Oszillationen.

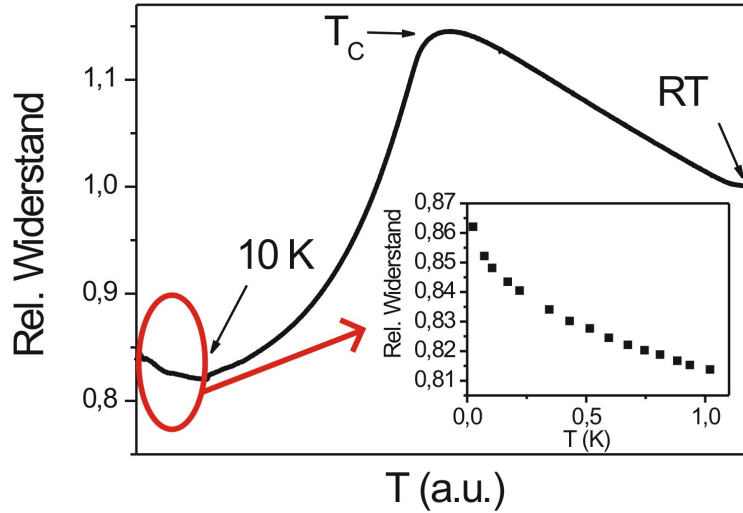
Zusammenfassung des Kapitels

Im Magnetoleitwert der (Ga,Mn)As-Wabenstrukturen zeigten sich bei 20 mK Fluktuationen. Diese können aufgrund der Abhängigkeit von der Wabengröße, sowie der passenden Periode auf Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen zurückgeführt werden. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass in (Ga,Mn)As ein Beitrag durch Cooperonen auftritt. Darüber hinaus lässt die Lage des ersten Maximums im Magnetoleitwert der Waben die Anwesenheit einer starken Spin-Bahn-Wechselwirkung vermuten. Die Messungen an den Wabenstrukturen bestätigen die Messungen der schwachen Lokalisierung in Kapitel 4.3.

4.6 Elektron-Elektron-Wechselwirkung in (Ga,Mn)As

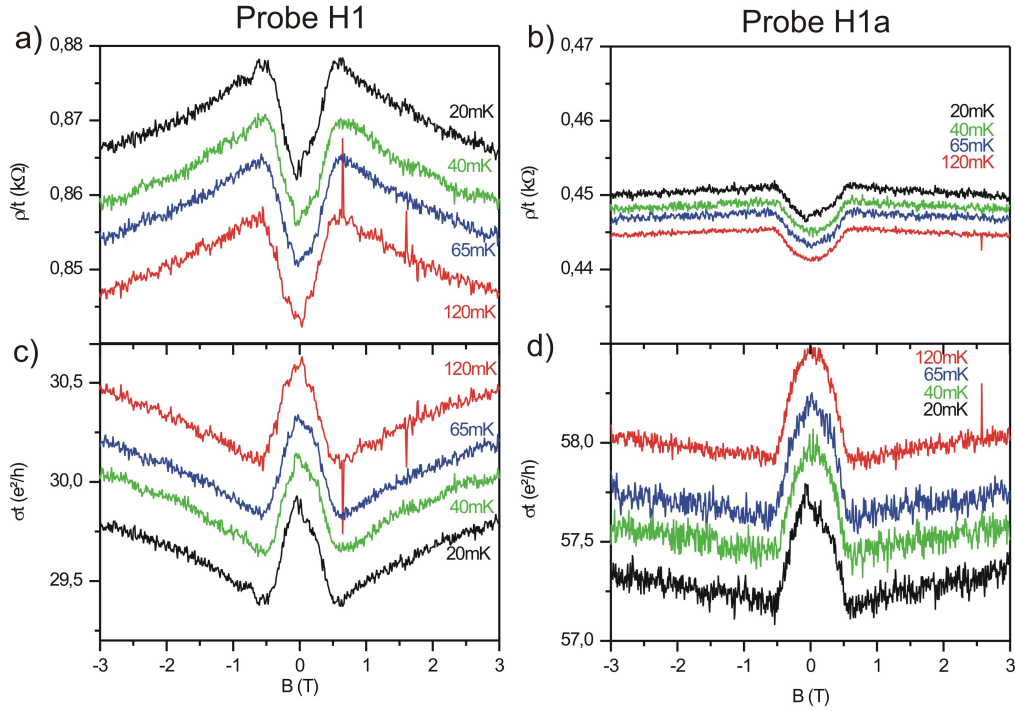
Betrachtet man die Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von (Ga,Mn)As (Abbildung 4.11), so ist neben dem charakteristischen Maximum bei der Curie-Temperatur der relativ starke Widerstandsanstieg unterhalb von ca. 10 K auffällig. Dieser Widerstandsanstieg ist für ein metallisches System ungewöhnlich stark ausgeprägt. Die in Abbildung 4.11 dargestellte relative Widerstandsänderung beträgt zwischen 1 K und 20 mK ca. 6 %. In vielen konventionellen Metallen ist zwar auch ein Anstieg des Widerstandes mit abnehmender Temperatur beobachtbar, jedoch ist dieser deutlich schwächer. Als mögliche Ursache des Widerstandsanstiegs in (Ga,Mn)As wurden bisher die für Metalle typischen Ursachen wie Kondo-Streuung [96], schwache Lokalisierung [86] und erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung [51, 76] vermutet. Im Folgenden soll nun gezeigt werden, dass sich dieser Widerstandsanstieg in (Ga,Mn)As auf eine erhöhte Elektron-Elektron Wechselwirkung zurückführen lässt.

In Abbildung 4.12a ist der Magnetowiderstand der Hallbar H1 in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld für verschiedene Temperaturen dargestellt. Wie bereits in Kapitel 4.3 beschrieben, zeigt sich der negative Magnetowiderstand bei $|B| > 400$ mT sowie der anisotrope Magnetowiderstand bei $|B| < 400$ mT. Zudem ist zu beobachten, dass der Widerstand mit abnehmender Temperatur ansteigt, ohne dass sich dabei die Form des Magnetowiderstandes sichtbar ändert. Dieses Verhalten wurde bereits von T. Omiya *et al.* [93] sowie von H. T. He *et al.* [96] beobachtet. Eine schwache Lokalisierung ist daher als Ursache für den mit abnehmender Temperatur zunehmenden Widerstand auszuschließen, da die schwache Lokalisierung einen sich mit der Temperatur ändernden Magnetowiderstandsverlauf verursachen würde. H. T. He *et al.* beobachteten zudem, dass der

**Abbildung 4.11**

Temperaturabhängigkeit des relativen Widerstandes von (Ga,Mn)As. Es zeigt sich das charakteristische Widerstandsmaximum bei der Curie-Temperatur, sowie ein Widerstandsanstieg unterhalb ca. 10 K. Dieser Widerstandsanstieg sättigt selbst bei einer Temperatur von 20 mK nicht (siehe Inset).

Widerstandsanstieg durch ein Tempern der Probe reduziert werden kann [96]. Da das Tempern von (Ga,Mn)As zu einer Reduzierung der Mn-Interstitials führt [74], liegt die Vermutung nahe, dass der Widerstandsanstieg durch eine Kondo-Streuung der Löcher an den Mn-Interstitials verursacht wird [96]. Der Magnetowiderstand der Probe H1 nach einem Tempern (Probe H1a) ist in Abbildung 4.12b für Temperaturen zwischen 20 mK und 120 mK abgebildet. Im Vergleich zu der Probe vor dem Tempern hat sich sowohl der Absolutwert des Widerstandes, als auch die Größe des Widerstandsanstieges verkleinert. Die Verringerung des absoluten Widerstandes (hier um einen Faktor zwei) resultiert aus der Reduzierung der Mn-Interstitials. Die Mn-Interstitials wirken als doppelte Donatoren und kompensieren somit jeweils zwei Löcher. Tempern führt daher zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte und zu einer Reduzierung des Widerstandes. Für die hier vorgestellte Hallbar (H1) hat das Tempern zu einer Erhöhung der Ladungsträgerdichte von $3,8 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ auf $9,3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ geführt (siehe Tabelle 4.1). Der Widerstandsanstieg von 120 mK zu 20 mK hat sich durch das Tempern drastisch verringert. Für die ungetemperte Probe H1 beträgt der Widerstandsanstieg in diesem Temperaturintervall 20 Ω bzw. 2,3%. Dieser Widerstandsanstieg reduziert sich durch das Tempern auf 5 Ω bzw. 1,1%. Es ist daher naheliegend zu vermuten, dass der Widerstandsanstieg bei tiefen Temperaturen durch die Mn-Interstitials

**Abbildung 4.12**

Magnetowiderstand der Proben H1 und H1a in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld für verschiedene Temperaturen (a und b). Der Magnetowiderstand der Proben H1 und H1a umgerechnet in die Magnetoleitfähigkeit: $\sigma(B) = 1/\rho(B)$ (c und d). Um einen Vergleich mit anderen (Ga,Mn)As-Filmen zu ermöglichen, sind Widerstand sowie Leitfähigkeit auf die Schichtdicke t normiert.

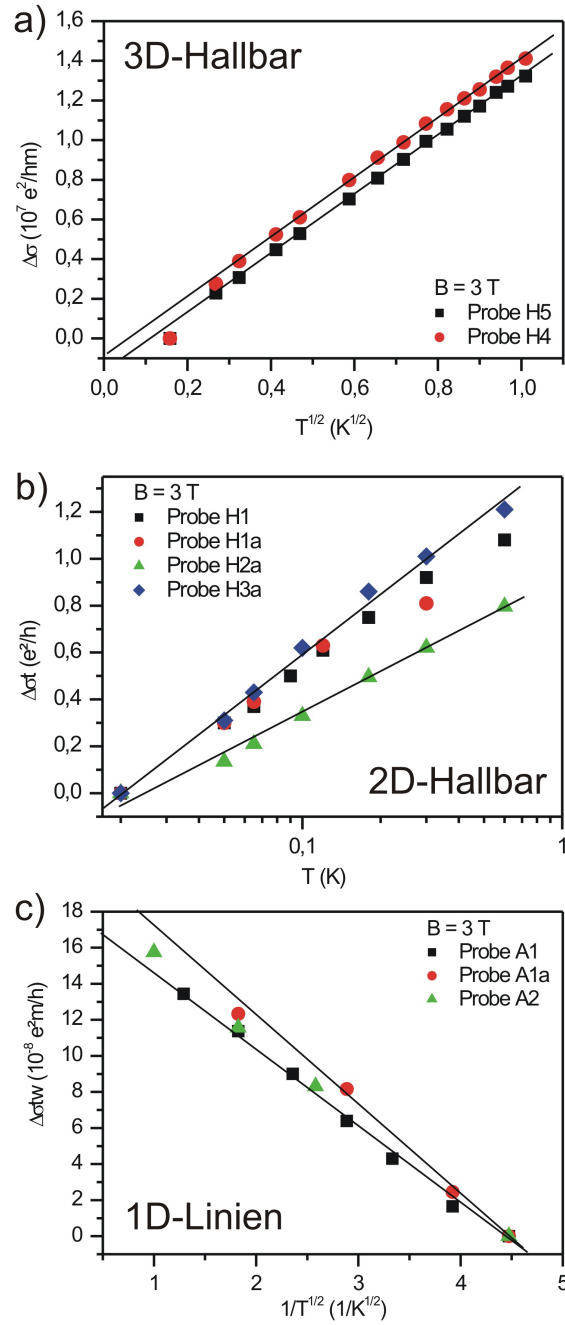
verursacht wird. Betrachtet man jedoch die Leitfähigkeit σ der Probe vor und nach dem Tempern (Abbildung 4.12c und 4.12d), so ist sowohl vor als auch nach dem Tempern die Abnahme der Leitfähigkeit von 120 mK auf 20 mK $0,7 \text{ e}^2/h$. Das Tempern verändert somit die Leitfähigkeitsabnahme bei tiefen Temperaturen nicht. Dieser scheinbare Widerspruch zu der Feststellung, dass das Tempern die Widerstandszunahme verringert, lässt sich durch einen detaillierten Blick auf den Zusammenhang zwischen Widerstands- und Leitfähigkeitsänderung erklären. Es gilt für die Leitfähigkeitsänderung:

$$\Delta\sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = 1/\rho_1 - 1/\rho_2 = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1\rho_2} \approx \Delta\rho/\rho^2,$$

für $\rho_1 \approx \rho_2 \approx \rho$. Im vorliegenden Fall verringert sich $\Delta\rho$ durch das Tempern um einen Faktor 4 und ρ verringert sich um einen Faktor 2. Es ist somit offensichtlich, dass sich $\Delta\sigma$ durch das Tempern nicht verändert hat. Eine Unabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur von Größen wie der absoluten Leitfähigkeit ist generell typisch für Quanteninterferenzeffekte, jedoch untypisch für eine Kondo-Streuung.

Neben der Kondo-Streuung ist die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung [38, 39] ein weiterer Kandidat für einen mit abnehmender Temperatur zunehmenden Widerstand. Diese ist unabhängig vom externen Magnetfeld und führt zu einer Leitwertkorrektur unabhängig vom Absolutwert des Leitwerts, wie sie hier beobachtet werden kann. Da die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung darüberhinaus auch in anderen Ferromagneten, wie Eisen [55], Nickel [54] oder Kobalt [55], für den mit abnehmender Temperatur zunehmenden Widerstand verantwortlich gemacht wurde, soll im Folgenden geklärt werden, ob die Theorie der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung auch in (Ga,Mn)As den Widerstandsverlauf bei tiefen Temperaturen beschreiben kann. Charakteristisch für die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung ist die Abhängigkeit der Leitfähigkeitsabnahme von der Dimensionalität des Systems. Die Dimensionalität des Systems wird im Falle der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung durch die thermische Diffusionslänge $L_T = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ festgelegt. Die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung führt in 3D ($w, l, t > L_T$) zu einer Leitfähigkeitsabnahme $\Delta\sigma \propto \sqrt{T}$. In 2D ($w, l > L_T > t$) gilt: $\Delta\sigma \propto \ln T$, und in 1D ($l > L_T > w, t$): $\Delta\sigma \propto -1/\sqrt{T}$. Die Leitfähigkeitsänderung für verschiedene 3D-, 2D- sowie 1D-(Ga,Mn)As-Proben ist in Abbildung 4.13 gegenüber der Temperatur aufgetragen, wobei die erwartete Temperaturabhängigkeit bei der Auftragung berücksichtigt wurde. Um einen Vergleich der unterschiedlichen Proben untereinander zu ermöglichen, wurde die Leitfähigkeitsänderung im Fall der 2D- und 1D-Proben mit der Dicke t bzw. mit dem Querschnitt tw multipliziert. Als 3D-Proben und 2D-Proben dienten jeweils Hallbars, wobei deren jeweilige Schichtdicke die Dimensionalität festlegte. Als 1D-Proben wurden Drahtarrays verwendet. Die thermische Diffusionslänge beträgt in (Ga,Mn)As typischerweise 200 nm bei 20 mK und 30 nm bei 1 K (abhängig von der jeweiligen Diffusionskonstante). Um einen Einfluss einer möglichen schwachen Lokalisierung zu vermeiden, wurde die Leitfähigkeitsänderung bei einem externen, senkrecht zur Ebene angelegten Feld von $B = 3$ T gemessen, da bei diesem Feld selbst in den 1D-Drähten keine schwache Lokalisierung mehr zu beobachten ist. Die theoretisch erwartete Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur konnte bei allen Systemen (1D, 2D und 3D) auch experimentell beobachtet werden (siehe Abbildung 4.13a-c). Im Fall von Kondo-Streuung wäre eine solche Änderung der Temperaturabhängigkeit mit der Dimensionalität des Systems nicht zu erwarten. Daher kann als Ursache für den Widerstandsanstieg bei tiefen Temperaturen in (Ga,Mn)As Kondo-Streuung ausgeschlossen werden. Der hier beobachtete Widerstandsanstieg kann viel mehr, aufgrund der passenden Temperaturabhängigkeit in 1D-, 2D- und 3D-Proben, auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Streuung zurückgeführt werden.

Eine quantitative Beschreibung der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird durch die Gleichungen 2.18, 2.19 und 2.20 gegeben (siehe Kapitel 2.2.6). Es

**Abbildung 4.13**

a)-c) Änderung der Leitfähigkeit für 1D, 2D und 3D-(Ga,Mn)As, aufgetragen gegenüber der Temperatur, wobei die erwartete Temperaturabhängigkeit bei der Auftragung berücksichtigt wurde. Die Stärke des senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeldes war 3 T. Um einen Vergleich der unterschiedlichen Proben untereinander zu ermöglichen, wurde die Leitfähigkeitsänderung im Falle der 2D- und 1D-Proben mit der Dicke t bzw. mit dem Querschnitt tw multipliziert. Die Linien dienen der Führung des Auges.

gilt:

$$\Delta\sigma = \frac{F^{3D}}{2\pi} \frac{e^2}{h} L_T^{-1} \text{ in 3D (2.18),}$$

$$\Delta\sigma t = \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0} \text{ in 2D (2.19) und}$$

$$\Delta\sigma wt = -2F^{1D} \frac{e^2}{h} L_T \text{ in 1D (2.20).}$$

In allen drei Gleichungen ist $F^{\dots D}$ ein Screening-Faktor nahe der Größe von Eins. In 1D sowie in 3D ist die Leitfähigkeitsänderung abhängig von der thermischen Diffusionslänge $L_T = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ und somit auch von der Diffusionskonstante D . Da in 2D die Leitfähigkeitskorrektur unabhängig von Materialparametern wie der Diffusionskonstante ist, werden die 2D Proben als erste besprochen.

Alle gemessenen 2D-Proben zeigen die für eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartete logarithmische Temperaturabhängigkeit, wobei die gemessene Leitfähigkeitsänderung in den vier 2D-Hallbars $\Delta\sigma t = 0,56 \dots 0,84 \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0}$ beträgt (siehe Abbildung 4.13b). Dies entspricht einem Screening-Faktor $F^{2D} = 1,8 \dots 2,6$. Aus den Daten von H. T. He *et al.* [96] erhält man einen Wert des Screening-Faktors von $F^{2D} \approx 2,5$. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit den hier ermittelten Werten. Ein Zusammenhang des Screening-Faktors mit dem Tempern konnte weder hier noch in den Daten von H. T. He *et al.* festgestellt werden. Wie bereits erwähnt, wurde auch in vielen anderen Ferromagneten ein mit abnehmender Temperatur zunehmender Widerstand beobachtet und eindeutig auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt. Als Screening-Faktoren ergaben sich in Kobalt $F^{2D} = 2,0 \dots 2,6$ [55, 56], in Co/Pt Multilagen $F^{2D} = 2,5$ [58] (siehe auch Kapitel 6.2), in Permalloy $F^{2D} = 2,0$ (siehe Kapitel 5.2) und in polykristallinen Eisen $F^{2D} = 3,2$ [55, 121]. Die Screening-Faktoren F^{2D} in Nickel und epitaktischem Eisen sind ähnlich denen in Kobalt [55, 122]. Die sehr gute Übereinstimmung der Screening-Faktoren in sämtlichen Ferromagneten unterstreicht den universellen Charakter der Leitfähigkeitskorrektur durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung. So ist die beobachtete Leitfähigkeitskorrektur unabhängig von scheinbar wichtigen Materialparametern wie Leitfähigkeit, Ladungsträgerdichte oder Sättigungsmagnetisierung.

In 1D hängt die Leitfähigkeitskorrektur durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung von der Diffusionskonstante D ab. Es ist daher zur Berechnung des Screening-Faktors Kenntnis der Diffusionskonstante notwendig. Um die Diffusionskonstante des verwendeten (Ga,Mn)As-Materials zu ermitteln, wurde die Ladungsträgerdichte sowie die Leitfähigkeit gemessen und die Diffusionskonstante unter Zuhilfenahme des Valenzbandmodells von T. Dietl *et al.* berechnet. Die Berechnung der Diffusionskonstante wird in Kapitel 4 beschrieben. Die so ermittelten Werte für die Diffusionskonstante sind für die jeweiligen Proben in Tabelle 4.1

zusammengestellt. Alle drei 1D-Proben zeigen die für erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartete Temperaturabhängigkeit: $\Delta\sigma \propto -1/\sqrt{T}$. Für den Screening-Faktor ergibt sich aus der in Abbildung 4.13c gezeigten Leitfähigkeitskorrektur der drei untersuchten Proben ein Wert von $F^{1D} = 0,74..0,88$. Auch hier konnte keine nennenswerte Änderung des Screening-Faktors durch Tempern beobachtet werden. Wie in Abbildung 4.13c zu erkennen ist, sind die Steigungen der Proben A1 und A1a (Probe A1 getempert) nahezu identisch. Die leicht größere Steigung der Probe A1a kann auf eine Erhöhung der Diffusionskonstante durch das Tempern zurückgeführt werden. Auch in den 1D-(Ga,Mn)As-Proben zeigt ein Vergleich der Screening-Faktoren mit den Screening-Faktoren in konventionellen Ferromagneten eine äußerst gute Übereinstimmung. In Nickel ist $F^{1D} = 0,83$ [54] und in Permalloy $F^{1D} = 0,77$ (siehe Kapitel 5.2). Diese äußerst gute Übereinstimmung rechtfertigt somit die verwendete Methode zur Bestimmung der Diffusionskonstante, da eine falsch berechnete Diffusionskonstante unweigerlich einen anderen Screening-Faktor liefern würde.

Die Leitwertkorrektur der beiden 3D-Hallbars ist in Abbildung 4.13a abgebildet und folgt dem erwarteten \sqrt{T} -Verlauf. Als Screening-Faktor ergibt sich hier für beide Proben ein Wert von $F^{3D} \approx 1,2$. Ein Vergleich des Screening-Faktors mit konventionellen Ferromagneten ist jedoch nicht möglich, da bisher in 3D keine anderen Ferromagnete untersucht worden sind. Ferner ist bei der 150 nm dicken Probe H4 ein deutliches Abweichen der Leitwertkorrektur von der erwarteten \sqrt{T} -Abhängigkeit für Temperaturen $T < 100$ mK in Abbildung 4.13a festzustellen. Dieses Verhalten lässt sich auf einen Übergang von 3D nach 2D zurückführen, da sich bei dieser Temperatur die thermische Diffusionslänge der Schichtdicke der Probe nähert (hier $L_T(100 \text{ mK}) \approx 50 \text{ nm}$). Bei der 300 nm dicken Schicht ist ein solches Abweichen von der \sqrt{T} -Abhängigkeit erst bei der tiefsten gemessenen Temperatur von 25 mK festzustellen.

Zusammenfassung des Kapitels

In den untersuchten (Ga,Mn)As-Proben kann der bei tiefen Temperaturen beobachtete Widerstandsanstieg eindeutig auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt werden. Messungen an unterschiedlich dimensionalen Proben (1D-Drähten sowie 2D- und 3D-Hallbars) zeigen die für eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartete Temperaturabhängigkeit. Die äußerst gute Übereinstimmung der beobachteten Screening-Faktoren mit den Screening-Faktoren in anderen Ferromagneten untermauern dies nochmals. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die hier untersuchten Proben stets metallischen Charakter aufwiesen. Die Aussage, dass eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung Ursache für den bei tiefen Temperaturen beobachteten Widerstandsanstieg ist, ist somit nur auf metallisches (Ga,Mn)As beschränkt. (Ga,Mn)As nahe dem Metall-Isolatorübergang zeigt ein anderes Verhalten und

wird u. a. in [98] untersucht.

4.6.1 Experimentelle Bestimmung der Diffusionskonstante in (Ga,Mn)As

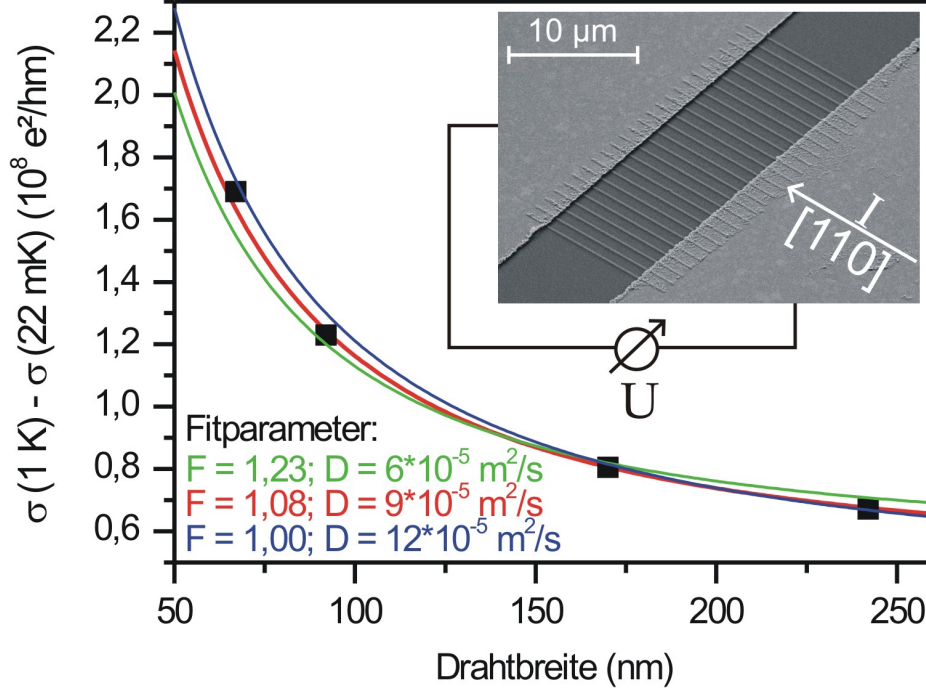
Die Diffusionskonstante D ist einer der fundamentalen Parameter zur Beschreibung des elektrischen Transports in einem Metall. D hängt über die Einstein-Relation $\sigma = e^2 D N(E_F)$ (Gleichung 2.2) von der Leitfähigkeit, wie auch von der effektiven Zustandsdichte an der Fermi-Energie ab und beinhaltet daher Informationen über die Bandstruktur an der Fermi-Energie. In (Ga,Mn)As ist es immer noch eine offene Frage, ob die Fermi-Energie in einem Störstellenband oder in dem Valenzband liegt [91]. Die Leitfähigkeitskorrektur aufgrund erhöhter Elektron-Elektron-Wechselwirkung hängt ihrerseits sowohl quantitativ als auch qualitativ von der Diffusionskonstante ab. Eine gezielte Messung der Leitfähigkeitskorrektur liefert somit die Möglichkeit zur experimentellen Bestimmung der Diffusionskonstante von (Ga,Mn)As und trägt zur Klärung der Frage bei, ob die Fermi-Energie in (Ga,Mn)As in einem Störstellenband oder im Valenzband liegt.

Die quantitative Abhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur äußert sich in 1D und 3D Systemen darin, dass die Leitfähigkeitskorrektur linear bzw. reziprokl linear abhängig von \sqrt{D} ist. Zusätzlich hängt die Leitfähigkeitskorrektur auch von einer zweiten Variablen, dem Screening-Faktor $F^{\dots D}$ ab (siehe Formel 2.20 und 2.18). Es ist daher nicht einfach möglich, die Diffusionskonstante durch Messung der Leitfähigkeitskorrektur zu bestimmen, ohne Information über die Größe des Screening-Faktors zu haben. Eine relativ einfache Möglichkeit zur Bestimmung des Screening-Faktors liefert die Messung von 2D-Schichten, da in diesen die Leitfähigkeitskorrektur unabhängig von anderen Parametern wie der Diffusionskonstante ist. Wie im vorherigen Kapitel bereits diskutiert wurde, stimmen die bestimmten Werte für F^{2D} gut mit den Werten des Screening-Faktors in anderen Ferromagneten überein. So ist in (Ga,Mn)As $F^{2D} = 1,8 \dots 2,6$ und in Co, Py, Co/Pt-Multilagen $F^{2D} = 2,0 \dots 2,6$. Es sollte daher anzunehmen sein, dass der Screening-Faktor F^{1D} von (Ga,Mn)As auch mit dem Screening-Faktor anderer Ferromagnete übereinstimmt. In Nickel-Drähten wurde ein Screening-Faktor von $F^{1D} = 0,83$ gefunden [54], in Permalloy ist $F^{1D} = 0,77$ (siehe Kapitel 5.2). Benutzt man für den Screening-Faktor F^{1D} in (Ga,Mn)As einen Wert von 0,80, so erhält man als Diffusionskonstante der Proben A1, A1a und A2: $D = 10,0 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (A1), $D = 11,7 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (A1a) sowie $D = 10,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (A2). Aus diesen Werten ergibt sich nach der Einstein-Relation für die Zustandsdichte an der Fermi-Energie: $N(E_F) = 1,1 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ (A1), $N(E_F) = 1,0 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ (A2) und $N(E_F) = 1,8 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ (A1a). Die Unsicherheit des Screening-Faktors dürfte bei 15 % liegen, da in sämtlichen Ferromagneten $F^{2D} \approx 2,2 \pm 15 \%$. Die Diffusionskonstante und die Zustandsdichte

hängen quadratisch vom Screening-Faktor ab, daher haben D und $N(E_F)$ eine Unsicherheit von ca. 30 %. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Leitfähigkeit ist relativ gering (< 5 %). In Abbildung 4.17 sind die ermittelten Werte für die Zustandsdichte gegenüber der Ladungsträgerdichte aufgetragen. Eine Diskussion erfolgt am Kapitelende.

Eine Abschätzung der Diffusionskonstante aus den Messungen an den quasi-3D Hallbars ist nicht so einfach, da in konventionellen Ferromagneten bisher keine Bestimmung von F^{3D} durchgeführt wurde. Theoretische Berechnungen für F^{3D} liefern einen Wert von 1,22 [41, 42]. Man erhält so für die Diffusionskonstante $D = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (H4 und H5). Daraus ergibt sich ein Wert für die Zustandsdichte an der Fermi-Energie von $N(E_F) = 1,5 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ (H4), bzw. $N(E_F) = 2,0 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ (H5). In 2D ist der theoretische Wert von $F^{2D} = 2,3$ in guter Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten, in 1D jedoch liegt der theoretische Wert mit $F^{1D} = 1,56$ um fast einen Faktor 2 höher als der experimentell ermittelte. Da zudem die Zustandsdichte quadratisch vom Screening-Faktor abhängt, muss von einer hohen Unsicherheit bei der Berechnung der Zustandsdichte in den quasi 3D Hallbars ausgegangen werden (ca. 200 %).

Qualitativ beeinflusst die Diffusionskonstante die Leitfähigkeitskorrektur durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung in der Form, dass die Dimensionalität und damit die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur durch die thermische Diffusionslänge $L_T = \sqrt{\hbar D / k_B T}$ bestimmt wird. Eine Messung des dimensionalen Übergangs liefert deshalb auch Information über die Größe der Diffusionskonstante. Zu einer Messung des dimensionalen Übergangs wurde der Übergang von 1D nach 2D gewählt, da sich dieser experimentell einfach durch Strukturierung verschieden breiter Drahtarrays aus dem selben Wafer realisieren lässt. Als Ausgangsmaterial für die Strukturierung wurde eine 30 nm dicke (Ga,Mn)As-Schicht gewählt, die verwendeten Drahtbreiten lagen zwischen 67 nm und 242 nm (Proben A3a-A6a in Tabelle 4.1). Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Drahtarrays A4a ist in Abbildung 4.14 zu finden. Die Leitfähigkeitsänderung der gemessenen Drahtarrays von $T = 1$ K zu 22 mK ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Es ist dort gut zu erkennen, wie die Leitfähigkeitsänderung in diesem Temperaturbereich mit abnehmender Drahtbreite zunimmt. Dieses Verhalten zeigt, dass die Drähte nicht mehr als quasi-2D betrachtet werden können. Die Leitfähigkeitskorrektur für ein 2D System ist nach Gleichung 2.19 unabhängig von der Breite. In 1D Systemen skaliert die Leitfähigkeitskorrektur dagegen reziprok-linear mit der Breite (Gleichung 2.20). Um diese Breitenabhängigkeit zu überprüfen, ist in Abbildung 4.15a die Leitfähigkeitsänderung von 1K zu 22 mK gegenüber der reziproken Drahtbreite $1/w$ aufgetragen. Es zeigt sich, dass die durch Gleichung 2.20 beschriebene Abhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur von der Drahtbreite nicht auf die gemessenen Drahtarrays zutrifft. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Drahtarrays A3a-A6a weder rein 2D- noch rein 1D-Verhalten zeigen. Dies wird in Abbildung 4.15b sowie

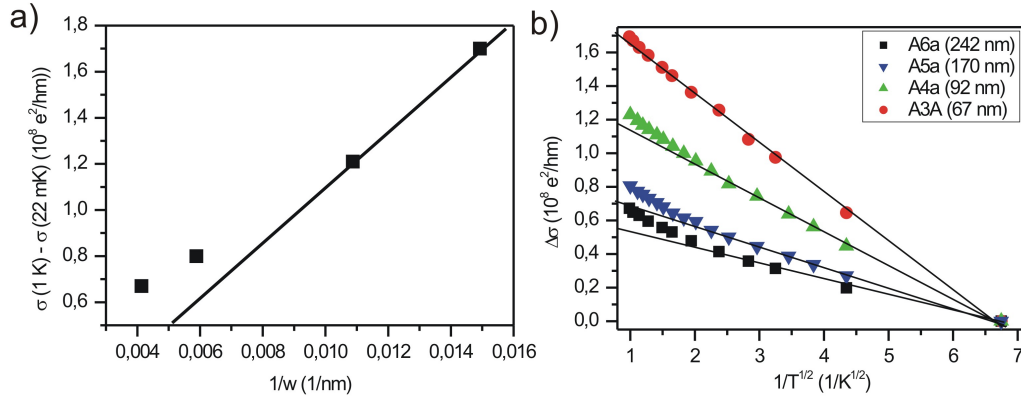
**Abbildung 4.14**

Leitfähigkeitsänderung von 1 K zu 22 mK für verschiedene Drahtbreiten bei $B = 3 \text{ T}$. Die rote, grüne und blaue Linie sind nach Gleichung 2.21 berechnet. Die dafür verwendeten Parameter D und F sind angegeben. Rechts oben ist eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Drahtarrays A4a dargestellt.

in Abbildung 4.16 verdeutlicht. Eine $1/\sqrt{T}$ -Abhängigkeit, wie für 1D erwartet, beschreibt die gemessene Leitfähigkeitskorrektur lediglich bei tiefen Temperaturen, wobei der Temperaturbereich der $1/\sqrt{T}$ -Abhängigkeit mit abnehmender Drahtbreite zunimmt (siehe Abbildung 4.15b). Dagegen beschreibt die für 2D erwartete $\log_{10}(T)$ -Abhängigkeit die gemessene Leitfähigkeitskorrektur lediglich für hohe Temperaturen (siehe Abbildung 4.16). Die Drahtarrays A3a - A6a befinden sich daher im Übergangsbereich, wobei die Probe A3a (67 nm Breite) annähernd 1D-Verhalten und die Probe A6a (242 nm Breite) annähernd 2D-Verhalten zeigt.

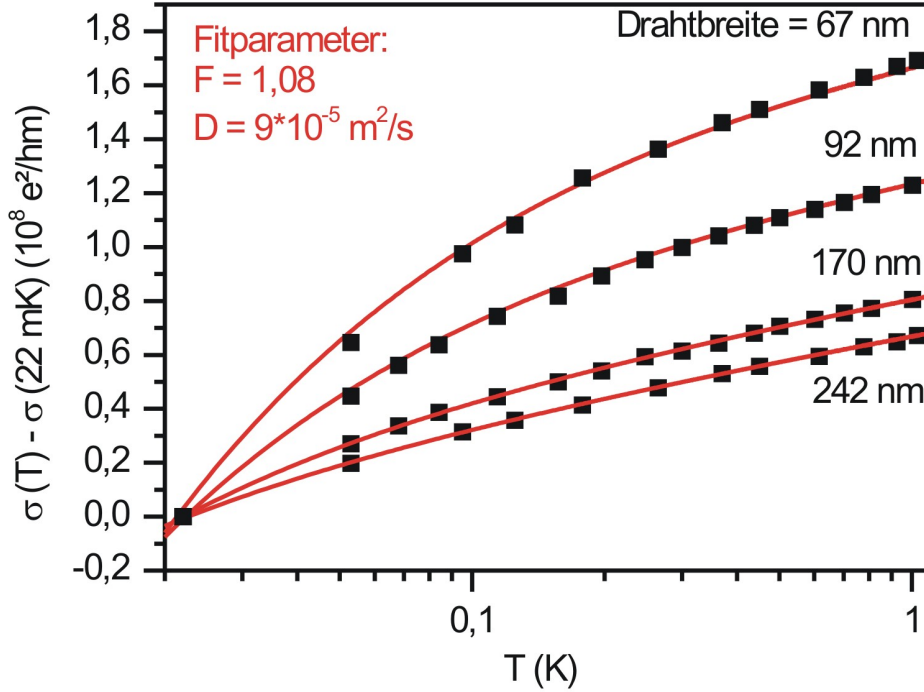
Der Übergangsbereich von 1D nach 2D kann quantitativ durch Formel 2.21 beschrieben werden [43, 44]:

$$\Delta\sigma t = 2F \frac{e^2}{h} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \left[\frac{w^2}{L_T^2} + (n\pi)^2 \right]^{-1/2} - \left[\frac{w^2}{L_{T_0}^2} + (n\pi)^2 \right]^{-1/2} \right\} \quad (2.21),$$

**Abbildung 4.15**

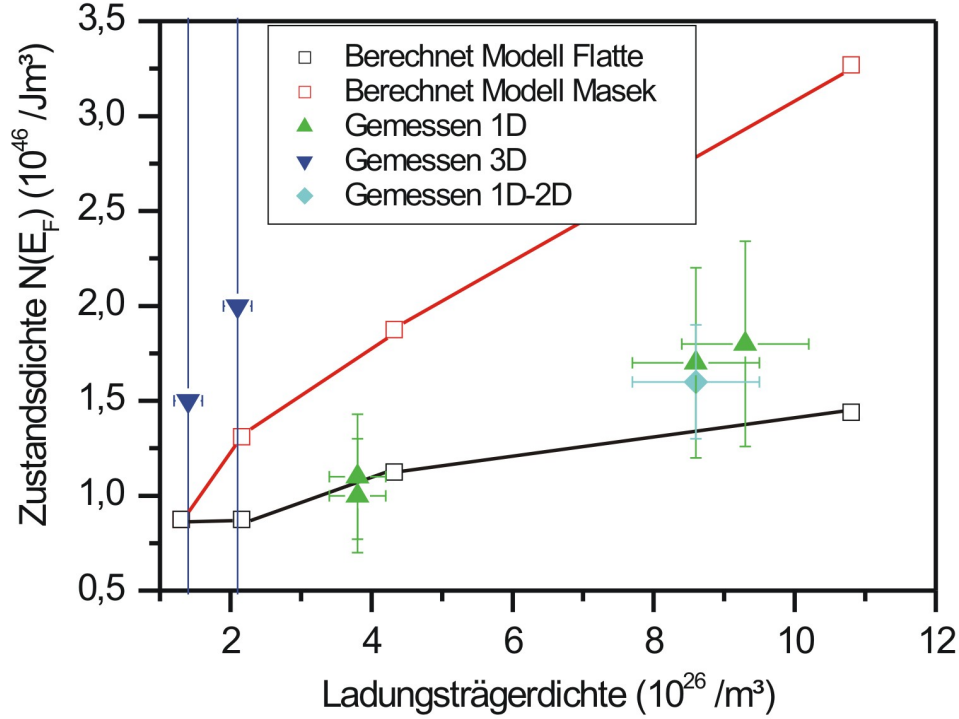
a) Leitfähigkeitsänderung der Proben A3a - A6a von 1 K nach 22 mK aufgetragen gegenüber der reziproken Drahtbreite $1/w$. Das angelegte Magnetfeld war 3 T. Die Linie dient der Führung des Auges. b) Leitfähigkeitsänderung der Proben A3a - A6a relativ zu 22 mK in Abhängigkeit der Temperatur. Das angelegte Magnetfeld war 3 T. Die Linien dienen der Führung des Auges.

mit dem Screening-Faktor F . Um die gemessene Leitfähigkeitskorrektur durch Formel 2.21 zu beschreiben, wurden die Diffusionskonstante D sowie der Screening-Faktor F als Fitparameter benutzt. Der Rest in Formel 2.21 ist entweder vorgegeben (wie Temperatur oder Drahtbreite) oder eine Konstante. Eine Variation der Diffusionskonstante führt bei dem Fit zu einer Verbreiterung der Kurve auf der x-Achse, eine Variation des Screening-Faktors dagegen wirkt lediglich auf die Höhe der Kurve. Es ist somit gewährleistet, dass der Fit der Leitfähigkeitskorrektur eindeutig ist. In Abbildung 4.14 ist die Breitenabhängigkeit der Leitfähigkeitskorrektur von 1 K nach 22 mK mit Formel 2.21 gefittet (rote Linie). Die Fitparameter waren $D = 9 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ und $F = 1,08$. Um die Abhängigkeit des Fits von den verwendeten Parametern, insbesondere der Diffusionskonstante, zu zeigen, sind die für $D = 12 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ und $D = 6 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ berechneten Leitfähigkeitskorrekturen (nach Gleichung 2.21) in Abbildung 4.14 eingezeichnet (blaue und grüne Linie). Bei beiden Linien wurde jeweils der Screening-Faktor F als offener Fitparameter verwendet. Es zeigt sich, dass beide Linien (grün und blau) die experimentellen Daten weniger gut beschreiben als die rote Linie, wobei die blaue Linie eher zu steil, die Grüne zu flach ist. Die Diffusionskonstante liegt daher auf jeden Fall zwischen den Werten $D = 12 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$ und $D = 6 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$, vermutlich ist $D = 9 \pm 1,5 \cdot 10^{-5}\text{ m}^2/\text{s}$. Die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung relativ zu 22 mK ist für die Proben A3a-A6a in Abbildung 4.16 dargestellt. Die roten Linien sind die nach Formel 2.21 berechneten Leitfähigkeitsänderungen, wobei als Werte für die Diffusionskonstante und

**Abbildung 4.16**

Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung der Proben A3a - A6a. Das angelegte Magnetfeld beträgt 3 T. Die roten Linien entsprechen der nach Formel 2.21 berechneten Leitfähigkeitsänderung, wobei bei allen vier Kurven $D = 9 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ und $F = 1,08$.

den Screening-Faktor bei allen vier Kurven $D = 9 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ und $F = 1,08$ aus dem Fit verwendet wurden. Für alle vier Drahtarrays beschreibt Formel 2.21 die gemessene Leitfähigkeitskorrektur hervorragend im gesamten Temperaturbereich unter Verwendung lediglich zwei offener, jedoch bei allen Proben gleichen Parameter: Der Diffusionskonstante und dem Screening-Faktor. Die Messung der Leitfähigkeitsänderung im Übergangsbereich von 1D nach 2D liefert somit die Diffusionskonstante des verwendeten Materials: $D = 9 \pm 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Der hier ermittelte Screening-Faktor liegt bei $F = 1,08$. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem Wert des Screening-Faktors aus Messungen an Kobalt Drähten ($F = 0,95$ [55]). Diese Übereinstimmung zeigt noch einmal den universellen Charakter der Leitfähigkeitskorrektur aufgrund erhöhter Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Aus der Diffusionskonstante ergibt sich ein Wert für die Zustandsdichte von $N(E_F) = 1,6 \pm 0,3 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$.

**Abbildung 4.17**

Zustandsdichte von (Ga,Mn)As aufgetragen gegenüber der Ladungsträgerdichte. Die offenen Quadrate wurden von M. Turek *et al.* unter Verwendung des Modells von Tang und Flatte (schwarz) und Masek (rot) berechnet [123]. Die Linien dienen der Führung des Auges. Die gefüllten Symbole wurden, unter Verwendung der Theorie der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung für quasi 1D (grün), quasi 3D (blau) und dem Übergangsbereich von quasi 1D zu 2D (cyan) gemessen.

Probe A3a ($w = 67 \text{ nm}$) kann ferner bei tiefen Temperaturen als quasi-1D betrachtet werden. Aus der Steigung in Abbildung 4.15b ergibt sich unter Verwendung von Gleichung 2.20 und $F^{1D} = 0,8$ nach der oben beschriebenen Methode ein Wert für die Diffusionskonstante von $D = 8,4 \pm 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$. Daraus kann für die Zustandsdichte ein Wert von $N(E_F) = 1,7 \pm 0,5 \cdot 10^{46} / \text{Jm}^3$ berechnet werden. Die hier vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Diffusionskonstante sind somit in sich konsistent.

In Abbildung 4.17 sind die in diesem Kapitel experimentell ermittelten Werte für die effektive Zustandsdichte in (Ga,Mn)As gegenüber der Ladungsträgerdichte aufgetragen. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichte wurde mit 10 % abgeschätzt. Zudem sind in Abbildung 4.17 die numerischen

Berechnungen der Zustandsdichte von M. Turek *et al.* eingezeichnet [123]. Für die Berechnungen wurde das Modell von Masek [124] sowie das Modell von Tang und Flatte [125] verwendet. Für eine nähere Beschreibung der zur Berechnung verwendeten Modelle und Methoden sei auf die Referenzen [123, 124, 125] verwiesen. Bei beiden Modellen liegt die Fermi-Energie ab einer Mn-Konzentration von $\sim 1\%$ innerhalb des Valenzbandes. Die effektive Masse ist für beide Modelle $< 1m_e$. So beträgt bei einer Ladungsträgerdichte von $1,3 \cdot 10^{26} \text{ /m}^3$ die effektive Masse bei beiden Modellen $0,6m_e$. Für das Modell von Masek steigt die effektive Masse leicht mit der Ladungsträgerdichte ($0,82m_e$ bei $n = 10,8 \cdot 10^{26} \text{ /m}^3$), während die effektive Masse bei dem Modell von Tang und Flatte mit zunehmender Ladungsträgerdichte leicht fällt ($0,33m_e$ bei $n = 10,8 \cdot 10^{26} \text{ /m}^3$). Beide Modelle liefern Werte für die effektive Zustandsdichte nahe den experimentell ermittelten Werten. Die Werte des Modells von Tang und Flatte liegen sogar stets innerhalb der Fehlerbalken. In der Veröffentlichung von T. Dietl *et al.* [79] wird die Zustandsdichte in Abhängigkeit der Ladungsträgerdichte nicht explizit angegeben. Eine Abschätzung der Zustandsdichte liefert unter der Verwendung von $E_F = 200 \text{ meV}$, $m^* = 1,2m_e$ [68] und Gleichung 2.3 einen Wert von $N(E_F) = 1,3 \cdot 10^{46} \text{ /Jm}^3$ bei einer Ladungsträgerdichte von $n \approx 4 \cdot 10^{26} \text{ /m}^3$. Dieser Wert liegt zwischen den von M. Turek *et al.* berechneten Werten. Für den in Referenz [90] vorgeschlagenen Fall, dass die Fermi-Energie in (Ga,Mn)As in einem vom Valenzband abgetrennten Störstellenband liegt, sind keine Berechnungen für $N(E_F)$ verfügbar. Betrachtet man den einfachsten Fall eines parabolischen Bandes, so erhält man bei einer gegebenen Ladungsträgerdichte: $N(E_F) \propto m^*$. Eine effektive Lochmasse $\gg m_e$, wie in Referenz [90] vorgeschlagen, liefert unter dieser Näherung deutlich größere Werte für $N(E_F)$ als experimentell beobachtet.

Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde die Diffusionskonstante von (Ga,Mn)As mittels Messung der erhöhten Elektron-Elektron-Wechselwirkung experimentell bestimmt. Dazu wurde einerseits durch Messung der Leitfähigkeitskorrektur in quasi-1D Drahtarrays und einen Vergleich mit konventionellen Ferromagneten die Diffusionskonstante ermittelt. Aufgrund der geringen Schwankung des Screening-Faktors F^{2D} konnte auch hier davon ausgegangen werden, dass die Unsicherheit bei der Bestimmung relativ gering ist (ca. 30 %). Die Messung der Leitfähigkeitskorrektur in quasi-3D Hallbars lieferte sehr unsichere Werte für die Diffusionskonstante (Unsicherheit $\sim 200\%$), da hier nur auf eine theoretische Berechnung des Screening-Faktors F^{3D} zurückgegriffen werden kann. Die Messung des Übergangsbereichs von 1D nach 2D lieferte die wohl genaueste Abschätzung der Diffusionskonstante (Unsicherheit ca. 15 %) und ist darüber hinaus auch konsistent mit den Messungen im quasi-1D Regime. Mittels der Einstein-Relation wurde aus der Diffusionskonstante die effektive Zustandsdichte an der Fermi-Energie bestimmt. Die

so erhaltenen Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit den theoretischen Berechnungen von M. Turek *et al.* [123] und T. Dietl *et al.* [79]. Die Annahme, dass in (Ga,Mn)As die Fermi-Energie innerhalb des Valenzbandes liegt, ist daher mehr als berechtigt.

5 Transportuntersuchungen an Permalloy Nanostrukturen

Die Messungen von schwacher Lokalisierung und von periodischen Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen an ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Nanostrukturen haben gezeigt, dass in einem Ferromagneten ein Beitrag durch sog. Cooperonen auftreten kann. Es stellt sich daher die Frage, wieso in konventionellen, ferromagnetischen Metallen wie Fe, Ni oder Co bisher trotz intensiver Suche kein Beitrag der Cooperonen beobachtet werden konnte? Zwei wesentliche Unterschiede dieser konventionellen Ferromagnete zu (Ga,Mn)As sind die Sättigungsmagnetisierung und die Phasenkohärenzlänge. Die Sättigungsmagnetisierung von z.B. Fe ($M_S = 1600$ kA/m) ist ca. 50 mal so groß wie die Sättigungsmagnetisierung von (Ga,Mn)As ($M_S \sim 30$ kA/m [95]). Die Sättigungsmagnetisierung von Ni und Co liegt in der Größenordnung der Sättigungsmagnetisierung von Fe. Die Phasenkohärenzlänge in (Ga,Mn)As dagegen ist mit über 100 nm bei 20 mK relativ groß. In Co beträgt die Phasenkohärenzlänge bei 30 mK lediglich 30 nm [50]; in Ni beträgt sie bei der gleichen Temperatur ca. 30 nm (aus der Amplitude der UCF) bzw. 80 nm (aus dem Korrelationsfeld der UCF) [48]. Da ein Einfluss der Magnetisierung auf das Auftreten eines Cooperon-Beitrags durch eine theoretische Arbeit ausgeschlossen wurde [4], scheint die Phasenkohärenzlänge der für das Auftreten eines Cooperon-Beitrags entscheidende Parameter zu sein.

Die Messung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen an einem Permalloy-Ring zeigte, dass die Phasenkohärenzlänge in Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) außergewöhnlich groß ist (500 nm bei 30 mK) [1]. Zudem besitzt Permalloy eine relativ große Sättigungsmagnetisierung von 800 kA/m. Daher ist Permalloy ein geeigneter Kandidat, um das Auftreten einer schwachen Lokalisierung und somit eines Cooperon-Beitrags in einem Ferromagneten mit einer hohen Sättigungsmagnetisierung und einer großen Phasenkohärenzlänge zu untersuchen. Die wichtigsten Parameter (Literaturwerte) von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) sind in Tabelle 5.1 zu finden. Typische Werte für ferromagnetisches (Ga,Mn)As sind dort zum Vergleich gegenübergestellt. Die bisherigen Untersuchungen von Permalloy im Bezug auf phasenkohärenten Transport beschränkten sich auf die Messung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen [1] und zeitabhängiger Leitwertfluktuationen [49]. Wie bereits Eingangs erwähnt, zeigte die Messung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen eine für Ferromagnete relativ große Phasenkohärenzlänge

Parameter	Permalloy	(Ga,Mn)As
Spez. Widerstand ρ	50 $\mu\Omega\text{cm}$	4000 $\mu\Omega\text{cm}$
Diffusionskonstante D	$4 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$	$1 \cdot 10^{-4} \text{m}^2/\text{s}$
Ladungsträgerdichte n	$\sim 1 \cdot 10^{29} / \text{m}^3$	$5 \cdot 10^{26} / \text{m}^3$
Sättigungsmagnetisierung M_S	800 kA/m	30 kA/m
Curie-Temperatur T_C	870 K	150 K

Tabelle 5.1

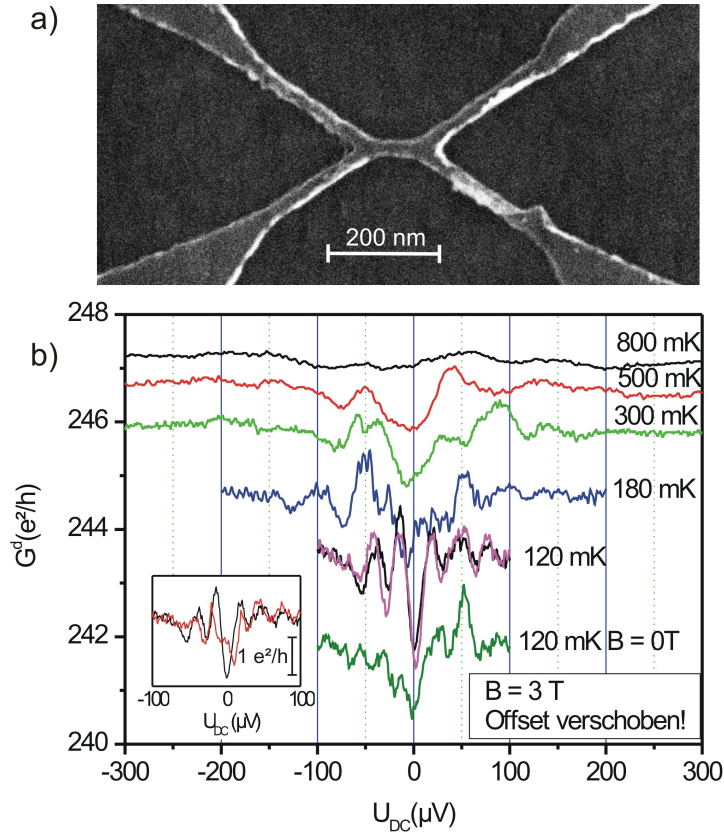
Einige Materialparameter von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$).
Zum Vergleich die typischen Werte für ferromagnetisches
(Ga,Mn)As.

von 500 nm bei 30 mK. Weitere Untersuchungen wie Messung der Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge wurden jedoch nicht durchgeführt. Auch konnte kein Beitrag durch schwache Lokalisierung nachgewiesen werden. Lediglich ein bei 30 mK gegenüber dem Wert von 4,2 K erhöhter Widerstand konnte beobachtet werden, wobei die Ursache dafür aufgrund fehlender Untersuchungen nicht geklärt werden konnte. Die Untersuchungen der zeitabhängigen Leitwertfluktuationen in einzelnen Permalloy Drähten [49] zeigten, dass die Phasenkohärenzlänge eine stärkere Temperaturabhängigkeit aufweist, als aufgrund von 2D-Nyquist-Streuung zu erwarten wäre. Der untersuchte Temperaturbereich war von 1,7 K bis 20 K. Zusätzlich stellte S. Lee *et al.* fest, dass in diesem Temperaturbereich der Cooperon-Beitrag unterdrückt, oder sogar abwesend ist [49]. Auch hier wurde unterhalb von 10 K ein mit abnehmender Temperatur ansteigender Widerstand beobachtet, jedoch weder diskutiert, noch genauer untersucht.

Im Folgenden wird eine detaillierte Untersuchung des phasenkohärenten Transports in Permalloy vorgestellt. In Kapitel 5.1 werden zuerst Messungen von universellen Leitwertfluktuationen an einzelnen Drähten gezeigt, um die Größe wie auch die Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge zu bestimmen. Im darauf folgenden Kapitel 5.2 werden Messungen an einem Drahtarray sowie an einem ausgedehnten Permalloy-Film vorgestellt, um nach einen möglichen Beitrag durch schwache Lokalisierung zu suchen.

5.1 Universelle Leitwertfluktuationen

Für die Messung universeller Leitwertfluktuationen in Permalloy wurden zwei einzelne Drähte mit einer Länge von 145 nm und 330 nm strukturiert und deren Leitwert einerseits in Abhängigkeit der Biasspannung, wie auch in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes gemessen. Die Strukturierung der Drähte ist in Kapitel 3 beschrieben. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des 145 nm langen Drahtes ist in Abbildung 5.1a zu finden. Die Breite beider Drähte beträgt jeweils

**Abbildung 5.1**

a) Elektronenmikroskopische Aufnahme des 145 nm langen Permalloy-Drahtes. Die Breite des Drahtes beträgt 35 nm, die Dicke 15 nm. b) Differentieller Leitwert des 145 nm langen Permalloy-Drahtes bei verschiedenen Temperaturen. Das externe Magnetfeld betrug 3 T mit Ausnahme der untersten Kurve: Hier war $B = 0$. Zur besseren Darstellung sind die einzelnen Kurven mit Ausnahme der 800 mK Kurve vertikal verschoben. Das Inset zeigt den differentiellen Leitwert bei 120 mK und $B = 3 T$, bevor (schwarz) und nachdem (rot) das Magnetfeld auf 4 T erhöht wurde.

35 nm, deren Dicke ist 15 nm. In Abbildung 5.1b ist der differentielle Leitwert des 145 nm langen Drahtes in Abhängigkeit der Biasspannung für verschiedene Temperaturen von 800 mK bis 120 mK dargestellt. Das externe Magnetfeld war stets senkrecht zur Ebene angelegt und betrug 3 T (mit Ausnahme der untersten Kurve). Bei allen Temperaturen sind reproduzierbare Fluktuationen des differentiellen Leitwerts zu beobachten, wobei mit abnehmender Temperatur die Fluktuationsamplitude zu und die Korrelationsspannung (mittlere Abstand zwischen Minimum und Maximum) abnimmt. Die Reproduzierbarkeit der Kurven wird exemplarisch an der 120 mK Kurve demonstriert. Die Veränderung der Biasspannung führt zu einer Veränderung des elektrochemischen Potentials und ändert so

die relative Phasenbeziehung der einzelnen Partialwellen. Diese Änderung führt in mesoskopischen Leitern zu aperiodischen Leitwertfluktuationen¹ (siehe dazu Kapitel 2.2.4). Die Korrelationsspannung U_C ist verknüpft mit der Energie, die notwendig ist, um die relative Phasendifferenz um π zu ändern gemäss: $U_C = E_C/|e|$, wobei E_C die Korrelationsenergie, bzw. die Thouless-Energie ist. Daher liefert die Korrelationsspannung direkt die Phasenkohärenzzeit über: $\tau_\phi = \hbar/|e|U_C$. Bei 120 mK kann die Korrelationsspannung zu $\sim 17 \mu\text{V}$ abgeschätzt werden. Dies entspricht einer Phasenkohärenzzeit von 40 ps. Zum Vergleich: Bei 120 mK beträgt $k_B T = 10 \mu\text{eV}$ und ist somit kleiner als E_C . Die thermische Verbreiterung führt daher nicht zu einer Unterdrückung der Fluktuationen. Unter Verwendung der Diffusionskonstante von Permalloy $D = 4 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{Vs}$ [48] erhält man für die Phasenkohärenzlänge: $L_\phi = \sqrt{D\tau_\phi} = 130 \text{ nm}$ bei 120 mK. Dieser Wert der Phasenkohärenzlänge ist deutlich größer als die Phasenkohärenzlänge in Ni und Co [48, 50], sowie um ca. einen Faktor 2-3 größer als die Phasenkohärenzlänge in (Ga,Mn)As, gemessen bei der gleichen Temperatur von 120 mK [11, 46].

Die Amplitude der Leitwertfluktuationen gibt zusätzlich Auskunft über die Phasenkohärenzlänge. Jedoch wird im Fall der Biasspannungsabhängigkeit des differentiellen Leitwerts die Fluktuationsamplitude von drei Faktoren bestimmt: Die Fluktuationsamplitude steigt mit steigender Phasenkohärenzlänge. Zudem ist nach einer theoretischen Arbeit von Larkin und Khmel'nitskii [29] ein Anstieg der Fluktuationsamplitude des differentiellen Leitwerts mit der Biasspannung zu erwarten. Des Weiteren führt bei tiefen Temperaturen das Anlegen einer Biasspannung zu einer Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur und somit zu einer Verringerung der Phasenkohärenzlänge und der Fluktuationsamplitude. Daher kann die Phasenkohärenzlänge nicht einfach aus der Amplitude der Leitwertfluktuationen bestimmt werden. Bei den hier gezeigten Fluktuationen des differentiellen Leitwerts (Abbildung 5.1a) nimmt bei jeder Temperatur die Fluktuationsamplitude mit steigender Biasspannung ab. Die Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur ist somit der hier dominierende Effekt.

Wie in Abbildung 5.1b zu sehen ist, nimmt die Korrelationsspannung mit abnehmender Temperatur stetig ab. Dies bedeutet, dass die Phasenkohärenzzeit und damit auch die Phasenkohärenzlänge mit abnehmender Temperatur wie erwartet zunehmen. Im Inset von Abbildung 5.3 ist die Korrelationspannung doppeltlogarithmisch gegenüber der Temperatur aufgetragen. Die Steigung der Korrelationsspannung kann mit 1 abgeschätzt werden. Es folgt daher für die Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzzeit und der Phasenkohärenzlänge: $\tau_\phi \propto T^{-1}$ und $L_\phi \propto T^{-0.5}$. Es sei jedoch erwähnt, dass die Abschätzung der Korrelationsspannung mit einem relativ hohen Fehler behaftet ist, da aufgrund der Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur durch die Biasspannung nur der Bereich um

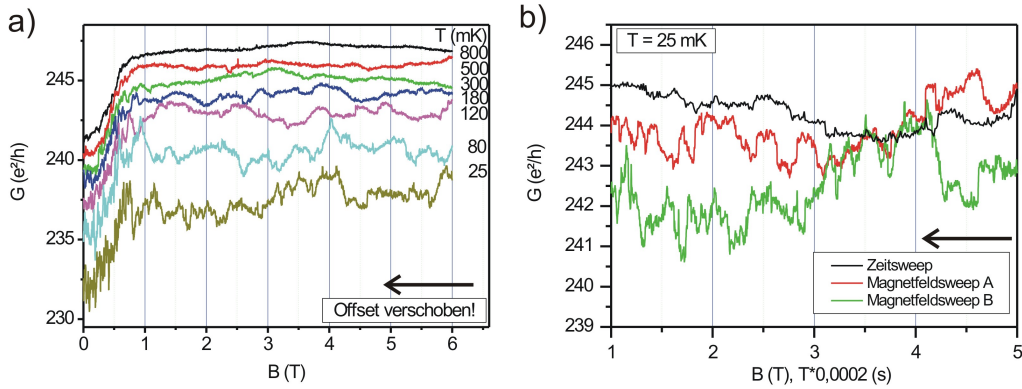
¹Aufgrund ihres universellen Verhaltens werden diese Fluktuationen auch universelle Leitwertfluktuationen genannt.

$U_{DC} = 0$ für eine Abschätzung von U_C verwendet werden kann.

Im 330 nm langen Draht konnten auch Fluktuationen des differentiellen Leitwerts in Abhängigkeit der Biasspannung beobachtet werden. Da diese Fluktuationen den Fluktuationen im 145 nm langen Draht sehr ähnlich sind, werden sie hier nicht explizit gezeigt. Die Korrelationsspannung kann im 330 nm langen Draht bei 120 mK zu ca. 20 μV abgeschätzt werden und ist somit in etwa gleich groß wie die Korrelationsspannung im 145 nm langen Draht bei der gleichen Temperatur. Da die Korrelationsspannung unabhängig von der Strukturgröße ist, sind somit auch Phasenkohärenzzeit und Phasenkohärenzlänge ähnlich. Die Abschätzung der Temperaturabhängigkeit der Korrelationsspannung gestaltet sich im 330 nm langen Draht schwieriger, da aufgrund der größeren Länge die Amplitude der Fluktuationen geringer ist als im 145 nm langen Draht. Im 330 nm langen Draht konnten nur bis 180 mK Fluktuationen beobachtet werden. Im Inset von Abbildung 5.3 ist die Fluktuationsamplitude bei 120 mK und 180 mK für den 330 nm langen Draht eingezeichnet. Aus den beiden Messpunkten ergibt sich eine Steigung von ca. 1 in Übereinstimmung mit der Steigung gemessen am 145 nm langen Draht.

Auch der Magnetoleitwert $G(B)$ einer mesoskopischen Probe zeigt reproduzierbare Fluktuationen, bekannt als magnetischer Fingerabdruck. Ursache dieser Fluktuationen ist eine Änderung der relativen Phasendifferenz der Partialwellen aufgrund des magnetischen Aharonov-Bohm-Effekts (siehe dazu Kapitel 2.2.4). Der Magnetoleitwert des 145 nm langen Drahtes in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld ist in Abbildung 5.2a für verschiedene Temperaturen von 25 mK bis 800 mK dargestellt. Zur besseren Darstellung sind die einzelnen Kurven mit Ausnahme der 800 mK Kurve vertikal verschoben. Bei allen Temperaturen sind Fluktuationen sichtbar, deren Amplitude mit abnehmender Temperatur stetig zunimmt. Der positive Magnetoleitwert bei $B < 0,7$ T resultiert aus dem anisotropen Magnetowiderstand (AMR) in Ferromagneten. So ist in Permalloy die Leitfähigkeit geringer, wenn Strom und Magnetisierung parallel zueinander stehen, als bei einer senkrechten Anordnung. Die leichte magnetische Richtung ist hier wegen der Formanisotropie entlang des Drahtes. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass in (Ga,Mn)As der AMR unterschiedliches Vorzeichen hat: So ist in (Ga,Mn)As die Leitfähigkeit bei einer parallelen Anordnung von Strom und Magnetisierung am Größten.

Die Fluktuationen im Magnetoleitwert beider Drähte sind im Gegensatz zu den biasspannungsabhängigen Fluktuationen des differentiellen Leitwerts nicht reproduzierbar. In Abbildung 5.2b ist der Magnetoleitwert des 145 nm langen Drahtes bei zwei nominell gleichen Magnetfeldsweeps dargestellt (rote und grüne Linie). Bei beiden Sweeps betrug die Temperatur 25 mK; Strom, Sweepgeschwindigkeit (hier 0,2 mT/s) und Sweeprichtung waren bei beiden Sweeps identisch. Auch wurde die Probe zwischen den Sweeps nicht über 50 mK erwärmt. Es wäre daher

**Abbildung 5.2**

a) Magnetoleitwert des 145 nm langen Permalloy-Drahtes in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld bei verschiedenen Temperaturen. Die einzelnen Kurven mit Ausnahme der 800 mK Kurve sind zur besseren Darstellung vertikal verschoben. b) Vergleich zweier identischer Magnetfeldsweeps bei $T \approx 25$ mK (rot und grün). Die Sweepgeschwindigkeit war in beiden Fällen 0,2 mT/s. Zum Vergleich ein Zeitsweep bei $B = 3$ T und $T = 25$ mK (schwarze Kurve).

ein reproduzierbarer Magnetoleitwert zu erwarten und nicht, wie in Abbildung 5.2b zu sehen ist, zwei komplett unterschiedliche Magnetoleitwertkurven. Eine mögliche Erklärung wäre, dass die Fluktuationen nicht aus der Änderung des Magnetfeldes resultieren, sondern Rauschen oder zeitabhängige Leitwertfluktuationen sind. Um dies zu überprüfen wurde der Leitwert in Abhängigkeit der Zeit bei einem Magnetfeld von 3 T aufgenommen (siehe Abbildung 5.2b schwarze Linie). Die Skalierung der x-Achse ist in dieser Abbildung so gewählt, dass die Zeit des Magnetfeldsweeps identisch mit dem Zeitsweep ist. Wie in Abbildung 5.2b zu sehen ist, sind zeitabhängige Fluktuationen des Leitwerts sichtbar, jedoch ist deren Amplitude deutlich geringer als die Fluktuationsamplitude im Magnetoleitwert. Zudem ist die Zeitskala der Fluktuationen größer als beim Magnetfeldsweep. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass die Fluktuationen im Magnetoleitwert aus der Änderung des externen Magnetfeldes resultieren und nur von zeitabhängigen Fluktuationen überlagert werden. Eine detaillierte Untersuchung zeitabhängiger Leitwertfluktuationen in Permalloy ist in Referenz [49] zu finden. Eine weitere mögliche Erklärung für die fehlende Reproduzierbarkeit des Magnetoleitwerts könnte Magnetostriktion liefern. Der Magnetoleitwert einer mesoskopischen Probe ändert sich, sobald sich die Störstellenkonfiguration ändert. Eine Änderung der Störstellenkonfiguration bei einer Veränderung des externen Magnetfeldes aufgrund von Magnetostriktion ist daher eine denkbare Erklärung. Jedoch ist in Permalloy die Magnetostriktion relativ schwach. Um einen Einfluss einer Magnetfeldveränderung auf die Störstellenkonfiguration zu

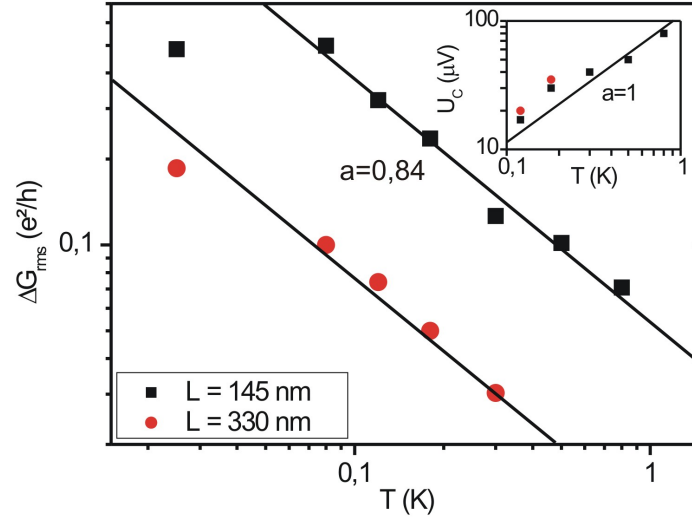
untersuchen, wurde der differentielle Leitwert in Abhängigkeit der Biasspannung zweimal bei 3 T und 120 mK gemessen, jedoch zwischen den Messungen das Magnetfeld auf 4 T erhöht (siehe Inset von Abbildung 5.1b). Vergleicht man die beiden Kurven im Inset von Abbildung 5.1b mit den beiden 120 mK Kurven in Abbildung 5.1b, bei deren Aufnahme das Magnetfeld zwischen den Messungen nicht verändert wurde, so zeigt sich, dass eine Veränderung des Magnetfeldes zwischen den Messungen die Reproduzierbarkeit deutlich verringert, insbesondere um $U_{DC} = 0$. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass sich die Störstellenkonfiguration bei einer Veränderung des externen Magnetfeldes ändert. Magnetostriktion würde als Ursache für diese Änderung in Frage kommen. In der Literatur wurde die Frage der fehlenden Reproduzierbarkeit des Magnetoleitwerts in Ferromagneten bisher nicht diskutiert. Die Reproduzierbarkeit der Fluktuationen im Magnetoleitwert wurde lediglich für die verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As [11] und (In,Mn)As [52] explizit gezeigt, jedoch nicht für ferromagnetische Metalle mit einer hohen Sättigungsmagnetisierung.

Betrachtet man in Abbildung 5.2b den Bereich $B < 0,7$ T, den Bereich in dem die Magnetisierung in Richtung des externen Magnetfeldes dreht, so ist auffällig, dass in diesem Bereich die Fluktuationen eine deutlich kürzere Fluktuationsperiode aufweisen als für $B > 0,7$ T. Dieses Verhalten wurde bereits in (Ga,Mn)As-Drähten beobachtet [11, 51] und auf die Anwesenheit von Domänenwänden geschoben [51]. Betrachtet man jedoch den differentiellen Leitwert bei $B = 0$ T (siehe Abbildung 5.1b), so sieht man, dass weder die Fluktuationsamplitude, noch die Korrelationsspannung signifikant anders als bei $B = 3$ T ist. Dies deutet darauf hin, dass bei $B = 0$ die Phasenkohärenzlänge ähnlich groß wie bei $B = 3$ T ist, und somit mögliche Domänenwände nicht phasenkohärenzzerstörend wirken. Ein ähnliches Ergebnis wurde bereits von S. Lee *et al.* [49] gefunden. Deren Analyse zeitabhängiger Leitwertfluktuationen in Permalloy zeigte, dass Domänenwände vermutlich nicht phasenkohärenzzerstörend wirken. Während in der vorliegenden Arbeit nur über die Existenz von Domänenwänden spekuliert werden kann, konnten S. Lee *et al.* durch MFM-Aufnahmen die Existenz von Domänenwänden in deren Drähten belegen. Um einen möglichen Einfluss im Bereich der Ummagnetisierung zu vermeiden, beschränkt sich im Folgenden die Analyse der Leitwertfluktuationen auf den Bereich $B > 1$ T, wo die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes gesättigt ist.

In Abbildung 5.3 ist die Fluktuationsamplitude $\Delta G_{rms} = \sqrt{\langle (G - \langle G \rangle)^2 \rangle}$ der Fluktuationen des Magnetoleitwerts beider Drähte doppeltlogarithmisch gegenüber der Temperatur aufgetragen. In einem quasi-eindimensionalen Draht ($w, t < L_\phi < l$) gilt für die Fluktuationsamplitude (siehe Kapitel 2.2.4) [25]:

$$\Delta G = C \frac{e^2}{h} \left(\frac{L_\phi}{l} \right)^{3/2}, \quad (2.14)$$

falls keine thermische Mittelung stattfindet. Wie bereits gezeigt wurde, ist hier

**Abbildung 5.3**

Fluktuationsamplitude ΔG_{rms} gemessen im Magnetoleitwert des 145 nm (schwarze Kästchen) und 330 nm (rote Kreise) langen Permalloy-Drahtes, doppeltlogarithmisch aufgetragen gegenüber der Temperatur. Die beiden Linien dienen der Führung des Auges und haben eine Steigung von 0,84. Im Inset ist die Korrelationsspannung für beide Drähte doppeltlogarithmisch gegenüber der Temperatur aufgetragen. Auch hier entsprechen schwarze Kästchen dem 145 nm langen Draht und rote Kreise dem 330 nm langen Draht. Die Linie dient der Führung des Auges und hat eine Steigung von 1.

$E_C > k_B T$, es findet somit keine thermische Mittelung statt. Betrachtet man die Fluktuationsamplitude des 145 nm langen Drahtes (Abbildung 5.3), so stellt man von 800 mK bis 80 mK einen Anstieg der Fluktuationsamplitude fest. Ab 80 mK sättigt ΔG_{rms} bei einem Wert von $0,5 e^2/h$. Als Ursache für eine derartige Sättigung kommen im Wesentlichen drei Ursachen in Frage:

1. Die effektive Elektronentemperatur ist für $T < 80$ mK gegenüber der Bad- und Gittertemperatur aufgrund eines zu hohen Messstromes oder externer RF-Strahlung erhöht.
2. Magnetische Verunreinigungen führen zu einer Sättigung der Phasenkohärenzlänge aufgrund von Kondo-Streuung.
3. Die Phasenkohärenzlänge erreicht die Drahtlänge. In diesem Fall ist $\Delta G_{rms} = C e^2/h$, unabhängig von der Probengeometrie und der Phasenkohärenzlänge.

Da eine Sättigung der Fluktuationsamplitude nur bei dem 145 nm langen Draht und nicht bei dem 330 nm langen Draht auftritt, ist eine intrinsische Sättigung der Phasenkohärenzlänge durch z.B. Kondo-Streuung unwahrscheinlich. Darüberhinaus handelt es sich hier um einen Ferromagneten. Es wäre daher von vorne herein fraglich, ob magnetische Verunreinigungen ungebunden sind, um so durch Spin-Flip-Streuung phasenkohärenzzerstörend wirken zu können. Betrachtet man den Magnetoleitwert des 145 nm langen Drahtes in Abbildung 5.2 bei 20 mK und 80 mK, so stellt man fest, dass zwar die Fluktuationsamplitude bei beiden Temperaturen gleich groß ist, das Korrelationsfeld B_C jedoch bei 25 mK geringer ist. Das Korrelationsfeld gibt die mittlere Breite der Fluktuationen im Magnetoleitwert an und ist in einem quasi-eindimensionalen Draht abhängig von der Phasenkohärenzlänge gemäss: $B_C = \frac{h}{e} \frac{1}{wL_\phi}$. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass hier das Korrelationsfeld keine wohl definierte Größe ist, da eine Veränderung des Magnetfeldes zusätzlich die Störstellenkonfiguration verändert. Das Korrelationsfeld kann daher nur als Abschätzung der Phasenkohärenzlänge dienen. Bei 80 mK ist das Korrelationsfeld $\sim 0,6 \dots 0,8$ T. Es ergibt sich daraus eine Phasenkohärenzlänge von 150-200 nm bei 80 mK. Eine weitere Möglichkeit zur Abschätzung der Phasenkohärenzlänge bei 80 mK liefert die Extrapolation der Korrelationsspannung (siehe Inset von Abbildung 5.3). Es ergibt sich so bei 80 mK eine Phasenkohärenzlänge von 160 nm. Daher ist es sehr wahrscheinlich, dass die Sättigung von ΔG_{rms} bei 80 mK auf einen Übergang von 1D zu 0D zurückzuführen ist, da bei 80 mK die Phasenkohärenzlänge in etwa die Länge des 145 nm langen Drahtes erreicht hat. Der Vorfaktor C in Gleichung 2.14 kann deshalb mit 0,5 angegeben werden.

Bei beiden Drähten beträgt die Steigung in Abbildung 5.3 $\sim 0,84$. Es folgt somit für die Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge: $L_\phi \propto T^{-0,55}$. Diese Temperaturabhängigkeit ist in sehr guter Übereinstimmung mit der Temperaturabhängigkeit, bestimmt durch Messung der differentiellen Leitfähigkeit ($L_\phi \propto T^{-0,5}$). In Metallen ist bei tiefen Temperaturen die sog. Nyquist-Streuung Hauptursache für phasenkohärenzzerstörende Streuung. Diese liefert in 1D eine Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge von $L_\phi \propto T^{-1/3}$ [126]. Die hier beobachtete Temperaturabhängigkeit ist deutlich stärker. Die Nyquist-Streuung ist daher nicht geeignet, um die phasenkohärenzzerstörende Streuung in Permalloy zu beschreiben. In ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Drähten wurde bereits eine Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge $\propto T^{-0,5}$ beobachtet [11, 51] und der kritischen Elektron-Elektron-Streuung in einem Leiter nahe dem Metall-Isolatorübergang zugeschoben. Da Permalloy jedoch im Gegensatz zu (Ga,Mn)As ein Metall fernab des Metall-Isolatorübergangs ist, scheidet diese Erklärung hier aus. Auch in den Untersuchungen von S. Lee *et al.* zeigte sich in Permalloy eine Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge stärker als aufgrund von Nyquist-Streuung zu erwarten wäre [49]. Da es sich jedoch bei den von S. Lee *et al.* untersuchten Drähten um quasi-2D Proben handelte und der Temperaturbereich

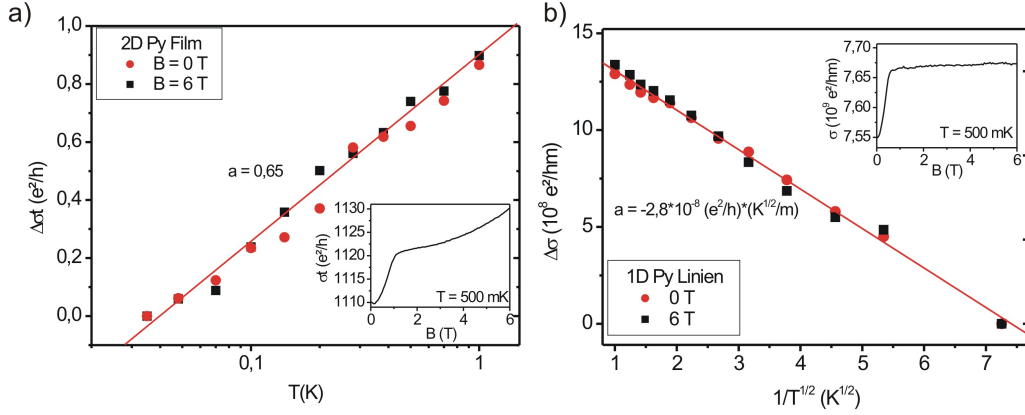
von 1,7 K bis 20 K reichte, ist ein direkter Vergleich mit den vorliegenden Ergebnissen nicht möglich. Der genaue Mechanismus für phasenkohärenzzerstörende Streuung in Permalloy bleibt eine offene Frage.

Als Größe für die Phasenkohärenzlänge ergibt sich aus den Messungen an beiden Drähten ~ 250 nm bei 25 mK. Man erhält diesen Wert durch Messung der Fluktuationsamplitude im Magnetoleitwert des 330 nm langen Drahtes (dann $L_\phi = 180$ nm) oder durch Extrapolation der Fluktuationsamplitude im Magnetoleitwert des 145 nm langen Drahtes (dann $L_\phi = 260$ nm). In beiden Fällen wurde der Vorfaktor C in Gleichung 2.14 gleich 0,5 gesetzt. Da auch die Probenlänge l in Gleichung 2.14 eingeht, ist die Bestimmung der Phasenkohärenzlänge durch Messung der Fluktuationsamplitude mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, da eine exakte Bestimmung der Drahtlänge aufgrund der Aufweitung des Drahtes bei den Spannungsabgriffen nicht möglich ist. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Phasenkohärenzlänge bei 25 mK liefert die Extrapolation der Korrelationsspannung. Auf diese Weise erhält man als Phasenkohärenzlänge 260 nm (145 nm langer Draht) und 240 nm (330 nm langer Draht). Diese Abschätzung ist unabhängig von der Probengeometrie. In Referenz [1] wurde die Phasenkohärenzlänge in Permalloy durch Messung periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen bestimmt [1]. Deren Wert von $L_\phi = 500$ nm bei 30 mK ist um einen Faktor 2 größer als der hier ermittelte Wert von 250 nm bei 25 mK. Eine mögliche Erklärung für diesen Unterschied könnte eine unterschiedliche Materialzusammensetzung sein, obwohl in Referenz [1] das verwendete Material als $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ spezifiziert wurde und somit identisch mit dem hier verwendeten Material sein sollte. Betrachtet man den Magnetoleitwert der Probe aus Referenz [1], so stellt man fest, dass der AMR erst bei einem Feld von ca. 1,2 T sättigt. Die Sättigungsmagnetisierung von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) beträgt 800 kA/m. Der AMR sättigt deshalb in einem senkrecht angelegten Magnetfeld bei 1 T im Fall einer dünnen, unendlich ausgedehnten Schicht und bei 0,5 T im Fall eines langen Drahtes mit unendlichen Aspektverhältnis. Für die in Referenz [1] verwendete Geometrie (im wesentlichen ein langer Draht mit einem Ring), wäre eine Sättigung des AMRs bei etwas mehr als 0,5 T zu erwarten [127]. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass es sich bei dem in Referenz [1] verwendeten Material nicht um $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ handelt. Bei dem hier verwendeten Material sättigt der AMR in einem senkrecht zur Ebene angelegten Magnetfeld bei $\sim 0,7$ T (145 nm langer Draht, siehe Abbildung 5.2), ~ 1 T (ausgedehnter Film, siehe Inset in Abbildung 5.4a) und $\sim 0,6$ T (Drahtarray, siehe Abbildung 5.4). Diese Werte sind konsistent mit den für Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) und der entsprechenden Struktur erwarteten Werten [127]. Der Unterschied in der Größe der beobachteten Phasenkohärenzlänge zwischen Referenz [1] und der vorliegenden Arbeit kann daher mit einem Unterschied im verwendeten Material begründet werden.

5.2 Schwache Lokalisierung und Elektron-Elektron-Wechselwirkung

Im vorherigen Kapitel konnte durch die Messung universeller Leitwertfluktuationen gezeigt werden, dass die Phasenkohärenzlänge in Permalloy für einen Ferromagneten ungewöhnlich groß ist ($L_\phi \approx 250$ nm bei 25 mK). Aufgrund der großen Phasenkohärenzlänge wäre daher ein signifikanter Beitrag durch schwache Lokalisierung in Permalloy zumindest bei tiefen Temperaturen zu erwarten. Um nach dem Auftreten einer schwachen Lokalisierung in Permalloy zu suchen, wurden eine ausgedehnte Permalloy-Schicht ($w, l = 4$ μm und $t = 15$ nm) sowie ein Array bestehend aus 6 parallelen Drähten ($l = 4$ μm , $w = 20$ nm und $t = 15$ nm) strukturiert und deren Leitwert in Abhängigkeit der Temperatur sowie eines externen Magnetfeldes gemessen. In diesen beiden Strukturen werden universelle Leitwertfluktuationen durch Ensemblemittelung unterdrückt, eine mögliche schwache Lokalisierung bleibt dagegen bestehen. Aufgrund der Phasenkohärenzlänge von 250 nm bei 25 mK kann der ausgedehnte Film als quasi-2D betrachtet werden und das Linienarray als quasi-1D. Typischerweise äußert sich eine schwache Lokalisierung durch das Auftreten eines positiven Magnetoleitwerts. In Permalloy tritt bereits aufgrund des AMRs ein positiver Magnetoleitwert auf. Dieser ist im Gegensatz zur schwachen Lokalisierung zumindest unterhalb von 1 K temperaturunabhängig. Ein weiterer bei tiefen Temperaturen auftretender Effekt ist die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Diese führt zu einem mit abnehmender Temperatur abnehmenden Leitwert, jedoch im Gegensatz zur schwachen Lokalisierung annähernd unabhängig vom externen Magnetfeld. Daher können die drei Effekte (AMR, WL und EEI) voneinander getrennt werden, indem man die Temperaturabhängigkeit des Leitwerts der Probe bei verschiedenen Magnetfeldern miteinander vergleicht. Im Falle einer schwachen Lokalisierung würde der Leitwert bei $B = 0$ stärker mit abnehmender Temperatur abnehmen als bei einem angelegten Magnetfeld.

In den Insets von Abbildung 5.4 ist die Magnetoleitfähigkeit des Permalloy-Films und des Permalloy-Drahtarrays bei einer Temperatur von 500 mK zu sehen. In beiden Fällen steht das Magnetfeld senkrecht zur Ebene. Der AMR ist bei beiden Proben deutlich sichtbar und sättigt bei 1 T (Film) bzw. 0,6 T (Linienarray). Diese Werte stimmen mit den für Permalloy und der jeweiligen Geometrie erwarteten Werten gut überein. In dem Permalloy-Film tritt zudem bei Feldern > 1 T eine positive, temperaturunabhängige Magnetoleitfähigkeit auf. Diese positive Magnetoleitfähigkeit ist nicht in dem Drahtarray sichtbar, obwohl beide Proben gleichzeitig strukturiert wurden und sich in unmittelbarem Abstand (ca. 0,5 mm) auf dem selben Probenstück befanden. Eine unterschiedliche Materialzusammensetzung kann somit als Ursache für die unterschiedliche Magnetoleitfähigkeit ausgeschlossen werden. Da momentan nur über mögliche Erklärungen für

**Abbildung 5.4**

a) Leitfähigkeitsänderung $\Delta\sigma$ multipliziert mit der Schichtdicke t des ausgedehnten Permalloy-Films bei $B = 0$ T (rote Kreise) und $B = 6$ T (schwarze Quadrate), logarithmisch gegenüber der Temperatur aufgetragen. Das Inset zeigt die Magnetoleitfähigkeit des Films bei 500 mK. Die Linie gibt eine Steigung von $a = 0,65$. b) Leitfähigkeitsänderung $\Delta\sigma$ des Permalloy-Linienarrays bei $B = 0$ T (rote Kreise) und $B = 6$ T (schwarze Quadrate), aufgetragen gegenüber $1/\sqrt{T}$. Das Inset zeigt die Magnetoleitfähigkeit des Arrays bei 500 mK. Die Linie gibt eine Steigung von $a = -2,8 \cdot 10^8 \text{ (e}^2/\text{h)} \cdot (\text{K}^{1/2}/\text{m})$.

das Auftreten einer positiven, temperaturunabhängigen Magnetoleitfähigkeit in Permalloy-Filmen spekuliert werden kann, sind zur Klärung dieses Verhaltens weiterführende Messungen nötig.

Die Leitfähigkeitsänderung des Permalloy-Films ist in Abbildung 5.4a für $B = 0$ T (rote Kreise) und $B = 6$ T (schwarze Quadrate) gegenüber der logarithmischen Temperatur aufgetragen. Bei beiden Magnetfeldern zeigt sich eine logarithmische Temperaturabhängigkeit, jedoch mit einer Steigung unabhängig von der Stärke des externen Magnetfeldes. Schwache Lokalisierung kann daher als Ursache für die mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit ausgeschlossen werden. Vermutlich ist auch hier, wie in vielen anderen Ferromagneten, eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung für die mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit verantwortlich. In einem quasi-2D Film ($w, l > L_T > t$) führt die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zu einer magnetfeldunabhängigen Leitfähigkeitsänderung gemäß [39] (siehe Kapitel 2.2.6):

$$\Delta\sigma t = \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0} \text{ in 2D (2.19),}$$

mit einem Screening-Faktor F^{2D} . Die thermische Diffusionslänge $L_T = \sqrt{\hbar D/k_B T}$ beträgt in Permalloy bei 1 K ca. 60 nm. Der Permalloy-Film ist somit im gesamten Temperaturbereich als quasi-2D zu betrachten. Wie in Abbildung

5.4a zu sehen ist, zeigt die Leitfähigkeitsänderung die für 2D-EEI erwartete logarithmische Temperaturabhängigkeit. Die Steigung beträgt $a = 0,65$. Es ergibt sich somit für den Screening-Faktor $F^{2D} = 2,0$. Dieser Wert ist in äußerst guter Übereinstimmung mit den in anderen Ferromagneten beobachteten Screening-Faktoren. So ist in Co $F^{2D} = 2,0 \dots 2,6$ [55, 56], in Co/Pt-Multilagen $F^{2D} = 2,5$ [58] (siehe auch Kapitel 6.2) und in (Ga,Mn)As $F^{2D} = 1,8 \dots 2,6$ (siehe Kapitel 4.6).

In Abbildung 5.4b ist für $B = 0$ (rote Kreise) und $B = 6$ T (schwarze Quadrate) die Leitfähigkeitsänderung des Permalloy-Drahtarrays gegenüber $1/\sqrt{T}$ aufgetragen. Auch für das Drahtarray ist die Leitfähigkeitsänderung unabhängig vom äußeren Magnetfeld. Eine schwache Lokalisierung kann somit auch hier nicht beobachtet werden. Erhöhte Elektron-Elektron-Streuung führt in einem quasi-1D Leiter ($w, t < L_T < l$) zu einer magnetfeldunabhängigen Leitfähigkeitsänderung gemäß [39] (siehe Kapitel 2.2.6):

$$\Delta\sigma wt = -2F^{1D} \frac{e^2}{h} L_T \text{ in 1D (2.20),}$$

mit einem Screening-Faktor F^{1D} . Auch in dem quasi-1D Permalloy-Drahtarray konnte die für eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartete Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit beobachtet werden (siehe Abbildung 5.4b). Die Steigung beträgt hier $a = -2,8 \cdot 10^8$ (e^2/h) \cdot (K^{1/2}/m). Daraus ergibt sich ein Screening-Faktor $F^{1D} = 0,77$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Werten der Screening-Faktoren in anderen Ferromagneten (in Ni ist $F^{1D} = 0,83$ [54] und in (Ga,Mn)As ist $F^{1D} = 0,74 \dots 0,88$). Somit ist auch in Permalloy die mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückzuführen.

Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde der phasenkohärente Transport in Permalloy Nanostrukturen untersucht. So zeigte die Messung universeller Leitwertfluktuationen, dass die Phasenkohärenzlänge in Permalloy mit 250 nm bei 25 mK für einen Ferromagneten außergewöhnlich groß ist. Darüber hinaus weist die Phasenkohärenzlänge eine $T^{-1/2}$ Temperaturabhängigkeit auf. Diese ist deutlich stärker als die für 1D-Nyquist-Streuung erwartete Temperaturabhängigkeit von $L_\phi \propto T^{-1/3}$. Eine ähnliche Beobachtung wurde bereits von S. Lee *et al.* an quasi-2D Permalloy gemacht [49]. Da in ferromagnetischen (Ga,Mn)As-Drähten auch eine Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge von $L_\phi \propto T^{-1/2}$ beobachtet worden ist [11, 51], scheint zum Verständnis der phasenkohärenzzerstörenden Prozesse in einem Ferromagneten ein neuer theoretischer Ansatz notwendig zu sein.

Die Messungen zur schwachen Lokalisierung in Permalloy haben gezeigt, dass ein Beitrag durch schwache Lokalisierung stark unterdrückt oder sogar komplett

abwesend ist. So zeigte sich bei den hier untersuchten Proben wie bereits in anderen Ferromagneten lediglich ein Beitrag durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Die gute Übereinstimmung der hier beobachteten Screening-Faktoren mit den Screening-Faktoren anderer Ferromagnete zeigt noch einmal den universellen Charakter der Leitfähigkeitskorrektur durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung. Das Fehlen einer schwachen Lokalisierung in den hier untersuchten Permalloy-Strukturen ist nach einer Theorie von V. K. Dugaev *et al.* überraschend [4]. So würde nach der Theorie von V. K. Dugaev *et al.* bei der hier beobachteten Phasenkohärenzlänge von 250 nm bei 25 mK die schwache Lokalisierung ähnlich stark wie die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung die Leitfähigkeit beeinflussen. Dies ist hier nicht der Fall. Somit ist die Vermutung naheliegend, dass die interne Magnetisierung für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung verantwortlich ist.

6 Transportuntersuchungen an Co/Pt-Multilagen

Bei den bisher vorgestellten Untersuchungen zur schwachen Lokalisierung wurden mit (Ga,Mn)As und Permalloy zwei Materialien verwendet, deren leichte magnetische Achse in der Ebene liegt. Daher ist bei diesen beiden Materialien selbst ohne externes Magnetfeld ein internes magnetisches Feld $B_{int} = \mu_0 M$ vorhanden. Die Größe dieses Magnetfeldes beträgt in (Ga,Mn)As lediglich ca. 40 mT, in Permalloy dagegen ca. 1 T. Es ist daher vorstellbar, dass das interne Magnetfeld in Permalloy zur Unterdrückung der schwachen Lokalisierung führt, während in (Ga,Mn)As aufgrund der relativ schwachen Magnetisierung eine schwache Lokalisierung beobachtet werden kann. So wurde bereits in einer theoretischen Arbeit zur schwachen Lokalisierung in Ferromagneten vorgeschlagen [4], dass sich ferromagnetische Filme mit einer senkrechten leichten magnetischen Achse besonders für die Untersuchung im Hinblick auf eine schwache Lokalisierung eignen könnten. Die Besonderheit eines ferromagnetischen Films mit einer senkrechten leichten Achse liegt im entmagnetisierenden Feld. Dieses kompensiert stets das interne Feld, so dass lediglich ein extern angelegtes Magnetfeld einen Fluss durch den Leiter verursacht. Die ersten Messungen zur schwachen Lokalisierung in einem Material mit senkrechter leichter Achse wurden von M. Brands *et al.* an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt [58]. Das verwendete Material war eine Co/Pt-Multilagenschicht. Die Analyse der Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit zeigte, dass eine schwache Lokalisierung in diesem Materialsystem nicht festzustellen ist. Jedoch wurden die Messungen lediglich bis zu einer Temperatur von 1,5 K durchgeführt. Daher wurden in Zusammenarbeit mit C. Hassel von der Universität Duisburg-Essen Co/Pt-Multilagenschichten an dem hier zur Verfügung stehenden Mischkryostatsystem bis hinab zu 24 mK im Hinblick auf das Auftreten einer schwachen Lokalisierung untersucht.

6.1 Herstellung und Eigenschaften der Co/Pt-Multilagen-Drähte

Die Herstellung der gemessenen Drähte aus Co/Pt-Multilagen wurde von C. Hassel an der Universität Duisburg-Essen mittels Elektronenstrahlolithographie

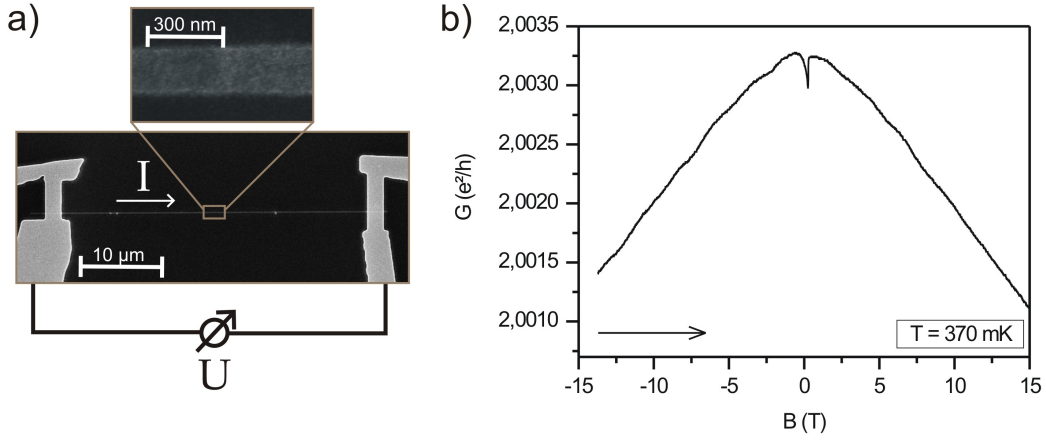
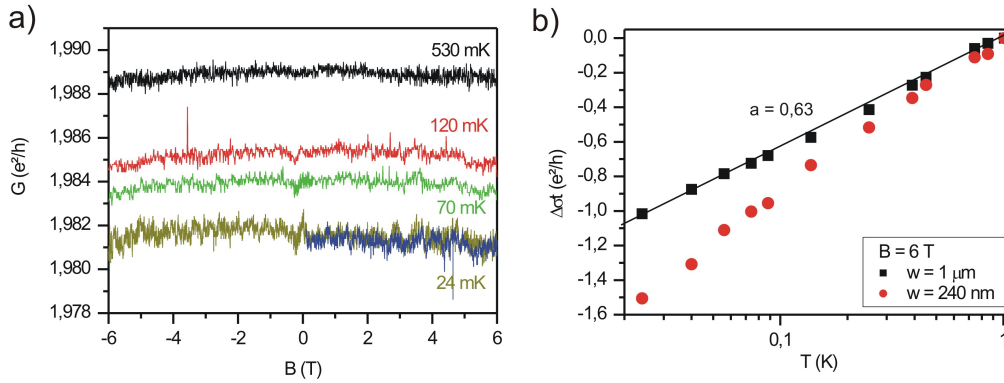


Abbildung 6.1

a) Elektronenmikroskopische Aufnahme des 240 nm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes. Die Länge des Drahtes beträgt 40 μm . b) Magnetoleitwert des 240 nm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes in einem senkrecht angelegten Magnetfeld. Die Sweeprichtung ist angegeben.

und Aufdampfen von Co und Pt durchgeführt. Als Substrat wurde schwach Te-dotiertes GaAs verwendet. Das Aufdampfen geschah in einer UHV-Anlage durch abwechselndes Elektronenstrahlverdampfen von Co und Pt aus jeweils unterschiedlichen Quellen. Zuerst wurde eine 2 nm dicke Pt-Schicht aufgedampft, anschließend sieben Doppellagen aus 0,25 nm Co und 0,95 nm Pt, sowie eine 1 nm dicke Pt-Deckschicht. Die gesamte Schichtdicke beträgt somit 11 nm. Die Kontaktierung der Drähte erfolgte mit Au. In Abbildung 6.1a ist ein fertig strukturierter Co/Pt-Multilagen-Draht mit einer Länge von 40 μm und einer Breite von 240 nm zu sehen. Des Weiteren wurde noch ein 1 μm breiter und 40 μm langer Draht strukturiert und gemessen.

Die so hergestellten Co/Pt-Multilagen-Drähte haben eine stark ausgeprägte leichte magnetische Achse senkrecht zur Schichtebene. So zeigen MOKE-Messungen, dass die Remanenz senkrecht zur Schicht annähernd 100 % beträgt [58]. In Abbildung 6.1b ist der Magnetoleitwert des 240 nm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes in einem senkrechten Magnetfeld zu sehen. Es zeigt sich eine äußerst geringe Abhängigkeit des Leitwerts von der Stärke des externen Feldes. Die relative Leitwertänderung von 0 T nach 15 T beträgt lediglich 0,1 %. Zum Vergleich: In Permalloy oder (Ga,Mn)As ist die Größe des AMRs bereits ca. 1 % bzw. 3 %. Der Leitwertsprung bei $B = +250$ mT ist durch das Schalten der Magnetisierung um 180° bedingt. Dieser Wert für das Koerzitivfeld konnte durch SQUID-Messungen bestätigt werden [58]. Die Ursache des, selbst bei 15 T nicht sättigenden, negativen Magnetoleitwerts ist bisher nicht geklärt.

**Abbildung 6.2**

a) Magnetoleitwert des 240 nm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes in einem senkrecht angelegten Magnetfeld. Die Reproduzierbarkeit der Leitwertfluktuationen wird an der 24 mK Kurve demonstriert. b) Leitfähigkeitsänderung des 240 nm breiten und des 1 μm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes gegenüber der logarithmischen Temperatur aufgetragen. Die Linie dient der Führung des Auges und hat eine Steigung von $a = 0,63$.

6.2 Schwache Lokalisierung und Elektron-Elektron-Wechselwirkung

Um nach einer schwachen Lokalisierung in den beiden Co/Pt-Multilagen-Drähten zu suchen, wurde der Magnetoleitwert der beiden Proben bei verschiedenen Temperaturen zwischen 24 mK und 530 mK aufgenommen. Ein Einfluss der schwachen Lokalisierung würde einen, sich mit der Temperatur ändernden Magnetoleitwert verursachen. Der Magnetoleitwert des 240 nm breiten Co/Pt-Multilagen-Drahtes ist für verschiedene Temperaturen in Abbildung 6.2a zu sehen. Das deutlich höhere Rauschen in Abbildung 6.2a gegenüber Abbildung 6.1b liegt an dem geringeren Messstrom. Um eine Erhöhung der effektiven Elektronentemperatur zu vermeiden, wurde der Strom in Abbildung 6.2a auf 900 pA begrenzt. Bei der Aufnahme des Magnetoleitwerts in Abbildung 6.1b stand eine möglichst hohe Auflösung im Vordergrund. Der Strom betrug hier 1 μA . Der unterschiedlich hohe Strom ist auch die Ursache für die leicht höhere Leitfähigkeit in Abbildung 6.1b gegenüber 6.2a. Die Form des Magnetoleitwerts in Abbildung 6.2a zeigt keinerlei Temperaturabhängigkeit, es nimmt lediglich der Absolutwert mit abnehmender Temperatur ab. Daher kann davon ausgegangen werden, dass eine schwache Lokalisierung in dem Co/Pt-Multilagen-Draht auch bei 24 mK nicht auftritt oder stark unterdrückt ist. Im Magnetoleitwert des 240 nm breiten Drahtes zeigen sich ferner Fluktuationen, die mit abnehmender Temperatur zunehmen. Eine gewisse Reproduzierbarkeit der Fluktuationen ist hier im Gegensatz zu den Py-Drähten

gegeben (exemplarisch bei 24 mK gezeigt). Aus diesen Fluktuationen kann nun eine Abschätzung der Phasenkohärenzlänge durchgeführt werden. Bei 24 mK ist $\Delta G_{rms} \approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ e}^2/\text{h}$. Nach Gleichung 2.14 $\Delta G = C \frac{e^2}{h} \left(\frac{L_\phi}{l} \right)^{3/2}$ ergibt sich mit $C = 1$ eine Phasenkohärenzlänge von 190 nm. Diese Abschätzung ist als sehr grob anzusehen, da ein 40 μm langer Draht nicht besonders gut zur Messung universeller Leitwertfluktuationen geeignet ist und daher die Leitwertfluktuationen stark vom Rauschen überlagert sind. Ferner ist die Dimensionalität des Drahtes im Bezug auf die Phasenkohärenzlänge nicht bekannt. Der Draht befindet sich vermutlich im Übergangsbereich von 1D nach 2D. Die Gültigkeit von Gleichung 2.14 ist somit für den hier gemessenen Draht nicht gesichert. Das Verhalten des 1 μm breiten Drahtes ist ähnlich dem Verhalten des 240 nm breiten Drahtes. Es ändert sich auch im 1 μm breiten Draht die Form des Magnetoleitwerts nicht mit der Temperatur, lediglich der Absolutwert nimmt mit abnehmender Temperatur ab. Leitwertfluktuationen waren in dem 1 μm breiten Draht nicht aufzulösen.

In Abbildung 6.2b ist die Leitfähigkeitsänderung $\Delta\sigma t$ beider Drähte gegenüber der logarithmischen Temperatur aufgetragen. Das angelegte Magnetfeld war jeweils 6 T. Für beide Drähte ist eine mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit zu beobachten, wobei die Leitfähigkeitsänderung bei dem 240 nm breiten Draht größer ist. Die Unabhängigkeit der Leitfähigkeitsänderung vom externen Magnetfeld ist am Magnetoleitwert in Abbildung 6.2a zu sehen. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass auch hier eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung für den mit abnehmender Temperatur abnehmenden Leitwert verantwortlich ist. Die thermische Diffusionslänge kann bei 1 K zu 160 nm abgeschätzt werden [58]. Die unterschiedlich starke Leitfähigkeitsänderung kann somit auf die unterschiedliche Dimensionalität der beiden Proben zurückgeführt werden. Die 240 nm breite Probe befindet sich im Übergangsbereich zwischen 1D und 2D, die 1 μm breite Probe kann dagegen als annähernd 2D betrachtet werden. Aus der Leitfähigkeitsänderung des 1 μm breiten Drahtes ergibt sich nach Gleichung 2.19 $\Delta\sigma t = \frac{F^{2D}}{\pi} \frac{e^2}{h} \log_{10} \frac{T}{T_0}$ ein Screening-Faktor von $F^{2D} = 2,0$. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Screening-Faktor in Co/Pt-Multilagen bei $T > 1,5 \text{ K}$ ($F^{2D} = 2,4$ [58]), sowie mit den Screening-Faktoren anderer Ferromagnete. So ist in Co $F^{2D} = 2,0 \dots 2,6$ [55, 56], in (Ga,Mn)As $F^{2D} = 1,8 \dots 2,6$ (siehe Kapitel 4.6) und in Py $F^{2D} = 2,0$ (siehe Kapitel 5.2).

Zusammenfassung des Kapitels

Die Messungen an Drähten aus Co/Pt-Multilagen haben gezeigt, dass auch in diesem Material mit einer ausgeprägten senkrechten Anisotropie bis hinab zu 24 mK keine schwache Lokalisierung zu beobachten ist. Lediglich eine mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit ist auszumachen. Aufgrund der Unabhängigkeit von einem externen Magnetfeld sowie der logarithmischen Tem-

peraturabhängigkeit kann diese Leitfähigkeitsabnahme, wie bereits schon in diversen anderen Ferromagneten, auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt werden. Im Magnetoleitwert des 240 nm breiten Drahtes sind zudem reproduzierbare Leitwertfluktuationen beobachtbar. Aus diesen lässt sich bei 24 mK die Phasenkohärenzlänge grob zu ~ 200 nm abschätzen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde das Auftreten einer schwachen Lokalisierung und anderer Interferenzeffekte in verschiedenen Ferromagneten untersucht. Die schwache Lokalisierung beruht auf der Interferenz von Elektronenwellen auf zeitumgekehrten Pfaden, den Cooperonen. Da ein magnetisches Feld die Zeitumkehrsymmetrie bricht und so zu einer Unterdrückung der schwachen Lokalisierung führt, stellt sich die Frage, ob in einem Ferromagneten schwache Lokalisierung beobachtet werden kann und von welchen Materialparametern das Auftreten einer schwachen Lokalisierung abhängig ist. Als ferromagnetische Materialien wurden hier der verdünntmagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As, Permalloy und Co/Pt-Multilagenn verwendet und untersucht.

Der verdünntmagnetische Halbleiter (Ga,Mn)As wurde zur Untersuchung der schwachen Lokalisierung ausgewählt, da dieser eine geringe Sättigungsmagnetisierung mit einer relativ großen Phasenkohärenzlänge vereint. Darüber hinaus ist (Ga,Mn)As ein Modellsystem für zukünftige Anwendungen auf dem Gebiet der Spintronik. Eine Untersuchung von (Ga,Mn)As liefert so nicht nur Erkenntnis über das Auftreten einer schwachen Lokalisierung in einem Ferromagneten, sondern auch über die Eigenschaften dieses relativ neuen Materialsystems. Die Messungen des Magnetoleitwerts von Drahtarrays aus (Ga,Mn)As ergaben, dass unterhalb von 65 mK eine schwache Lokalisierung auftritt. Zudem zeigte sich, dass die schwache Lokalisierung durch eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung beeinflusst wird (schwache Antilokalisierung). So weist der resultierende Magnetoleitwert zwei Minima bei $B = \pm 400$ mT und ein lokales Maximum bei $B = 0$ auf. Diese Leitwertkorrektur konnte mit der Standardtheorie der schwachen Antilokalisierung in quasi-eindimensionalen Systemen im Bereich kleiner Magnetfelder gut beschrieben werden. Die daraus erhaltenen Werte für die Phasenkohärenzlänge ($L_\phi \approx 160$ nm bei 20 mK) waren in guter Übereinstimmung mit jenen Werten, ermittelt durch Messung universeller Leitwertfluktuationen und periodischer Aharonov-Bohm Oszillationen. Bei höheren Magnetfeldern ($|B| > 400$ mT) war ein relativ rascher Einbruch der schwachen Lokalisierung festzustellen, so dass ab ca. 750 mT keine schwache Lokalisierung mehr zu beobachten war. In quasi-zweidimensionalen (Ga,Mn)As-Hallbars war eine qualitativ ähnliche Leitwertkorrektur wie in den Drahtarrays unterhalb von 65 mK auszumachen. Jedoch war die Größe dieser Leitwertkorrektur um mehr als einen Faktor 10 geringer, als bei einer Phasenkohärenzlänge von 160 nm zu erwarten wäre. Die Ursache dieser Un-

terdrückung der schwachen Lokalisierung in 2D ist weder geklärt noch theoretisch beschrieben. Um die Existenz eines Beitrags durch Cooperonen in (Ga,Mn)As zu bestätigen, wurde nach periodischen Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen gesucht. Dazu wurde der Magnetoleitwert von zwei Wabenarrays aufgenommen. Der Durchmesser der einzelnen Waben betrug 90 nm bzw. 115 nm, die Linienbreite war 12 nm. Bei einer Temperatur von 1 K zeigte der Magnetoleitwert das für ferromagnetisches (Ga,Mn)As typische Verhalten. Bei 20 mK dagegen waren im Magnetoleitwert Fluktuationen mit einer von der Wabengröße abhängigen Periode von 400 mT bzw. 300 mT sichtbar. Diese Periode ist in Übereinstimmung mit der für Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen theoretisch erwarteten Periode. Die Messungen an den Wabenarrays bestätigen somit die Existenz eines Cooperon-Beitrags in (Ga,Mn)As. Zudem konnte auch bei den Altshuler-Aronov-Spivak Oszillationen aufgrund der Phasenlage der Oszillationen eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung festgestellt werden.

Die detaillierte Untersuchung der Leitfähigkeit von verschieden-dimensionalen (Ga,Mn)As-Proben unterhalb von 1 K erlaubte es, die mit abnehmender Temperatur abnehmende Leitfähigkeit auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückzuführen. So zeigte die Leitfähigkeitsabnahme bei tiefen Temperaturen die für erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung erwartete Temperaturabhängigkeit: $\Delta\sigma \propto -1/\sqrt{T}$ in 1D, $\Delta\sigma \propto \ln(T/T_0)$ in 2D und $\Delta\sigma \propto \sqrt{T}$ in 3D. Die Größe der beobachteten Leitfähigkeitskorrektur war vergleichbar mit der Leitfähigkeitskorrektur in anderen Ferromagneten, wie Co, Ni und Fe. Dies ist in Übereinstimmung mit den theoretischen Erwartungen, da die Leitfähigkeitskorrektur aufgrund von erhöhter Elektron-Elektron-Wechselwirkung ein universeller Effekt, und somit unabhängig von der absoluten Leitfähigkeit ist.

Die Leitfähigkeitskorrektur durch erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung hängt von der Diffusionskonstante D ab. Eine Messung der Leitfähigkeitskorrektur liefert daher die Möglichkeit zur experimentellen Bestimmung von D . Die Diffusionskonstante ist einer der fundamentalen Parameter zur Beschreibung des elektrischen Transports in einem Metall und beinhaltet Informationen über die Bandstruktur an der Fermi-Energie. In (Ga,Mn)As ist es immer noch eine offene Frage, ob die Fermi-Energie innerhalb des Valenzbandes oder in einem Störstellenband liegt. In dieser Arbeit wurde durch Messung der Größe der Leitfähigkeitskorrektur in 1D und 3D, sowie durch Messung des dimensional Übergangs von 1D nach 2D die Diffusionskonstante der verwendeten (Ga,Mn)As-Schichten experimentell ermittelt und daraus unter Verwendung der Einstein-Relation die effektive Zustandsdichte an der Fermi-Energie berechnet. Die so erhaltenen Werte für die effektive Zustandsdichte an der Fermi-Energie von (Ga,Mn)As waren in sehr guter Übereinstimmung mit den numerischen Berechnungen von M. Turek *et al.* [123]. M. Turek *et al.* verwendeten bei ihren Berechnungen zwei tight-binding Modelle (von Masek [124] und von Tang und Flatte [125]), wobei bei beiden Modellen die Fermi-Energie innerhalb des Valenzbandes liegt und die effektive

Lochmasse $< 1m_e$ ist. Die gute Übereinstimmung der experimentell ermittelten Werte mit den numerischen Berechnungen zeigt, dass der elektrische Transport in (Ga,Mn)As gut unter der Annahme beschrieben werden kann, dass die Fermi-Energie innerhalb des Valenzbandes liegt.

Um zu klären, ob eine schwache Lokalisierung in einem Ferromagneten mit einer starken Sättigungsmagnetisierung zu beobachten ist, wurden Nanostrukturen aus Permalloy untersucht. Permalloy ist für diese Untersuchung ein aussichtsreicher Kandidat, da Permalloy eine für Ferromagnete ungewöhnlich hohe Phasenkohärenzlänge aufweist [1]. Um genaue Information über die Größe sowie über die Temperaturabhängigkeit der Phasenkohärenzlänge zu erhalten, wurden universelle Leitwertfluktuationen in einzelnen Permalloy-Drähten gemessen. Die Analyse von magnetfeldabhängigen und biasspannungsabhängigen Leitwertfluktuationen zeigte, dass die Phasenkohärenzlänge in Permalloy ~ 250 nm bei 25 mK beträgt. Zudem weist die Phasenkohärenzlänge in Permalloy eine $T^{-0,5}$ -Abhängigkeit auf. Dies ist deutlich stärker als für 1D Nyquist-Streuung erwartet. Die mikroskopische Ursache für phasenkohärenzzerstörende Streuung in Permalloy ist daher unklar. Um nach einem Beitrag durch schwache Lokalisierung in Permalloy zu suchen, wurde die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit in einem Drahtarray und einem ausgedehnten Film gemessen (zwischen 1 K und 20 mK). In beiden Proben zeigte sich, dass die Leitfähigkeit mit abnehmender Temperatur abnimmt, wobei die Leitfähigkeitsabnahme unabhängig vom externen Magnetfeld ist. Eine schwache Lokalisierung konnte deshalb als Ursache für die Leitfähigkeitsabnahme ausgeschlossen werden. Aufgrund der passenden Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeitsabnahme konnte diese auf eine erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung zurückgeführt werden. Da bei einer Phasenkohärenzlänge von 250 nm die schwache Lokalisierung ähnlich stark wie die erhöhte Elektron-Elektron-Wechselwirkung die Leitfähigkeit beeinflussen sollte, kann davon ausgegangen werden, dass in Permalloy der Cooperon-Beitrag stark unterdrückt oder sogar abwesend ist.

Eine weitere Ursache für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung in konventionellen Ferromagneten könnte das interne Magnetfeld sein. Die spontane Magnetisierung führt bereits zu einem Magnetfeld innerhalb des Ferromagneten. In einem ferromagnetischen Film mit senkrechter leichter Achse wird das interne Magnetfeld durch das entmagnetisierende Feld kompensiert, so dass lediglich ein äußeres Magnetfeld einen Fluss durch den Leiter verursacht. Die erste Untersuchung zur schwachen Lokalisierung in einem Ferromagneten mit senkrechter leichter Achse wurde von M. Brands *et al.* an der Universität Duisburg-Essen durchgeführt [58]. Die untersuchten Co/Pt-Multilagen zeigten bis zu einer Temperatur von 1,5 K keine schwache Lokalisierung. Um in diesem System bei tieferen Temperaturen nach dem Auftreten einer schwachen Lokalisierung zu suchen, wurden in Zusammenarbeit mit C. Hassel von der Universität Duisburg-Essen Drähte aus Co/Pt-Multilagen in dem hier zur Verfügung stehenden Mischkryostaten un-

tersucht. Es zeigte sich, dass auch bei deutlich tieferen Temperaturen bis hinab zu 24 mK in Co/Pt-Multilagen keine schwache Lokalisierung beobachtet werden kann. Ferner konnten in einem Draht reproduzierbare Leitwertfluktuationen beobachtet werden. Aus diesen Fluktuationen konnte die Phasenkohärenzlänge in Co/Pt-Multilagen grob zu 200 nm bei 24 mK abgeschätzt werden.

Das Auftreten einer schwachen Lokalisierung in verschiedenen Ferromagneten wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. Es zeigte sich, dass in dem verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As eine schwache Lokalisierung beobachtet werden kann, während in den bisher untersuchten konventionellen Ferromagneten eine schwache Lokalisierung nicht auftritt. Da die Größe der Phasenkohärenzlänge oder das interne Magnetfeld nicht für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung verantwortlich sind, stellt sich die Frage, warum lediglich in (Ga,Mn)As eine schwache Lokalisierung zu beobachten ist. Eine nahe liegende Vermutung ist, dass die Magnetisierung an sich für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung verantwortlich ist. So ist die Magnetisierung von (Ga,Mn)As deutlich geringer als in konventionellen Ferromagneten. Jedoch wurde die Magnetisierung als Ursache für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung in einer theoretischen Arbeit ausgeschlossen [4]. Um experimentell den Zusammenhang zwischen der Magnetisierung und dem Auftreten einer schwachen Lokalisierung systematisch zu untersuchen, würden sich verdünnt magnetische Metalllegierungen wie $\text{Fe}_x\text{Pt}_{1-x}$ anbieten. In $\text{Fe}_x\text{Pt}_{1-x}$ kann die Magnetisierung durch Variation der Fe-Konzentration in einem großen Bereich verändert werden. Ein weiterer Unterschied zwischen (Ga,Mn)As und den bisher untersuchten ferromagnetischen Metallen ist die kristalline Struktur. So ist (Ga,Mn)As ein Einkristall, während es sich bei den bisher untersuchten ferromagnetischen Metallen um polykristalline Schichten handelt. Es wäre daher denkbar, dass die inhomogene Struktur an den Korngrenzen für das Ausbleiben einer schwachen Lokalisierung verantwortlich ist. Die Untersuchung von z.B. epitaktischen Eisenfilmen könnte darüber Klarheit bringen. In jedem Fall sind zum genauen Verständnis der schwachen Lokalisierung in Ferromagneten weitere theoretische wie auch experimentelle Untersuchungen notwendig.

A Rezeptliste

Die folgende Prozessschritte und Parameter wurden zur Herstellung der verwendeten Nanostrukturen benutzt:

- Proben aus Ausgangsmaterial brechen:
 - Zum Schutz vor Staub belacken, z.B. mit ARP 374-0 (siehe unten).
 - Ausgangsprobe mit Diamantritzer anritzen, und in (5×5) mm² 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.

Optische Lithographie

- Belacken (Photolack):
 - Probe mit Propanol abspülen, auf Drehteller legen, ansaugen und mit Stickstoff trockenblasen.
 - Photolack ARP 374-0 auf Probe träufeln, bis Oberfläche vollständig bedeckt ist.
 - Lack 5 s bei 3000 U/min und 30 s bei 6000 U/min aufschleudern.
 - Hotplate 90° C für 5 min.
- Belichten:
 - Chrommaske „Multihallbar“ in Mask-Aligner MJB 3 von Karl Süss einbauen.
 - 25 s bei 300 W belichten.

- Entwickeln:
 - 35 s in $\text{H}_2\text{O} : \text{NaOH}$ (AR 300-26) = 3 : 1 unter ständiger Bewegung.
 - 35 s in Reinstwasser stoppen.
 - Mit Stickstoff trockenblasen.

Ätzen

- Reaktives Ionenätzen:
 - 1 min bei 50 mTorr, 75 W und 20 sccm in Oxford Plasmalab 80+ mit SiCl_4 als Prozessgas ätzen. Dies entspricht ca. 100 nm in GaAs.
- Chemisch unterstütztes Ionenstrahlätzen:
 - 20 s bei 10 % Ar und 9 % Cl mit Rezept Nr. 8 in CAIBE. Dies entspricht ca. 50 nm in GaAs.

Kontaktpads aufbringen

- Optische oder Elektronenstrahlolithographie (siehe unten).
- Aufdampfen Kontaktpads:
 - Ionenstrahlätzen unmittelbar vor dem Aufdampfen, ca. 1 min bei 2 kV und 20 mA.
 - Aufdampfanlage Univex 450 Leybold, Basisdruck $5 \cdot 10^{-6}$ bar.
 - 120 nm Gold bei 2 Å/s aufdampfen.
- Lift-Off:
 - Probe in Aceton legen.
 - Abspülen des überschüssigen Metalls.
 - Evtl. mit Ultraschall unterstützen.

Elektronenstrahlolithographie, Positivprozess für Kontaktpads

- Belackten mit PMMA:
 - Probe auf Drehteller der Lackschleuder legen, mit Stickstoff abblasen.
 - 3 Tropfen PMMA 200 ku 7 % während Stufe 1: 5 s 3000 U/min aufschleudern, zwischen Stufe 1 und 2 mit Beschleunigung 8 weitere 2-3 Tropfen zugeben, dann 30 s 8000 U/min.

- Hotplate 7 min, 150° C.
- Belichten:
 - Genaues Korrigieren des Astigmatismus bei richtigem Arbeitsabstand.
 - Positionierung der Probe und Einstellung der Fokusebene.
 - Belichten der Strukturen mit Blendengröße 60 μm , 25 kV Beschleunigungsspannung, 12 mm Arbeitsabstand und einer Flächendosis von 400 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.
- Entwickeln PMMA:
 - 60 s Propanol.
 - Mit Stickstoff trockenblasen.

Elektronenstrahlolithographie, Positivprozess für Nanostrukturen

- Belacken mit PMMA:
 - Probe auf Drehteller der Lackschleuder legen, mit Stickstoff abblasen.
 - 3 Tropfen PMMA 200 ku 3,5 % wie oben.
- Belichten:
 - Genaues Korrigieren des Astigmatismus bei richtigem Arbeitsabstand.
 - Positionierung der Probe und Einstellung der Fokusebene.
 - Belichten der Strukturen mit Blendengröße 30 μm , 30 kV Beschleunigungsspannung, 12 mm Arbeitsabstand und einer Liniendosis von 1200-2000 pC/cm.
- Entwickeln PMMA:
 - 60 s Propanol, evtl. mit kurzem Ultraschall.
 - Mit Stickstoff trockenblasen.

Elektronenstrahlolithographie, Negativprozess

- Belacken mit PMMA 50 ku 3 % (wie oben).
- Belichten:
 - Positionierung der Probe.

- Ätzfenster belichten mit Blendengröße 30 μm , 30 kV Beschleunigungsspannung, 12 mm Arbeitsabstand und einer Liniendosis von 40-60 nC/cm.
- Entwickeln PMMA:
 - 1 min in Propanol.
 - Mit Stickstoff trockenblasen.

Messvorbereitung

- Standardreinigung (ohne Ultraschall).
- Schutzbelacken mit ARP 374-0.
- Probe ritzen und teilen.
- Standardreinigung (ohne Ultraschall).
- In Chipcarrier einkleben.
- Bonden.

Literaturverzeichnis

- [1] S. KASAI, T. NIIYAMA, E. SAITOH und H. MIYAJIMA: *Aharonov-Bohm oscillation of resistance observed in a ferromagnetic Fe-Ni nanoring*. Appl. Phys. Lett., 81:316, 2002.
- [2] TATARA, GEN und BERNARD BARBARA: *Ferromagnetism's affect on the Aharonov-Bohm effect*. Phys. Rev. B, 64:172408, 2001.
- [3] LOSS, DANIEL, HERBERT SCHOELLER und PAUL M. GOLDBART: *Weak-localization effects and conductance fluctuations: Implications of inhomogeneous magnetic fields*. Phys. Rev. B, 48:15218, 1993.
- [4] DUGAEV, V. K., P. BRUNO und J. BARNAS: *Weak localization in ferromagnets with spin-orbit interaction*. Phys. Rev. B, 64:144423, 2001.
- [5] ASHCROFT, N.W. und N.D. MERMIN: *Solid State Physics*. Saunders College, 1976.
- [6] KARPLUS, R. und J. M. LUTTINGER: *Hall Effect in Ferromagnets*. Phys. Rev., 95:1154, 1954.
- [7] P. NOZIÈRES, C. LEWINER: *A simple theory of the anomalous Hall effect in semiconductors*. Journal de Physique, 34:901, 1973.
- [8] BERGER, L.: *Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets*. Phys. Rev. B, 2:4559, 1970.
- [9] DATTA, S.: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*. Cambridge University Press, 3 Auflage, 1995.
- [10] STÖCKER, H.: *Taschenbuch der Physik*. Verlag Harri Deutsch, 3. Auflage, 1998.
- [11] 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.

- [12] 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, 2002.
- [13] THOULESS, D. J.: *Electrons in disordered systems and the theory of localization*. Phys. Rep., 13:93, 1974.
- [14] THOULESS, D. J.: *Maximum metallic resistance in thin wires*. Phys. Rev. Lett, 36:1167, 1977.
- [15] 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, 1985.
- [16] AHARONOV, Y. und D. BOHM: *Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory*. Phys. Rev., 115:485, 1959.
- [17] WASHBURN, S., C. P. UMBACH, R. B. LAIBOWITZ und R. A. WEBB: *Temperature dependence of the normal-metal Aharonov-Bohm effect*. Phys. Rev. B, 32:4789, 1985.
- [18] PANNETIER, B., J. CHAUSSY, R. RAMMAL und P. GANDIT: *First observation of Altshuler-Aronov-Spivak effect in gold and copper*. Phys. Rev. B, 31:3209, 1985.
- [19] SCHWABL, FRANZ: *Quantenmechanik*. Springer Berlin, 2004.
- [20] STONE, A. DOUGLAS und Y. IMRY: *Periodicity of the Aharonov-Bohm effect in normal-metal rings*. Phys. Rev. Lett., 56:189, 1986.
- [21] WASHBURN, S. und R. WEBB: *Aharonov-Bohm effect in normal metal - Quantum coherent transport*. Advances in Physics, 35:375422, 1986.
- [22] UMBACH, C. P., C. VAN HAESSENDONCK, R. B. LAIBOWITZ, S. WASHBURN und R. A. WEBB: *Direct observation of ensemble averaging of the Aharonov-Bohm effect in normal-metal loops*. Phys. Rev. Lett., 56:386, 1986.
- [23] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV und B. Z. SPIVAK: *The Aharonov-Bohm effect in disordered conductors*. JETP Lett., 33:94, 1981.
- [24] SCHOPFER, FÉLICIEN, FRANÇOIS MALLET, DOMINIQUE MAILLY, CHRISTOPHE TEXIER, GILLES MONTAMBAUX, CHRISTOPHER BÄUERLE und LAURENT SAMINADAYAR: *Dimensional Crossover in Quantum Networks: From Macroscopic to Mesoscopic Physics*. Phys. Rev. Lett., 98:026807, 2007.

- [25] P. A. LEE, A. DOUGLAS STONE und H. FUKUYAMA: *Universal conductance fluctuations in metals: Effects of finite temperature, interactions, and magnetic field*. Phys. Rev. B, 35:1039, 1987.
- [26] S. WASHBURN, R. A. WEBB: *Quantum transport in small disordered samples from the diffusive to the ballistic regime*. Rep. Prog. Phys., 55:1311, 1992.
- [27] R. A. WEBB, S. WASHBURN, C. P. UMBACH: *Experimental study of nonlinear conductance in small metallic samples*. Phys. Rev. B, 37:8455, 1988.
- [28] B. L. ALTSHULER, D. E. KHMELNITSKII. JETP Lett., 42:359, 1985.
- [29] A. I. LARKIN, D. E. KHMELNITSKII. JETP, 64:1075, 1986.
- [30] LEE, P. A. und A. D. STONE: *Universal Conductance Fluctuations in Metals*. Phys. Rev. Lett., 55:1622, 1985.
- [31] V. CHANDRASEKAR, P. SANTHANAM, D. E. PROBER: *Effect of spin-orbit and spin-flip scattering on conductance fluctuations*. Phys. Rev. B, 42:6823, 1990.
- [32] MILLO, O., S. J. KLEPPER, M. W. KELLER, D. E. PROBER, S. XIONG, A. D. STONE und R. N. SACKS: *Reduction of the mesoscopic conductance-fluctuation amplitude in GaAs/AlGaAs heterojunctions due to spin-orbit scattering*. Phys. Rev. Lett., 65:1494, 1990.
- [33] BERGMANN, G.: *Weak localization in thin films*. Phys. Rep., 107:1, 1984.
- [34] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV. JETP Lett., 33:499, 1981.
- [35] BEENAKKER, C. W. J. und H. VAN HOUTEN: *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*. Solid State Phys., 44:1, 1991.
- [36] BERGMANN, G.: *Weak Anti-Localization - An experimental Proof for the destructive Interference of rotated Spin 1/2*. Solid State Commun., 42:815, 1982.
- [37] PIERRE, F., A. B. GOUGAM, A. ANTHORE, H. POTHIER, D. ESTEVE und NORMAN O. BIRGE: *Dephasing of electrons in mesoscopic metal wires*. Phys. Rev. B, 68:085413, 2003.
- [38] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV: *Zero bias anomaly in tunnel resistance and electron-electron interaction*. Solid State Commun., 30:115, 1979.
- [39] LEE, PATRICK A. und T. V. RAMAKRISHNAN: *Disordered electronic systems*. Rev. Mod. Phys., 57:287, 1985.

- [40] LEE, P. A. und T. V. RAMAKRISHNAN: *Magnetoresistance of weakly disordered electrons*. Phys. Rev. B, 26:4009, 1982.
- [41] R. RAIMONDI, P. SCHWAB, UND C. CASTELLANI: *Nonlinear effects and dephasing in disordered electron systems*. Phys. Rev. B, 60:5818, 1999.
- [42] SCHWAB, P.: *Electron-Electron Interactions and Charge Transport in Mesoscopic Conductors*. Habilitationsschrift, Universität Augsburg, 2002.
- [43] G. NEUTTIENS, J. EOM, C. STRUNK V. CHANDRASEKHAR C. VAN HASSELDONCK Y. BRUYNSERAEDE: *Absence of size dependence in the spin-glass resistivity of AuFe wires*. Europhys. Lett., 34:617, 1996.
- [44] NEUTTIENS, G.: *Finite-Size effects in AuFe Spin Glasses*. Doktorarbeit, University Leuven, 1998.
- [45] E. SAITOH, S. KASAI, H. MIYAJIMA: *Electron coherence and magnetic structure in a nanostructured ferromagnetic ring*. J. Appl. Phys., 97:10J709, 2005.
- [46] NEUMAIER, D, K WAGNER, U WURSTBAUER, M REINWALD, W WEGSCHEIDER und D WEISS: *Phase coherent transport in (Ga,Mn)As*. New Journal of Physics, 10:055016, 2008.
- [47] TATARA, GEN, HIROSHI KOHNO, EDGAR BONET und BERNARD BARBARA: *Aharonov-Bohm oscillation in a ferromagnetic ring*. Phys. Rev. B, 69:054420, 2004.
- [48] S. KASAI, E. SAITOH, H. MIYAMJIMA: *Quantum transport properties in ferromagnetic nanorings at low temperature*. J. Appl. Phys., 93:8427, 2003.
- [49] LEE, S., A. TRIONFI und D. NATELSON: *Quantum coherence in a ferromagnetic metal: Time-dependent conductance fluctuations*. Phys. Rev. B, 70:212407, 2004.
- [50] WEI, Y. G., X. Y. LIU, L. Y. ZHANG und D. DAVIDOVIĆ: *Mesoscopic Resistance Fluctuations in Cobalt Nanoparticles*. Phys. Rev. Lett., 96:146803, 2006.
- [51] VILA, L., R. GIRAUD, L. THEVENARD, A. LEMAÎTRE, 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., 98:027204, 2007.
- [52] S. LEE, A. TRIONFI, T. SCHALLENBERG H. MUNEKATA D. NATELSON: *Mesoscopic conductance effects in InMnAs structures*. Appl. Phys. Lett., 90:032105, 2007.

- [53] SIL, S., P. ENTEL, G. DUMPICH und M. BRANDS: *Role of quantum interference in ferromagnetic thin films*. Phys. Rev. B, 72:174401, 2005.
- [54] T. ONO, Y. OOKA, S. KASAI H. MIYAJIMA K. MIBU T. SHINJO: *Magnetic and transport properties of magnetic wires down to 20 nm in width*. JMMM, 226:1831, 2001.
- [55] BRANDS, M., A. CARL, O. POSTH und G. DUMPICH: *Electron-electron interaction in carbon-coated ferromagnetic nanowires*. Phys. Rev. B, 72:085457, 2005.
- [56] M. BRANDS, A. CARL, G. DUMPICH: *Absence of weak electron localization in ferromagnetic cobalt wires*. Europhys. Lett., 68:268, 2004.
- [57] BRANDS, M., C. HASSEL, A. CARL und G. DUMPICH: *Electron-electron interaction in quasi-one-dimensional cobalt nanowires capped with platinum: Low-temperature magnetoresistance measurements*. Phys. Rev. B, 74:033406, 2006.
- [58] M. BRANDS, A. CARL, G. DUMPICH: *Absence of weak electron localization in $(\text{Co/Pt})_n$ -multilayernanowires with perpendicular anisotropy*. Ann. Phys., 14:745, 2005.
- [59] ALIEV, F. G., E. KUNNEN, K. TEMST, K. MAE, G. VERBANCK, J. BARNAS, V. V. MOSHCHALKOV und Y. BRUYNSERAEDE: *Periodic Enhancement of the Electron-Electron Interactions and the Magnetoresistance in Magnetic $\text{Co}/(\text{Cr}/\text{Ag})/\text{Co}$ Multilayers*. Phys. Rev. Lett., 78:134, 1997.
- [60] M. APRILI, J. LESUEUR, L. DUMOULIN und P. NEDELLEC: *Weak localization and electron-electron interaction in percolating nickel films*. Solid state commun., 1997(41), 102.
- [61] MITRA, P., R. MISRA, A. F. HEBARD, K. A. MUTTALIB und P. WÖLFLE: *Weak-Localization Correction to the Anomalous Hall Effect in Polycrystalline Fe Films*. Phys. Rev. Lett., 99:046804, 2007.
- [62] ŽUTIĆ, I., J. FABIAN und S. DAS SARMA: *Spintronics: Fundamentals and applications*. Rev. Mod. Phys., 76:323, 2004.
- [63] 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, 2000.
- [64] D. CHIBA, F. MATSUKURA, H. OHNO: *Electric-field control of ferromagnetism in $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$* . Appl. Phys. Lett., 89:162505, 2006.

- [65] D. CHIBA, M. YAMANOUCHI, F. MATSUKURA E. ABE Y. OHNO K. OHTANI H. OHNO: *Electric Field Effect on the Magnetic Properties of III-V Ferromagnetic Semiconductor (In,Mn)As and ((Al),Ga,Mn)As*. Journal of Supercond., 16:179, 2003.
- [66] 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, 1996.
- [67] JUNGWIRTH, T., JAIRO SINOVA, J. MAŠEK, J. KUČERA und A. H. MACDONALD: *Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors*. Rev. Mod. Phys., 78:809, 2006.
- [68] DIETL, T.: *Ferromagnetic semiconductors*. Semicond. Sci. Technol., 17:377, 2002.
- [69] OHNO, H.: *Properties of ferromagnetic III-V semiconductors*. J. Magn. Magn. Mater., 200:110, 1999.
- [70] MACDONALD, A. H., P. SCHIFFER und N. SAMARTH: *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga,Mn)As*. Nature Materials, 4:195, 2005.
- [71] OHNO, H.: *Making nonmagnetic semiconductors ferromagnetic*. Science, 281:951, 1998.
- [72] PROST, W.: *Technologie der III-V Halbleiter*. Springer, 1997.
- [73] URSULA, WURSTBAUER: *Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2008.
- [74] 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.
- [75] HIRMER, C. Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [76] NEUMAIER, D.: *Quanteninterferenzeffekte in ferromagnetischen Halbleitern*. Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [77] REINWALD, MATTHIAS: *Herstellung und Charakterisierung von ferromagnetischem GaMnAs auf der GaAs (001)- und (311)A-Oberfläche*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [78] 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.

- [79] DIETL, T., H. OHNO und F. MATSUKURA: *Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors*. Phys. Rev. B, 63:195205, 2001.
- [80] JUNGWIRTH, T., K. Y. WANG, J. MAŠEK, K. W. EDMONDS, JÜRGEN KÖNIG, JAIRO SINOVA, M. POLINI, N. A. GONCHARUK, A. H. MACDONALD, M. SAWICKI, A. W. RUSHFORTH, R. P. CAMPION, L. X. ZHAO, C. T. FOXON und B. L. GALLAGHER: *Prospects for high temperature ferromagnetism in (Ga,Mn)As semiconductors*. Phys. Rev. B, 72:165204, 2005.
- [81] 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, 2005.
- [82] M. WANG, R. P. CAMPION, A. W. RUSHFORTH K. W. EDMONDS C. T. FOXON und B. L. GALLAGHER: *Achieving High Curie Temperature in (Ga,Mn)As*. arXiv:0808.1464v1, 2008.
- [83] WENISCH, J., C. GOULD, L. EBEL, J. STORZ, K. PAPPERT, M. J. SCHMIDT, C. KUMPF, G. SCHMIDT, K. BRUNNER und L. W. MOLENKAMP: *Control of Magnetic Anisotropy in (Ga,Mn)As by Lithography-Induced Strain Relaxation*. Phys. Rev. Lett., 99:077201, 2007.
- [84] SAWICKI, M., F. MATSUKURA, A. IDZIASZEK, T. DIETL, G. M. SCHOTT, C. RUESTER, C. GOULD, G. KARCZEWSKI, G. SCHMIDT und L. W. MOLENKAMP: *Temperature dependent magnetic anisotropy in (Ga,Mn)As layers*. Phys. Rev. B, 70:245325, 2004.
- [85] 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*. Phys. Rev. Lett., 90:167206, 2003.
- [86] F. MATSUKURA, M. SAWICKI, T. DIETL D. CHIBA H. OHNO: *Magnetotransport properties of metallic (Ga,Mn)As films with compressive and tensile strain*. Physica E, 21:1032, 2004.
- [87] LINNARSSON, M., E. JANZÉN, B. MONEMAR, M. KLEVERMAN und A. THILDERKVIST: *Electronic structure of the GaAs:MnGa center*. Phys. Rev. B, 55(11):6938, 1997.
- [88] KITTEL, CHARLES: *Einführung in die Festkörperphysik*. R. Oldenbourg Verlag, München/Wien, 11. Auflage, 1996.
- [89] DIETL, T: *Origin and control of ferromagnetism in diluted magnetic semiconductors and oxids*. J. Appl. Phys., 103:07D111, 2008.

- [90] BURCH, K. S., D. B. SHREKENHAMER, E. J. SINGLEY, J. STEPHENS, B. L. SHEU, R. K. KAWAKAMI, P. SCHIFFER, N. SAMARTH, D. D. AWSCHALOM und D. N. BASOV: *Impurity Band Conduction in a High Temperature Ferromagnetic Semiconductor*. Phys. Rev. Lett., 97:087208, 2006.
- [91] JUNGWIRTH, T., JAIRO SINOVA, A. H. MACDONALD, B. L. GALLAGHER, V. NOVÁK, K. W. EDMONDS, A. W. RUSHFORTH, R. P. CAMPION, C. T. FOXON, L. EAVES, E. OLEJNÍK, J. MAŠEK, S.-R. ERIC YANG, J. WUNDERLICH, C. GOULD, L. W. MOLENKAMP, T. DIETL und H. OHNO: *Character of states near the Fermi level in (Ga,Mn)As: Impurity to valence band crossover*. Phys. Rev. B, 76:125206, 2007.
- [92] 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.
- [93] T. OMIYA, F. MATSUKURA, T. DIETL Y. OHNO T. SAKON M. MOTOKAWA H. OHNO: *Magnetotransport properties of (Ga,Mn)As investigated at low temperature and high magnetic field*. Physica E, 7:976, 2000.
- [94] NAGAEV, E. L.: *Magnetic and magnetoimpurity charge-carrier scattering at the double exchange*. Phys. Rev. B, 58:816, 1998.
- [95] OHNO, H. und F. MATSUKURA: *A ferromagnetic III-V semiconductor: (Ga,Mn)As*. Solid State Commun., 117:179, 2001.
- [96] 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.
- [97] ZARÁND, G., C. P. MOCA und B. JANKÓ: *Scaling Theory of Magnetoresistance in Disordered Local Moment Ferromagnets*. Phys. Rev. Lett., 94:247202, 2005.
- [98] HONOLKA, J., S. MASMANIDIS, H. X. TANG, D. D. AWSCHALOM und M. L. ROUKES: *Magnetotransport properties of strained $Ga[_{\text{sub}} 0.95]Mn[_{\text{sub}} 0.05]As$ epilayers close to the metal-insulator transition: Description using Aronov-Altshuler three-dimensional scaling theory*. Phys. Rev. B, 75:245310, 2007.
- [99] 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, 2005.

- [100] WIDMANN, DIETRICH: *Technologie hochintegrierter Schaltungen*, Band 19. Springer Verlag, Weinheim, 1996.
- [101] MENZ, WOLFGANG und PETER BLEY: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. VCH, 2. Auflage, 1993.
- [102] KONRAD, WAGNER: *Transportuntersuchungen von Quanteninterferenzeffekten in ferromagnetischen (Ga,Mn)As Nanostrukturen*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [103] PULWEY, RALPH: *Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [104] BIBERGER, JOSEF: *Transportphänomene in mesoskopischen 2DEG-Strukturen unter dem Einfluss inhomogener Streufelder von Nanomagneten*. Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2007.
- [105] 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, 1996.
- [106] erstellt von Tobias Feil.
- [107] POBELL, F.: *Matter and methods at low temperature*. Springer, 1996.
- [108] HEYNE, GEORG: *Elektronische Meßtechnik*. Oldenburg Verlag, München, 1999.
- [109] STANFORD, RESEARCH SYSTEMS: *About Lock-In Amplifiers*. <http://www.srsys.com/html/applicationnotes.html>, 2000. Application Note #3.
- [110] K. W. EDMONDS, 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.
- [111] J. G. BRADEN, J. S. PARKER, P. XIONG S. H. CHUN und N. SAMARTH: *Direct Measurement of Spin Polarization of the Magnetic Semiconductor (Ga,Mn)As*. Phys. Rev. Lett., 91:056602, 2003.
- [112] K. PAPPERT, C. GOULD, M. SAWICKI J. WENISCH K. BRUNNER G. SCHMIDT und L. W. MOLENKAMP: *Detailed transport investigation of the magnetic anisotropy of (Ga,Mn)As*. New Journal of Physics, 9:354, 2007.

- [113] S. PEDERSEN, C. B. SØRENSEN, A. KRISTENSEN P. E. LINDELOF L. E. GOLUB und N. S. AVERKIEV: *Weak localization in $Al_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$ p-type quanten wells*. Phys. Rev. B, 60:4880, 1999.
- [114] KOGA, TAKAAKI, JUNSAKU NITTA, TATSUSHI AKAZAKI und HIDEAKI TAKAYANAGI: *Rashba Spin-Orbit Coupling Probed by the Weak Antilocalization Analysis in $InAlAs/InGaAs/InAlAs$ Quantum Wells as a Function of Quantum Well Asymmetry*. Phys. Rev. Lett., 89:046801, 2002.
- [115] V. K. DUGAEV, P. BRUNO und J. BARNAS: *Comment on “Weak Localization in Ferromagnetic $(Ga,Mn)As$ Nanostructures”*. Phys. Rev. Lett., 101:129701, 2008.
- [116] S. HIKAMI, A. L. LARKIN und Y. NAGAOKA: *Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System*. Prog. Theor. Phys., 63:707, 1980.
- [117] D. HOADLEY, P. MCCONVILLE und N. O. BIRGE: *Experimental comparison of the phase breaking lengths in weak localization and universal conductance fluctuations*. Phys. Rev. B, 60:5617, 1999.
- [118] G. J. DOLAN, J. C. LICINI und D. J. BISHOP: *Quantum Inteference Effects in Lithium Ring Arrays*. Phys. Rev. Lett., 56:1493, 1986.
- [119] M. TANAKA, E. SAITOH, H. MIYAJIMA T. YAMAOKA und Y. IYE: *Magnetic interaction in a ferromagnetic honeycomb nanoscale network*. Phys. Rev. B, 73:052411, 2006.
- [120] T. KOGA, Y. SEKINE und J. NITTA: *Experimental realization of a ballistic spin interferomter based on the Rashba effect using a nanolithogrphically defined square loop array*. Phys. Rev. B, 74:041302(R), 2006.
- [121] BRANDS, M.: *Elektronischer Transport in nanostrukturierten ferromagnetische Leiterbahnen*. Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2005.
- [122] HASSEL, C.: *peröhnliche Mitteilung*, 2008.
- [123] M. TUREK, J. SIEWERT und J. FABIAN: *Electronic and optical properties of ferromagnetic $GaMnAs$ in a multi-band tight binding approach*. Phys. Rev. B, 78:085211, 2008.
- [124] J. MASEK, J. KUDRNOVKY, F. MACA J. SINOVA A. H. MACDONALD R. P. CAMPION B. L. GALLAGHER und T. JUNGWIRTH: *Mn -doped $Ga(As,P)$ and $(Al,Ga)As$ ferromagnetic semiconductors: Electronic structure calculations*. Phys. Rev. B, 75:045202, 2007.

-
- [125] TANG, J.-M. und M. E. FLATTE: *Multiband Tight-Binding Model of Local Magnetism in $Ga_{1-x}Mn_xAs$* . Phys. Rev. Lett., 92:047201, 2004.
 - [126] B. L. ALTSHULER, A. G. ARONOV und D. E. KHMELNITSKY: *Effects of electron-electron collisions with small energy transfers on quantum localization*. J. Phys. C, 15(7367), 1982.
 - [127] A. HUBERT und R. SCHÄFER: *Magnetic Domains*. Springer (Berlin), 1998.

Publikationsliste

K. Wagner, D. Neumaier, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss
Dephasing in (Ga,Mn)As Nanowires and Rings
Phys. Rev. Lett., 056803:97, 2006.

D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler, U. Wurstbauer, J. Sadowski, W. Wegscheider und D. Weiss
Weak Localization in Ferromagnetic (Ga,Mn)As Nanostructures
Phys. Rev. Lett., 116803:99, 2007.

D. Neumaier, K. Wagner, S. Geißler, U. Wurstbauer, J. Sadowski, W. Wegscheider und D. Weiss
Neumaier et al. Reply
Phys. Rev. Lett., 129702:101, 2008.

D. Neumaier, M. Schlapps, U. Wurstbauer, J. Sadowski, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss
Electron-electron interaction in one- and two-dimensional ferromagnetic (Ga,Mn)As
Phys. Rev. B, 041306(R):77, 2008.

D. Neumaier, A. Vogl, J. Eroms und D. Weiss
Quantum transport in ferromagnetic permalloy nanostructures
Phys. Rev. B, 174424:78, 2008.

P. Walbrun, C. Hellerbrand, T. S. Weiss, S. Netter, D. Neumaier, E. Gaebele, R. Wiest, J. Schoelmerich und M. Froh
Characterization of rat and human Kupffer cells after cryopreservation
Cryobiology, 164:54, 2007.

U. Wurstbauer, M. Sperl, M. Soda, D. Neumaier, D. Schuh, G. Bayreuther, J. Zweck und W. Wegscheider
Ferromagnetic GaMnAs grown on (110) faced GaAs
Appl. Phys. Lett., 102506:92, 2008.

D. Neumaier, K. Wagner, U. Wurstbauer, M. Reinwald, W. Wegscheider und D. Weiss
Phase coherent transport in (Ga,Mn)As
New J. Phys., 055016:10, 2008.

Vielen Dank

Prof. Dr. Dieter Weiss möchte ich für die Betreuung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen. Sein stetes Interesse an dieser Arbeit, sowie die mir gewährten Freiräume bei der Realisierung eigener Ideen ermöglichten erst das rasche Gelingen dieser Arbeit.

Dr. Konrad Wagner verdanke ich das nötige Handwerkszeug. Sein unermüdlicher Einsatz bei der Optimierung des Messaufbaus und der Probenherstellung, sowie die zahlreichen Vorschläge hatten einen wesentlichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit. Vielen Dank Konni!

Prof. Dr. Werner Wegscheider und seinen Mitarbeitern, insbesondere Dr. Ursula Wurstbauer, bin ich für die gute und unkomplizierte Versorgung mit hochwertigem (Ga,Mn)As Material dankbar.

Prof. Dr. Klaus Richter, Dr. Inanc Adagideli und Dr. Marko Turek bin ich sehr dankbar für die zahlreichen Diskussionen, die Vorschläge zur Interpretation der Messdaten und die Versuche mir die zugrunde liegende Theorie anschaulich zu erklären.

Dr. Josef Biberger bin ich für die zahlreichen ermunternden Diskussionen und Vorschläge, sowie für das Korrekturlesen der Arbeit dankbar.

Anton Vogl verdanke ich einen stets hervorragend funktionierenden Mischkryostaten.

Stefan Geißler möchte ich für die vielen Diskussionen, sowie für das Korrekturlesen der Arbeit danken.

Christoph Hassel bin ich für die gute Zusammenarbeit und die Diskussionen sehr dankbar.

Silvia Schmidmeier bin ich für die Weiterführung der REM- und ESL-Betreuung dankbar, sowie für das Korrekturlesen der Arbeit.

Den Technikern des Lehrstuhls, insbesondere Cornelia Deinhard und Uli Gürster, danke ich für ihre Unterstützung im Reinraum.

Vielen Dank auch dem gesamten Lehrstuhl, insbesondere Elke Haushalter und Claudia Rahm, für das angenehme Klima und die stete Hilfsbereitschaft.

Stefanie Promesberger gebührt mein besonderer Dank für Ihre Unterstützung und Geduld.

Zuletzt möchte ich meinen Eltern danken, dass sie mir das Physik-Studium ermöglicht haben und mich während der ganzen Zeit unterstützten.