
Mikro-Hall-Magnetometrie an ferromagnetischen Nanostrukturen im Vortex- und Single-Domain-Regime

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

vorgelegt von
Joachim Stahl
aus
Hagendorf

2006

Promotionsgesuch eingereicht am: 22.11.2006

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

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Klaus Richter

Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss

Zweitgutachter: Prof. Dr. Josef Zweck

Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Alfons Penzkofer

Datum des Promotionskolloquiums: 12.02.2007

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 Grundlagen des Mikromagnetismus | 3 |
| 1.1 Allgemeine Grundlagen | 3 |
| 1.2 Magnetische Energien in Permalloy | 6 |
| 1.3 Domänen und Domänenwände | 9 |
| 1.4 Phasenübergang Vortextzustand – Single-Domain | 10 |
| 1.5 Ummagnetisierung und Hysterese | 13 |
| 1.6 Magnetismus verdünnt magnetischer Halbleiter | 16 |
| 2 Untersuchungstechniken | 25 |
| 2.1 Mikro-Hall-Magnetometrie | 25 |
| 2.2 Lorentz-Transmissions-Elektronen-Mikroskopie | 42 |
| 2.3 LLG Micromagnetics Simulator | 44 |
| 2.4 PEEM-Untersuchungen | 46 |
| 3 Probenherstellung und Messtechnik | 51 |
| 3.1 Probenpräparation | 51 |
| 3.2 Messaufbau und Messung | 59 |
| 4 Magnetische Strukturen mit zwei Antidots | 63 |
| 4.1 Allgemeines und Funktionsprinzip | 63 |
| 4.2 Mikro-Hall-Messungen | 67 |
| 4.3 LTEM-Messungen | 72 |
| 4.4 PEEM-Messungen | 81 |
| 5 Übergang Vortex – Single-Domain | 89 |
| 5.1 Der Übergang im Detail | 89 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.2 | Ummagnetisierungsverhalten im S-D-Bereich _____ | 91 |
| 6 | Vorarbeiten – μ-Hall an (Ga,Mn)As-Strukturen _____ | 103 |
| 6.1 | Vorversuche mit 2DEG basiertem Material _____ | 103 |
| 6.2 | Kontaktierung von 2DHGs mit Laser _____ | 107 |
| | Zusammenfassung und Ausblick _____ | 119 |
| | Anhang A: Strukturierungsparameter _____ | 121 |
| | Anhang B: LLG Edge Correction _____ | 127 |
| | Literaturverzeichnis _____ | 129 |

Einleitung

Das Phänomen des Ferromagnetismus ist dem Menschen schon seit Jahrtausenden bekannt. Tatsächlich existieren chinesische Aufzeichnungen aus dem Jahre 2637 v. Chr. von Streitwagen mit einer Figur, die sich immer nach Süden drehte und diese „deuten auf die Benutzung eines Kompasses, oder etwas, das diesem sehr ähnelt“ hin [1]. Auch die alten Griechen kannten bereits Minerale, die Eisen anziehen konnten. Dem Fundort nahe der Stadt Magnesia in Kleinasien (heutige Türkei) verdankt der Magnetismus seinen Namen. Bereits um das Jahr 1000 n. Chr. wird von einem schwimmend gelagerten Magneten berichtet, aus dem sich der magnetische Kompass entwickelte. Dieses Wissen verbreitete sich sehr schnell über Arabien nach Europa und revolutionierte vor allem die Seefahrt [2].

Heute ist der Magnetismus im Festkörper ein allgegenwärtiger Bestandteil unseres täglichen Lebens und aus vielen Bereichen nicht mehr wegzudenken. Insbesondere für die Datenspeicherung ist der Magnetismus zur unverzichtbaren Grundlage geworden. Die rasant ansteigende Nachfrage nach Speicherplatz auf Bändern bzw. Festplatten in den letzten Jahrzehnten hat dazu geführt, dass das berühmte Mooresche Gesetz (aufgestellt für integrierte Schaltungen [3]) noch übertroffen wurde und sich die Speicherdichte bis zum heutigen Zeitpunkt alle 18 Monate verdoppelt. Die Information (Bit) wird dabei in Form von „0“ und „1“ in einem kleinen Bereich kodiert, indem die Magnetisierung in diesem Bereich entlang einer Richtung ausgerichtet wird („0“). Zeigt die Magnetisierung des Bereichs in die entgegengesetzte Richtung, so entspricht dies einer „1“. Nur durch die stetig vorangetriebene Verkleinerung der magnetischen Bits war und ist es möglich den bis heute ungebrochen wachsenden Bedarf an magnetischen Massenspeichern zu befriedigen.

In den vergangenen Jahren wurde intensiv an der Entwicklung eines MRAMs (magnetic random access memory) gearbeitet, der die Geschwindigkeit der DRAM-Technologie (dynamic random access memory) mit der Nichtflüchtigkeit der Flash-Speicher vereint. Beim MRAM besteht jede einzelne Speicherzelle, d.h. jedes Bit, aus magnetischen Dünnschichtelementen mit Abmessungen von unter 1 μm . Voraussetzung für die Realisierung ist die Kontrolle und das Verständnis der Ummagnetisierung. Für die Untersuchung derart kleiner, magnetischer Teilchen wird im Rahmen dieser Arbeit vor allem die bereits etablierte Mikro-Hall-Magnetometrie eingesetzt und weiterentwickelt. Sie gestattet es Informationen über das Ummagnetisierungsverhalten individueller Teilchen über einen weiten Temperaturbereich zu gewinnen, ohne dabei die Magnetisierungsstrukturen der Probe zu beeinflussen. Bei dieser Untersuchungsmethode werden die magnetischen Strukturen gezielt auf einer Hallsonde platziert. Hergestellt wird der Hallsensor durch kreuzförmiges Einschneiden einer Halbleiterheterostruktur, die eine zweidimensionale, leitfähige Schicht enthält. Wird die Sonde von einem Strom durchflossen, so führt das Streufeld des magne-

tischen Teilchens zu einer Ablenkung der Elektronen durch die Lorentzkraft und folglich zum Auftreten einer Hallspannung. Sie stellt ein quantitatives Maß für das Magnetfeld dar, das die Sonde durchdringt. Damit lässt die gemessene Hallspannung Rückschlüsse auf die Magnetisierung des entsprechenden Teilchens zu.

Im Allgemeinen zerfallen dünne weichmagnetische Schichten in Domänen, d.h. in Bereiche mit unterschiedlich ausgerichteter Magnetisierung und besitzen – ohne externes Magnetfeld – im Mittel kein magnetisches Moment. Verkleinert man die Abmessungen von scheibenförmigen Strukturen, so gelangt man zunächst in einen Bereich mit einer kreisrund geschlossenen Magnetisierung (Vortex). In diesem Bereich kann der Verlauf der Magnetisierung durch zusätzlich eingebrachte künstliche Defekte stark modifiziert werden [4]. Wird die Ausdehnung des Teilchens weiter reduziert, erreicht man das Single-Domain-Regime, in dem das ganze Teilchen nur noch aus einer Domäne besteht. Die Ummagnetisierung dieser dünnen, scheibenförmigen Nanoteilchen ist sowohl für die Grundlagenforschung als auch für die weitere Entwicklung von Speicherelementen von großem Interesse.

In den letzten Jahren rückten verdünnt magnetische Halbleiter verstärkt in den Blickpunkt der Wissenschaft. Damit könnte womöglich auch der von Datta und Das vorgeschlagene Spintransistor [5] realisiert werden. Im Gegensatz zur bisherigen ladungsbasierten Elektronik, soll die neue Generation auch den Spinfreiheitsgrad der Elektronen gezielt nutzen. Dazu muss der Spin ausgerichtet und gezielt in den Halbleiter injiziert werden. Aufgrund der Probleme mit metallischen Ferromagneten [6], setzt man große Hoffnung in die verdünnt magnetischen Halbleiter, insbesondere (Ga,Mn)As. Bislang wurden jedoch noch keine Ummagnetisierungen an mikro- und nanostrukturierten Teilchen aus diesem Material untersucht. Auch hier könnte die Mikro-Hall-Magnetometrie, wie in dieser Arbeit gezeigt wird, eingesetzt werden.

Inhaltlich gliedert sich die Arbeit wie folgt: Im ersten Abschnitt werden die physikalischen Grundlagen des Mikromagnetismus sowohl für konventionelle Ferromagneten als auch für (Ga,Mn)As detailliert erläutert. Der zweite Abschnitt beschäftigt sich mit den angewandten Untersuchungstechniken. Dabei wird auf den Ladungstransport in zweidimensionalen Systemen in elektrischen und magnetischen Feldern eingegangen, der für das Verständnis der Funktionsweise von Mikro-Hall-Sensoren unabdingbar ist. Auch komplementäre Untersuchungsmethoden, die eine direkte Abbildung der Magnetisierung erlauben, werden vorgestellt. Im dritten Abschnitt werden die Präparation der sub- μm Hallsensoren und das Aufbringen der Nanopartikel dargelegt. In den folgenden drei Kapiteln werden die Ergebnisse dargestellt und diskutiert: Die Auswirkungen auf das Ummagnetisierungsverhalten von Permalloy-Scheiben durch künstlich eingebrachte Defekte werden in Abschnitt vier ausführlich untersucht. Abschnitt fünf behandelt den Übergang in das Single-Domain-Regime und beschäftigt sich deshalb mit Strukturen, deren laterale Abmessungen im Bereich von 100 nm und darunter liegen. Im Abschnitt sechs wird die Mikro-Hall-Magnetometrie für die Untersuchung mikrostrukturierter (Ga,Mn)As-Strukturen weiterentwickelt. Eine Zusammenfassung mit einem Ausblick schließt die Arbeit ab.

1 Grundlagen des Mikromagnetismus

In diesem Abschnitt wird in Anlehnung an die Quellen [7,8,9,10,11] anfangs eine Basis für das allgemeine Verständnis von Domänenstrukturen in ferromagnetischen Teilchen geschaffen. Anschließend wird auf die im Mittelpunkt der Arbeit stehenden Nanoteilchen, d.h. Teilchen deren Abmessungen in allen drei Raumrichtungen deutlich unter einem Mikrometer liegen, eingegangen. Dabei werden die relevanten Energiebeiträge, welche die Magnetisierungskonfiguration bestimmen, anhand der in der Arbeit verwendeten Materialien diskutiert. Es folgt die Diskussion des Übergangs vom magnetischen Wirbelzustand zum Eindomänen-Teilchen, der sich abhängig von der Teilchengometrie vollzieht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Strukturen aus beiden Regimes untersucht. Der Abschnitt endet mit einem Überblick über die Eigenschaften verdünnt magnetischer Halbleiter.

1.1 Allgemeine Grundlagen

Ferromagnetismus bezeichnet eine Erscheinungsform des Magnetismus, bei der sich die permanenten magnetischen Momente eines Festkörpers unterhalb einer kritischen Temperatur – der so genannten Curie-Temperatur T_C – spontan ausrichten.

Der Ferromagnetismus war bis zum Anfang des 19. Jahrhunderts nur wenig verstanden¹. Mit dem Beginn des 19. Jahrhunderts erkannte die Wissenschaft, dass magnetisches Material aus Elementarmagneten besteht – ähnlich wie Materie, die aus Atomen und Molekülen aufgebaut ist. Ampère's Hypothese von elementaren Molekular-Strömen ist das bekannteste Beispiel für eine derartige Theorie [12]. Mit dem Konzept der Elementarmagneten konnte die Sättigungsmagnetisierung als Zustand parallel zueinander ausgerichteter Magneten beschrieben und auch die Nichttrennbarkeit von magnetischem Nord- und Südpol erklärt werden.

Erst zu Beginn des 20. Jahrhunderts konnte Weiss [13] mit Hilfe der Molekularfeldtheorie die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung beschreiben. Allerdings blieb der Ursprung dieses sehr großen Magnetfeldes, das die Elementarmagnete ausrichtet, weiter unbekannt. Dabei wurde die Stärke des Feldes so angepasst, dass die experimentell ermittelte Curie-Temperatur reproduziert wurde. Erst später identifizierte Heisenberg [14] den Ursprung des Molekularfeldes in der Kombination von Pauli-Prinzip und Coulomb-Wechselwirkung als quantenmechanische Austauschwechselwirkung:

¹ In [10] findet sich eine ausführliche Darstellung über die historische Entwicklung hin zur modernen Vorstellung des Magnetismus.

$$E_{ex} = -2J_{12} \mathbf{s}_1 \cdot \mathbf{s}_2. \quad (1.1)$$

Dabei bezeichnet J_{12} das quantenmechanische Austauschintegral, das bei Ferromagneten größer Null ist und \mathbf{s}_1 bzw. \mathbf{s}_2 bezeichnen die Richtungen zweier benachbarter lokalisierter Spins. Bei den Ferromagneten ist die Austauschenergie E_{ex} also minimal, wenn benachbarte Spins parallel ausgerichtet sind.

In den 3d-Übergangsmetallen Eisen, Kobalt und Nickel beruht der Ferromagnetismus nicht auf lokalisierten magnetischen Momenten, sondern wird von den 3d-Elektronen getragen, die sich nahezu frei im Kristall bewegen können. Die 3d-Bänder weisen dabei eine hohe Zustandsdichte auf und sind – wie auch die 4s-Bänder – nicht vollständig besetzt. Bei den Seltenerdmetallen sind die nur teilweise gefüllten 4f-Bänder für das ferromagnetische Verhalten verantwortlich. Die Bandstruktur wird spinabhängig und die beiden Teilbänder für unterschiedliche Spinrichtung werden aufgrund der Austauschwechselwirkung energetisch gegeneinander verschoben. Der Energieunterschied beträgt dabei zwischen 0,3 eV und 1 eV. Auf diese Weise können die magnetischen Momente der Elektronen mit entgegengesetztem Spin nicht mehr vollständig ausgeglichen werden und führen so zu einer spontanen Magnetisierung des Materials. Dies veranschaulicht am Beispiel von Eisen die Abbildung 1.1. Die gezackte Struktur in der Zustandsdichte (durchgezogene Linie) stammt im Wesentlichen von den 3d-Elektronen. Der Beitrag der 4s-Elektronen ist über den gesamten Energiebereich relativ gering und gleichmäßig. Für die effektive Magnetisierung des Materials ist der Unterschied in der integrierten Zustandsdichte (gepunktete Linie) verantwortlich. Sie gibt die Zahl der Zustände einer bestimmten Spinsorte aufintegriert bis zur jeweiligen Energie an. Bei Eisen ist die Zahl der Spin-up-Elektronen (integrierte Zustandsdichte bei E_F) deutlich höher und damit bestimmen diese Majoritätsspins die Magnetisierung im Eisen.

Bevor detailliert auf einzelne Energiebeiträge eingegangen wird, sollen die für die nächsten Abschnitte getroffenen Konventionen vorgestellt und kurz erläutert werden. Die Angaben erfolgen im SI-System. Weil immer noch ein großer Teil der Wissenschaftler ihre Arbeiten im Bereich des Magnetismus im alten cgs-System veröffentlicht, werden gezielt Größen verwendet, die eine einfache Umrechnung zwischen beiden Systemen zulassen.

Die Magnetisierung \mathbf{M} ist definiert als magnetisches Moment pro Volumen. Ihr Betrag ist im Inneren des Körpers gleich der materialabhängigen Sättigungsmagnetisierung M_S . Die Richtung der Magnetisierung \mathbf{M} (Einheitsvektor: \mathbf{m} mit $|\mathbf{m}| = 1$) kann im Gegensatz dazu sowohl orts- als auch zeitabhängig sein – im Folgenden wird nur eine Ortsabhängigkeit betrachtet:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M_S \mathbf{m}(\mathbf{r}). \quad (1.2)$$

Die Einheit der Magnetisierung ist A/m. Direkt proportional zur Sättigungsmagnetisierung ist die magnetische Polarisierung \mathbf{J}_S und es gilt:

$$\mathbf{J}_S = \mu_0 M_S \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}). \quad (1.3)$$

Ihre Einheit ergibt sich zusammen mit der Permeabilität des Vakuums μ_0 zu $1 \text{ Vs/m}^2 = 1 \text{ T}$ (Tesla). Die magnetische Flussdichte $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ – mit der Einheit 1 T – schließlich setzt sich aus einem externen Feld $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ und der magnetischen Polarisation zusammen. Es wird folgende Definition gewählt:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \mu_0 \cdot (\mathbf{H}(\mathbf{r}) + \mathbf{M}(\mathbf{r})). \quad (1.4)$$

Daraus ist erkennbar, dass externes Feld und Magnetisierung die gleiche Einheit besitzen. Für die Umrechnung in die cgs-Einheit Oersted gilt: $1 \text{ Oe} \approx 79,6 \text{ A/m}$ bzw. $1 \text{ A/m} = 4\pi/10^3 \text{ Oe} \approx 0,0126 \text{ Oe}$. Die Umrechnung von der SI-Einheit T ist demgegenüber weit einfacher: $1 \text{ T} = 10 \text{ kOe}$. Die (externen) Magnetfelder H werden daher in der Einheit der magnetischen Flussdichte (Tesla) angegeben.

Die Begriffe Scheiben und Zylinder bezeichnen in der Arbeit stets ferromagnetische Volumina mit einer endlichen Höhe, die jedoch deutlich kleiner als deren Durchmesser ist.

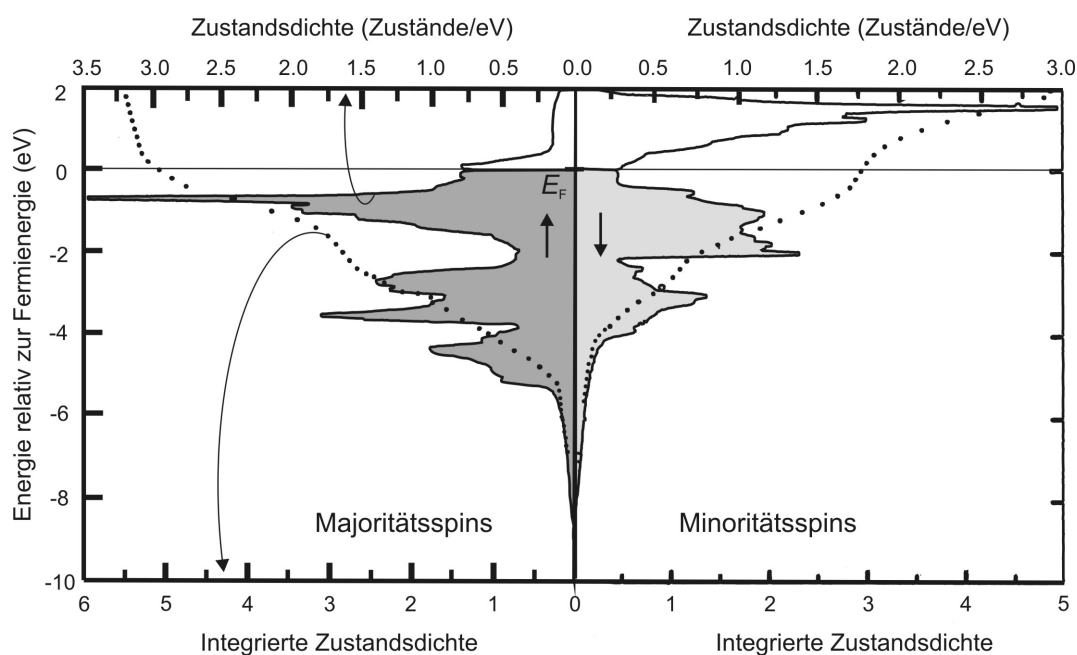


Abbildung 1.1: Zustandsdichte von Eisen – durchgezogene Linien. Beide Teilbänder sind bis zur Fermienergie besetzt. Die gezackte Struktur der Zustandsdichte ist im Wesentlichen auf die 3d-Elektronen zurückzuführen, während der Beitrag der 4s-Elektronen relativ klein und konstant ist. Die integrierte Zustandsdichte (gepunktete Linie) zeigt, dass die Zahl der Zustände an der Fermienergie links deutlich größer ist. Dieser Überschuss der so genannten Majoritätsspins bestimmt hier die Magnetisierung des Materials. Nach [15].

1.2 Magnetische Energien in Permalloy

Magnetische Systeme sind stets bestrebt ihre Gesamtenergie zu minimieren. Eine stabile Magnetisierungskonfiguration des Systems stellt ein lokales Minimum der Gesamtenergie dar, die sich aus folgenden Beiträgen zusammensetzt:

- Austauschenergie E_{ex} (Volumen und Grenzfläche)
- Zeemanenergie E_Z
- Streufeldenergie E_D
- Anisotropieenergie E_{Anis}
- Magnetostriktion und magnetoelastische Energie E_{ME} .

Die freie Energie E eines Ferromagneten setzt sich also wie folgt zusammen:

$$E = E_{ex} + E_Z + E_D + E_{Anis} + E_{ME}. \quad (1.5)$$

Für das Verständnis der relevanten Energien werden die unterschiedlichen Beiträge im Folgenden genauer erläutert.

1.2.1 Austauschenergie

Die *Austauschenergie*, die das Phänomen des Ferromagnetismus erst ermöglicht, benötigt, wie oben bereits erwähnt, eine quantenmechanische Betrachtung. Mit Hilfe der Quantenmechanik konnte die Austauschwechselwirkung von Heisenberg quantitativ beschrieben werden. Betrachtet man ausschließlich die Austauschenergie, so tendieren ferromagnetische Systeme stets dazu die Magnetisierung homogen entlang einer Richtung zu orientieren, um auf diese Weise die Energie zu minimieren. Im Heisenbergmodell für ein System mit lokalisierten Spins gleichen Betrags ist die Austauschwechselwirkung gegeben durch

$$E_{ex} = -\sum_{i,j} J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j = -\sum_{i < j} 2J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j. \quad (1.6)$$

Das Austauschintegral J_{ij} ist für ferromagnetische Kopplung positiv, bzw. negativ für antiferromagnetisches Verhalten. Durch Taylorentwicklung und Berücksichtigung nur der nächsten Nachbarn ergibt sich eine zu Gleichung 1.6 äquivalente Form für die Austauschwechselwirkung:

$$E_{ex} = A \int (\text{grad } \mathbf{m})^2 dV. \quad (1.7)$$

Die Austauschkonstante A ist materialspezifisch und temperaturabhängig. Sie ist mit der Curie-Temperatur T_C und der Gitterkonstante a wie folgt verknüpft:

$$A(T = 0 \text{ K}) = k_B T_C / a, \quad (1.8)$$

mit der Boltzmann-Konstante k_B . Für Permalloy (Py) beträgt die Austauschkonstante $A = 13 \text{ pJ/m}$ und die Sättigungsmagnetisierung $M_S = 800 \text{ kA/m}$ ($J_S = 1,01 \text{ T}$).

1.2.2 Zeemanenergie

Die Wechselwirkung zwischen der Magnetisierung \mathbf{m} und einem externen Magnetfeld H_{ext} führt zu einer *Zeemanenergie*, die sich folgendermaßen ausdrücken lässt:

$$E_Z = -J_S \int H_{ext} \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}) \, dV. \quad (1.9)$$

Im Spezialfall eines homogenen externen Magnetfeldes vereinfacht sich Gleichung 1.9 und die Zeemanenergie hängt nicht mehr von der speziellen lokalen Magnetisierungskonfiguration ab, sondern nur noch von der über die gesamte Probe hinweg gemittelten Magnetisierung. Für eine parallel zum äußeren Feld ausgerichtete Magnetisierung nimmt die Zeemanenergie ein Minimum an.

1.2.3 Streufeldenergie

Die Magnetisierung eines Teilchens kann im Außenraum der Probe zu einem so genannten Streufeld führen. Dieses Streufeld H_D wechselwirkt dann genauso wie ein extern angelegtes Feld mit dem Körper. Im Inneren der Probe ist das Streufeld der Magnetisierung entgegengerichtet und wird daher auch als entmagnetisierendes Feld bezeichnet (vgl. Abbildung 1.2). Aus der Maxwellgleichung zur Quelfreiheit des magnetischen Feldes ($\nabla \mathbf{B} = 0$) zusammen mit $\mathbf{B} = \mu_0 \cdot (\mathbf{H}_{ext} + \mathbf{M})$ folgt:

$$\nabla \mathbf{H}_D = -\nabla \mathbf{M}. \quad (1.10)$$

Das bedeutet die Quellen und Senken der Magnetisierung fungieren ähnlich wie in der Elektrostatik als positive und negative „magnetische Ladungen“ für das Streufeld. Im Gegensatz dazu treten magnetische Ladungen jedoch nie isoliert auf, sondern stets paarweise und addieren sich zu Null. Die Berechnungen können analog zur Elektrostatik vollzogen werden, und die Energie des Streufeldes lässt sich wie folgt darstellen:

$$E_D = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{\text{gesamter Raum}} \mathbf{H}_D^2(\mathbf{r}) \, dV = -\frac{1}{2} \mu_0 M_S \int_{\text{Probe}} \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_D(\mathbf{r}) \, dV. \quad (1.11)$$

Anhand des Integrals über den gesamten Raum wird deutlich, dass ein Energiebeitrag aus dem Streufeld stets positiv ist und nur Null wird, wenn das Streufeld überall verschwindet, d.h. die Probe einen perfekt geschlossenen magnetischen Fluss ausbildet.

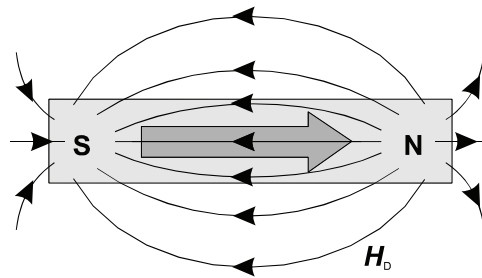


Abbildung 1.2: Skizze einer homogen magnetisierten Struktur mit dem zugehörigen Streufeld H_D , das der Magnetisierung innerhalb der Probe entgegengesetzt gerichtet ist und damit den ebenfalls gebräuchlichen Ausdruck „entmagnetisierendes Feld“ verdeutlicht.

Die geometrische Form der magnetischen Struktur beeinflusst ebenfalls deren magnetisches Verhalten. Beispielsweise besitzt ein langgestrecktes Teilchen eine leichte Richtung entlang der langen Achse. Durch das Ausrichten entlang der langen Achse kann die Struktur ihre magnetischen Oberflächenladungen und somit die Streufeldenergie reduzieren, wohingegen der Beitrag der Austauschenergie gleich bleibt. Obwohl dieser Effekt als Formanisotropie bezeichnet wird, handelt es sich dabei nicht um eine Eigenschaft des magnetischen Materials.

1.2.4 Anisotropieenergien

Durch die Kristallanisotropie sind bezüglich der kristallographischen Achsen gewisse Richtungen ausgezeichnet, entlang derer sich die Spins bevorzugt ausrichten (magnetisch leichte Richtungen). Durch die Ausrichtung der Magnetisierung entlang einer leichten Achse lässt sich der Beitrag der Anisotropieenergie zur Gesamtenergie reduzieren. Physikalisch lässt sich die Ausbildung der Kristallanisotropie durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung begründen. Bei den untersuchten polykristallinen Permalloy-Strukturen mittelt sich eine eventuell vorhandene Kristallanisotropie durch die unterschiedlich orientierten Kristallite heraus. Ganz anders verhält er sich bei einkristallinen Proben, wie den in Abschnitt 1.6 diskutierten verdünnt magnetischen Halbleitern. Hier ist der Einfluss der Kristallanisotropie entscheidend für das magnetische Verhalten.

1.2.5 Magnetostriktion und magnetoelastische Energie

Für magnetostriktive und magnetoelastische Effekte sind weitere Materialparameter von Bedeutung, wie beispielsweise elastische Eigenschaften des Körpers, die ebenfalls Einfluss auf die Magnetisierung nehmen können. Bei den hier verwendeten und modellierten Materialien spielen diese Beiträge keine Rolle und werden im Weiteren nicht mehr berücksichtigt.

Es zeigt sich, dass es nicht möglich ist, alle Energien gleichzeitig zu minimieren. Das System versucht daher eine magnetische Konfiguration einzunehmen, die ein lokales Minimum in der Gesamtenergie aufweist. Je nach Vorgeschichte der Probe kann es daher bei ansonsten gleichen äußeren Voraussetzungen mehrere stabile Zustände geben.

1.3 Domänen und Domänenwände

1.3.1 Magnetische Domänen

Ein Ferromagnet zeigt als Ganzes oft kein oder nur ein sehr geringes magnetisches Moment, obwohl doch benachbarte magnetische Momente parallel ausgerichtet sind. Nach einer Annahme von Weiss muss der Ferromagnet demnach in eine Vielzahl von spontan magnetisierten, homogenen Bereichen zerfallen, deren Magnetisierungen sich im Mittel zu Null addieren. Der Körper weist dann nach außen hin kein magnetisches Moment auf. Diese Bereiche homogener Magnetisierung werden als Weissche Bezirke [16] oder als magnetische Domänen bezeichnet.

Landau und Lifshitz fanden 1935: Domänen bilden sich innerhalb magnetischer Strukturen derart aus, dass die Gesamtenergie des Systems minimiert wird. Insbesondere werden dabei oft Domänen gebildet mit einem geschlossenen Fluss innerhalb der Probe und auf diese Weise Streufelder minimiert (vgl. Abbildung 1.3).

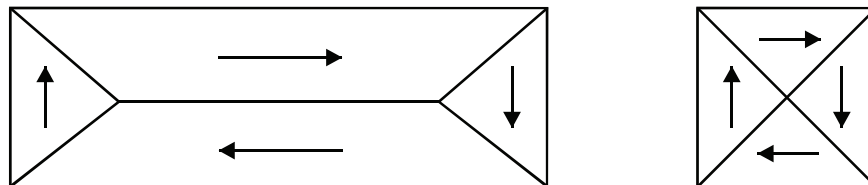


Abbildung 1.3: Landaukonfiguration der Magnetisierung eines Rechtecks bzw. eines Quadrats. Durch die Ausbildung von Domänen mit einer annähernd geschlossenen Magnetisierung kann die Gesamtenergie minimiert werden.

1.3.2 Domänenwände

Der Vorschlag einer Domänenwand an der Grenze benachbarter Domänen geht auf Bloch zurück [17]. Betrachtet man die Magnetisierungsrichtung an der Domänengrenze, so erfolgt die Richtungsänderung der Magnetisierung nicht sprunghaft, sondern durch kontinuierliches Drehen der Magnetisierungsrichtung meist über einige hundert Gitterebenen hinweg. Diesen Übergangsbereich bezeichnet man als Domänenwand. Die Breite der Domänenwand ergibt sich dabei als Minimum der Energiebeiträge von Austausch- und Anisotropieenergie. Für die erstere ist ein möglichst kleiner Winkel zwischen benachbar-

ten Spins und somit eine möglichst breite Wand günstig. Im Gegensatz dazu versucht die Anisotropieenergie eine möglichst schmale Domänenwand zu erreichen, in der nur wenige Spins nicht entlang der leichten Achsen ausgerichtet sind. Für die Wandbreite B gilt allgemein:

$$B \propto \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (1.12)$$

wobei K den entsprechenden Kristallanisotropiekoeffizienten bezeichnet. Man unterscheidet zwischen Bloch- und Néel-Wänden, wengleich in der Natur komplizierte Mischformen vorkommen können. Bei Bloch-Wänden dreht sich die Magnetisierung parallel zur Wandebene, was bei dickeren magnetischen Schichten energetisch günstiger ist. Bei Schichtdicken im Bereich der Wandbreite bilden sich hingegen Néel-Wände aus [18], deren Magnetisierung sich in der Schichtebene kontinuierlich dreht (siehe Abbildung 1.4).

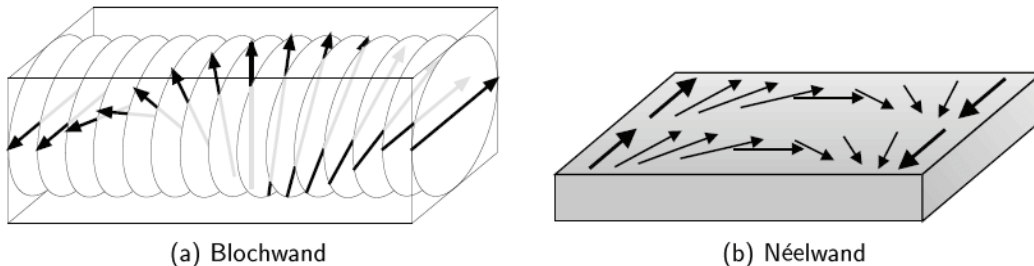


Abbildung 1.4: a) 180° Bloch-Wand: Die Magnetisierung dreht sich parallel zur Wandebene. An der Oberfläche der Schicht entstehen so magnetische Ladungen. b) Néel-Wand: Bei dünneren Schichten dreht sich die Magnetisierung in der Schichtebene und vermeidet so Oberflächenladungen. Nach [10].

1.4 Phasenübergang Vortexzustand – Single-Domain

Bei dünnen Kreisscheiben kann sich in Remanenz ($B = 0$) ein Vortexzustand ausbilden. Die Magnetisierung der Probe ist dabei entlang konzentrischer Kreise in der Scheibenebene ausgerichtet. Im Zentrum des Vortex hingegen dreht die Magnetisierung aus der Ebene heraus, um so eine direkte antiparallele Ausrichtung benachbarter Spins und damit eine Singularität zu vermeiden (vgl. Abbildung 1.5 links). Durch den nahezu perfekten magnetischen Kreisschluss kann die Streufeldenergie auf Kosten der Austauschenergie auf ein Minimum reduziert werden. Lediglich durch die senkrechte Magnetisierungskomponente im Vortexkern entsteht ein Beitrag zum Streufeld. Jedoch wird durch die Ausbildung des Vortexzustands die Streufeldenergie im Vergleich zu einem homogen magnetisierten Teilchen soweit reduziert, dass sich die Gesamtenergie insgesamt verringert. Experimentell konnte die Existenz der senkrechten Komponente im Vortex durch MFM-Untersuchungen (MFM: magnetic force microscopy) [19] nachgewiesen werden. Quanti-

tative Messungen mit Hilfe eines spinpolarisierten Raster-Tunnel-Mikroskops erreichen eine atomare Auflösung und ermöglichen sowohl die Messung von in-plane- als auch von out-of-plane Komponenten der Magnetisierung [20]. Die Abmessungen des Vortexkerns in einer Scheibe mit 200 nm Durchmesser und 20 nm Höhe sind in einem Schnitt durch den Scheibenmittelpunkt im rechten Teil von Abbildung 1.5 veranschaulicht. Dieser zeigt die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Scheibenebene in Remanenz. Im Zentrum des Vortex (Scheibenmittelpunkt) ist die Magnetisierung senkrecht zur Ebene ausgerichtet. Außerhalb des zentralen Bereichs sind die Spins ebenfalls leicht aus der Ebene herausgedreht, allerdings hier in entgegengesetzter Richtung. Die Existenz dieses, aus mikromagnetischen Simulationen bekannten, „Überschwingers“ wurde ebenfalls mit spinpolarisierter Raster-Tunnel-Mikroskopie bestätigt. Ab einem Abstand von 50 nm vom Zentrum ist die Magnetisierung praktisch vollständig in der Ebene orientiert.

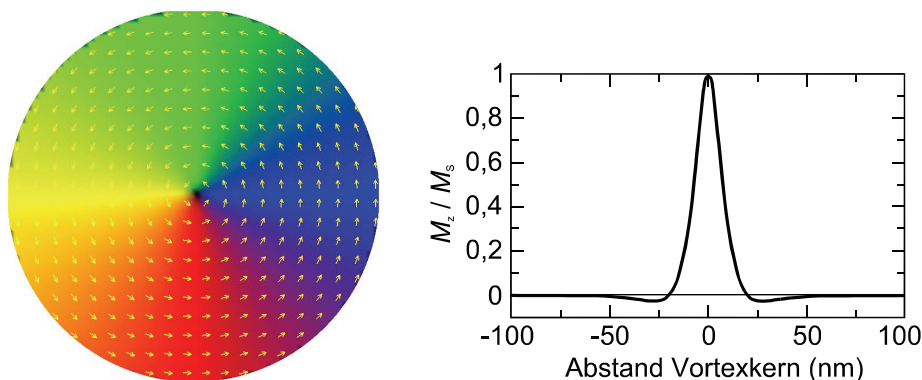


Abbildung 1.5: Simulation eines Vortexzustands in einer Permalloy-Scheibe mit 200 nm Durchmesser und 20 nm Höhe. Die Magnetisierung verläuft auf konzentrischen Kreisen (linkes Teilbild). Lediglich im Zentrum dreht die Magnetisierung aus der Ebene, wie dies ein Schnitt durch den Scheibenmittelpunkt mit der zugehörigen Magnetisierung in z-Richtung im rechten Bild (aus [21]) zeigt.

Bei welchen Strukturen treten diese Vortices nun auf? Ausgehend von weichmagnetischen polykristallinen Proben mit nur sehr kleinen Anisotropien setzt sich die magnetische Gesamtenergie praktisch nur aus Austausch- und Streufeldenergie zusammen. Bei ausgedehnten magnetischen Proben zerfällt die Struktur in Domänen. Abschlussdomänen und eine parallel zum Probenrand ausgerichtete Magnetisierung reduzieren die Streufelder beträchtlich. Die mittlere Magnetisierung der Probe ist so in Remanenz sehr klein. Bei sehr kleinen magnetischen Teilchen am anderen Ende der Größenskala ist ein eindomäniger Zustand, der auch als Single-Domain-Zustand bezeichnet wird, energetisch am günstigsten. Im Bereich zwischen Domänen- und Single-Domain-Regime können Vortices als remanente Zustände auftreten. Abbildung 1.6 zeigt die Phasengrenze zwischen Single-Domain- und Vortexzustand für polykristallines Permalloy. Die Datenpunkte im Graphen beruhen auf Simulationen mit dem Softwarepaket *LLG Micromagnetics Simulator* [22]. Für die Durchführung und Details zur Simulation sei auf den Abschnitt 2.3 verwiesen. Mit dem oben angegebenen Standardparametersatz für Permalloy wurden Scheiben

mit unterschiedlichen Durchmessern und Dicken untersucht. Für jeden Punkt im Graphen wurden jeweils die Gesamtenergien von Vortexzustand und homogener Magnetisierung verglichen. Ein Kreis (Rechteck) bedeutet, dass der Vortexzustand (Single-Domain-Zustand) energetisch günstiger ist. Die schwarze durchgezogene Linie dient optisch als Grenze. Zum direkten Vergleich sind die analytischen Ergebnisse von Höllinger *et al.* [23] und die experimentellen Resultate von Cowburn *et al.* [24] aus integralen Messungen über eine Vielzahl von nominell identischen Strukturen ebenfalls in den Graphen eingetragen worden. Letztere wurden zwar mit Supermalloy durchgeführt, sind aber aufgrund der nur geringfügig anderen Zusammensetzung¹ dennoch gut vergleichbar. Insgesamt ist die Grenze zum Vortexzustand bei den integralen Messungen aus [24] etwas nach oben, d.h. zu größeren Scheibchendicken verschoben.

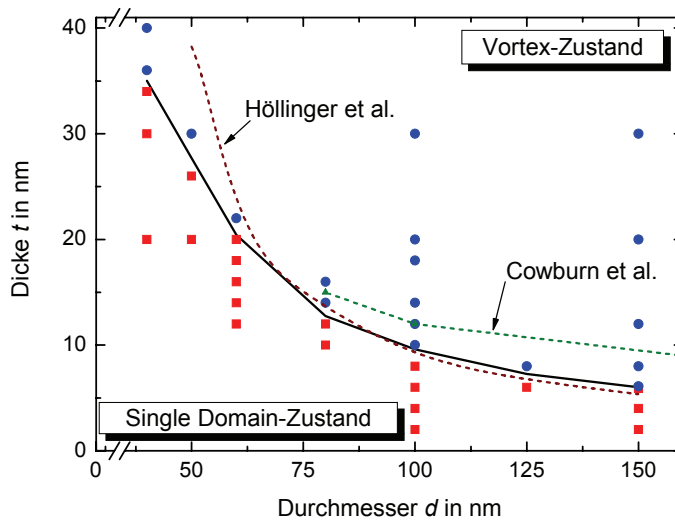


Abbildung 1.6: „Phasengrenze“ zwischen Vortexzustand (oben) und Single-Domain-Zustand (unten), wie er sich aus LLG-Simulationen für Permalloy in Abhängigkeit von der Scheibengeometrie ergibt (schwarze Kurve). Die Rechtecke (Quadrate) kennzeichnen den jeweils energetisch günstigsten Zustand. Zum direkten Vergleich sind die experimentell von Cowburn *et al.* [24] und die rechnerisch von Höllinger *et al.* [23] gefundenen Grenzen eingetragen.

Höllinger *et al.* [23] hingegen haben für die kritische Dicke t_c an der Phasengrenze einen analytischen Ausdruck hergeleitet, der auch den Energiebeitrag aus dem Vortexzentrum berücksichtigt:

$$t_c(d) = d \left\{ \frac{1}{5,31} \left[\exp \left(\frac{2\pi}{2,41} \frac{I_{ex}}{d^2} \left[2,67 + \ln \left(\frac{R}{10l_m} \right) + 0,5 \right] \right) \right] - 1 \right\}^{1/0,88}. \quad (1.13)$$

¹ Permalloy ist eine Legierung aus Nickel und Eisen mit einer Zusammensetzung von 81:19. Supermalloy besteht aus Nickel, Eisen und Molybdän im Verhältnis 80:14:5.

Der zugehörige Graph ist ebenfalls in Abbildung 1.6 eingezeichnet und verläuft bei großen Durchmessern nahezu auf der durch die LLG-Simulation erhaltenen Kurve. Erst im Bereich von unter 65 nm ist er sichtbar steiler und lässt noch deutlich oberhalb der simulierten Phasengrenze ein Single-Domain-Regime erwarten. Dies könnte durch die Integration der Austauschenergie über die Singularität im Vortexzentrum bedingt sein. Um den singulären Punkt zu vermeiden, wurde als untere Integrationsgrenze ein endlicher Radius verwendet. Außerdem ändert sich die Form des Vortex über die Dicke der Scheibe, und auch das berücksichtigt das Modell nicht.

Für Teilchen unterhalb der Phasengrenze (Abbildung 1.6) ergibt sich als remanente Magnetisierung ein eindomäniger Zustand. Dabei sind alle Spins entlang einer Richtung ausgerichtet und verhalten sich wie ein einziger Makrospin. Auch bei der Ummagnetisierung bleibt die homogene Ausrichtung erhalten, und die Magnetisierung dreht sich als Ganzes im externen Feld. Leichte Abweichungen von diesem Zustand durch ein leichtes Eindrehen der Spins am Rand des Zylinders werden in der Simulation beobachtet, wie dies Simulationsergebnisse in Abbildung 1.7 für einen Permalloy-Zylinder mit einem Durchmesser von 100 nm und einer Dicke von 5 nm bei verschiedenen Magnetfeldern zeigen.

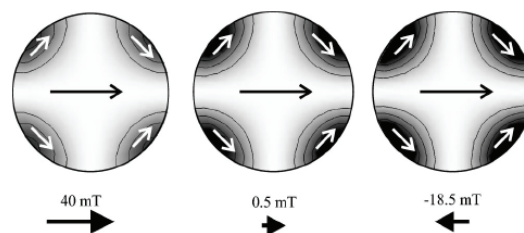


Abbildung 1.7: Veranschaulichung der mittleren Magnetisierung in x-Richtung einer Permalloy-Scheibe mit 100 nm Durchmesser und einer Dicke von 5 nm bei 40 mT, 0,5 mT und 18,5 mT, wie sie aus einer Simulation resultiert. Die Konturlinien sind Linien konstanter Magnetisierung in x-Richtung ($m_x = 0,995$, $0,990$ und $0,985$). Die Pfeile deuten die Magnetisierungsrichtung an, wobei die Drehung der weißen Pfeile übertrieben dargestellt ist. Aus [25].

1.5 Ummagnetisierung und Hysterese

Wandverschiebungen

Bei magnetischen Strukturen, die in Domänen zerfallen, wachsen in schwachen äußeren Feldern zunächst die Domänen, die günstig (parallel) zum Feld orientiert sind auf Kosten der ungünstig ausgerichteten. Dieser Vorgang ist reversibel, solange keine Defekte, Fehlstellen oder sonstige Kristallunregelmäßigkeiten die weitere Verschiebung der Domänenwand behindern. Wird die Domänenwand an einer derartigen Unregelmäßigkeiten festgehalten (gepinnt), so kann sie sich erst beim Überschreiten einer bestimmten Feldstärke wieder vom Pinningzentrum lösen. Auf das Pinnen einer Magnetisierungskonfiguration

und deren mögliche Nutzung durch maßgeschneiderte Schaltfelder wird in Abschnitt 4 detailliert eingegangen. Bei höheren Feldern schließlich verlässt man den reversiblen Bereich und es kommt zu sprunghaften und irreversiblen Verschiebungen der Domänenwände.

Anhand einer Neukurve (siehe Abbildung 1.8 links), d.h. beginnend mit einer vollständig entmagnetisierten Konfiguration, lassen sich die Magnetisierungsprozesse gut erläutern. Dabei lassen sich die Kurvenabschnitte in Bereiche aufteilen in denen verschiedene Prozesse vorherrschen. Nach anfangs reversiblen Wandverschiebungen erfolgt die weitere Verschiebung irreversibel durch Sprünge. Kurz vor der Sättigung gelangt man schließlich in einen Bereich, in dem die Magnetisierung langsam in Richtung des externen Feldes gedreht wird.

Die komplette Ummagnetisierung eines mehrdomänigen Teilchens ist in Abbildung 1.8 rechts veranschaulicht. Ausgehend von einem hohen Magnetfeld ist die Magnetisierung der Probe vollständig entlang des Feldes ausgerichtet und nimmt einen maximalen Wert an – die Sättigungsmagnetisierung M_S . Wird nun das externe Feld abgeschaltet, so verbleibt eine so genannte Remanenzmagnetisierung M_R . Erst im Gegenfeld bei der so genannten Koerzitivfeldstärke H_C verschwindet die mittlere Magnetisierung der Probe und wird schließlich wieder in der entgegengesetzten Richtung gesättigt.

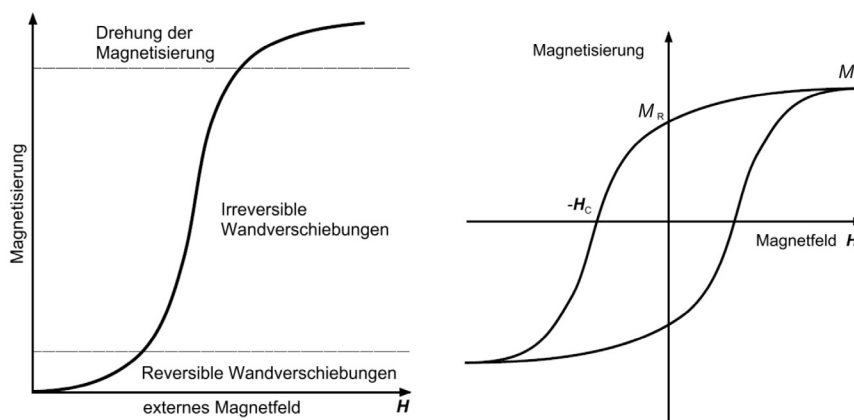


Abbildung 1.8: Links: Neukurve eines Ferromagneten mit Domänenstruktur. Die dominierenden Prozesse sind für die verschiedenen Feldbereiche angegeben. Rechts: Typische Hysteresekurve eines mehrdomänigen Ferromagneten. Zur Veranschaulichung eingetragen sind die charakteristischen Größen: Sättigungsmagnetisierung M_S , remanente Magnetisierung M_R und Koerzitivfeldstärke H_C . Nach [26].

Rigid-Vortex-Modell

In Remanenz fallen Vortexzentrum und Scheibchenmittelpunkt zusammen (vergleiche auch Abbildung 1.9 a)). Beim Anlegen eines in-plane Feldes wird der Vortex senkrecht zur Magnetfeldrichtung so verschoben, dass der entlang des externen Feldes ausgerichtete

Bereich wächst (Abbildung 1.9 b)). Mit zunehmendem Feld wandert das Zentrum des Vortex immer weiter zum Rand, bis schließlich bei einer charakteristischen Feldstärke der Vortex aus der Scheibe gedrängt wird und damit vernichtet ist (Vortexannihilation). Das Teilchen befindet sich dann in einem nahezu gesättigten eindomänen Zustand (Abbildung 1.9 d)). Für dünne Kreisscheiben, die in Remanenz einen Vortexzustand ausbilden, kann man den Ummagnetisierungsvorgang mit dem Rigid-Vortex-Modell [27,28] beschreiben. In diesem vereinfachten Modell wird die Form des Vortex festgehalten. Ausgehend von einer stets konzentrisch zum Vortexmittelpunkt verlaufenden Magnetisierung erlaubt das Modell, die Position des Vortex zu beschreiben. Der gesättigte Zustand nach der Vortexannihilation wird durch einen unendlich weit entfernten Vortex (außerhalb des Teilchens) wiedergegeben. Eine bekannte Schwachstelle dieses Modells besteht darin, dass es bei einer starken Auslenkung des Vortex zum Rand zu viele magnetische Oberflächenladungen vorhersagt. Der Grund dafür liegt im modellbedingten Festhalten am konzentrischen Magnetisierungsverlauf; die tatsächlich auftretende Verzerrung der Magnetisierung am Rand wird so nicht berücksichtigt.

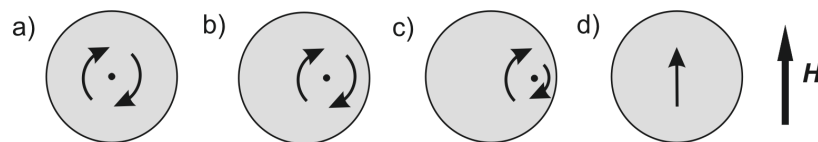


Abbildung 1.9: Auswirkung eines in-plane Feldes auf das Vortexzentrum im Rigid-Vortex-Modell. a) Remanenter Zustand: Vortexzentrum ist in der Scheibenmitte; b), c) Zentrum wird mit zunehmendem Feld zum Rand der Scheibe geschoben, bis die Magnetisierung nahezu gesättigt ist im Bild d). Im Modell bedeutet dies, dass sich das Vortexzentrum unendlich weit außerhalb der Scheibe befindet.

Stoner-Wohlfarth-Modell

Die Ummagnetisierung von eindomänen Teilchen kann mit Hilfe des Stoner-Wohlfarth-Modells [29] beschrieben werden. Die Eindomänigkeit eines Teilchens bedeutet in diesem Modell, dass es während des gesamten Ummagnetisierens in diesem Zustand vorliegt. Das Schalten entspricht einer kohärenten Drehung der Magnetisierung als Ganzes. Eine typische Hysteresekurve eines Single-Domain-Teilchens zeigt Abbildung 1.10. Die rechteckige Hysterese kommt durch abrupte Übergänge zwischen den beiden entgegengesetzt magnetisierten Konfigurationen zustande.

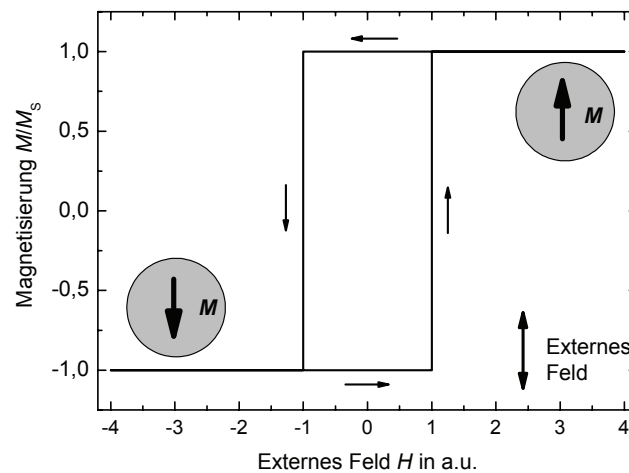


Abbildung 1.10: Hysteresekurve eines Single-Domain-Teilchens. Das Umschalten erfolgt sprunghaft zwischen den beiden entgegengesetzt gerichteten Magnetisierungen.

1.6 Magnetismus verdünnt magnetischer Halbleiter

Mit dem Schlagwort „Spintronic“ verbindet sich ein neues Konzept, das die bisherige Elektronik, in der nur die Ladung (der Elektronen) ausgenutzt wird, revolutionieren soll. Zusätzlich zur normalen ladungsbasierten Elektronik soll der Spinfreiheitsgrad verwendet werden. Das Ziel ist die Entwicklung neuer, multifunktionaler Materialien, die sowohl halbleitend als auch ferromagnetisch sind. Damit wird es prinzipiell möglich, Logikelemente und Datenspeicherung auf ein und demselben Chip zu kombinieren, d.h. die seit dem Beginn der Computertechnologie bestehende strikte Trennung zwischen Prozessor und Speicher würde so nicht mehr notwendig sein.

1.6.1 Grundlagen

Im Jahre 1989 konnte erstmals mit $(\text{In},\text{Mn})\text{As}$ ein so genannter verdünnt magnetischer Halbleiter hergestellt werden [30]. H. Ohno gelang es 1996 [31] mit $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ ein weiteres Material aus dieser Kategorie zu wachsen. Dieses Materialsystem steht seit einigen Jahren im Mittelpunkt des Interesses bei verdünnt magnetischen Halbleitern. Inzwischen gibt es eine Vielzahl derartiger Verbindungen sowohl aus III-V- als auch aus II-VI-Halbleitern. Allgemein werden diese Materialien als DMS bezeichnet als Akronym des englischen Begriffs „diluted magnetic semiconductor“ (verdünnt magnetischer Halbleiter).

Wie kann man sich solche verdünnt magnetische Halbleiter nun vorstellen? Im Folgenden soll dies am Beispiel von $(\text{Ga},\text{Mn})\text{As}$ kurz erläutert werden. Beim epitaktischen Wachstum von GaAs wird ein Teil der Gallium-Atome (Ga) zufällig durch Atome mit einem nicht ver-

schwindenden magnetischen Moment (hier: Mangan-Atome: Mn) ersetzt und in das Kristallgitter eingebaut. Die Mn-Atome fungieren als Akzeptoren und setzen so ein Loch pro Atom frei. In diesem stark korrelierten System wird die ferromagnetische Kopplung zwischen den Mn-Ionen durch spinpolarisierte Löcher vermittelt, und mit Hilfe des Zener-Modells kann der Magnetismus erklärt werden [32]. Die Curie-Temperatur steigt mit wachsender Mn-Konzentration bis etwa 9% Mn an. Im Gegensatz zu GaAs bzw. AlGaAs, das bei Temperaturen von ca. 600°C mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) aufgewachsen wird, müssen die (Ga,Mn)As-Schichten bei Temperaturen von ca. 250 bis 280°C hergestellt werden (LT-MBE: Low Temperature MBE), damit die Mn-Atome statistisch Ga-Atome ersetzen. Bei höheren Temperaturen würden sich bereits während des Wachstums Mn-Cluster bilden. Diese Wachstumsbedingungen führen aber auch dazu, dass nicht jedes Mn-Atom als Akzeptor wirkt [33]. Dies lässt sich vermutlich auf eine Kompensation der Mn-Akzeptoren durch den Einbau von Mn-Atomen an unerwünschten Plätzen im Gitter zurückführen, wie dies in Abbildung 1.11 gezeigt ist. Werden Mn-Atome auf normalerweise leeren Zwischengitterplätzen (interstitials) eingefügt, fungieren diese als doppelte Donatoren. Das gleiche Verhalten zeigen As-Atome, die auf Ga-Gitterplätzen eingebaut werden (anti-site). Auch diese sind in LT-(Ga,Mn)As in hoher Konzentration vorhanden. Beide Effekte setzen zwei Elektronen pro Atom frei und kompensieren so (teilweise) die für den Ferromagnetismus verantwortlichen Löcher [32]. Die Curie-Temperatur T_C hängt folgendermaßen vom Mangangehalt x und der Konzentration der Löcher p ab [34]:

$$T_C \propto x \cdot p^{1/3}. \quad (1.14)$$

Wegen der starken Abhängigkeit der Curie-Temperatur von der Löcherkonzentration versucht man nach dem Wachstum gezielt diese Fehlstellen zu eliminieren. Mittels geeigneter Temperschritte lässt sich so das Material ausheilen und die Curie-Temperatur beträchtlich steigern. Die DMS-Schichten werden hierzu bei Temperaturen von bis zu 200°C für Stunden oder Tage belassen. Standardmäßig lassen sich inzwischen Schichten mit Curie-Temperaturen von etwa 120 K herstellen. Durch nachträgliches Tempern konnten Curie-Temperaturen von ca. 160 K [35,36] und inzwischen auch 173 K [37] erreicht werden. Und auch für ein T_C im Bereich der Raumtemperatur sehen theoretische Berechnungen keine fundamentalen Grenzen [38].

Durch den hohen Anteil von Fremdatomen im Kristallgitter ändert sich auch die Gitterkonstante im Vergleich zu reinem GaAs – abhängig vom Mn-Anteil. Dadurch entsteht – je nach Substrat – entweder eine Zugspannung oder eine Stauchung der DMS-Gitterstruktur. Im Beispiel (Ga,Mn)As auf GaAs-Substrat (001) erhält man eine Stauchung, die wiederum die magnetischen Eigenschaften stark beeinflusst [39].

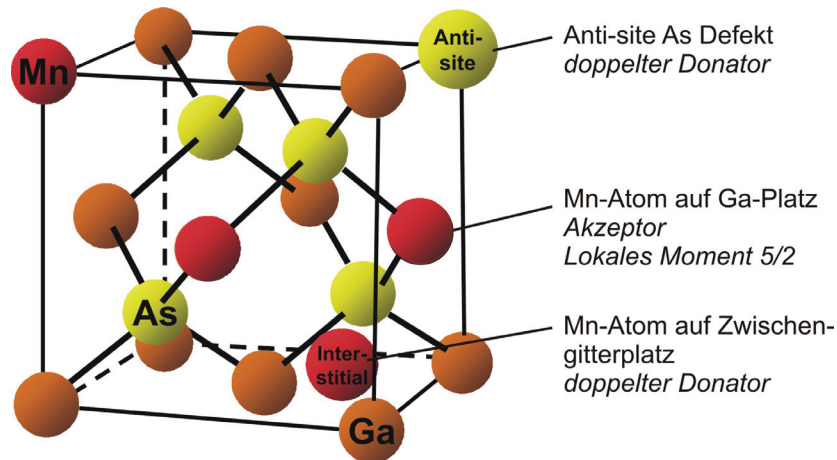


Abbildung 1.11: In die GaAs-Zinkblendestruktur werden die Mn-Atome nicht nur wie gewünscht auf den Ga-Plätzen eingebaut. Nur hier fungieren sie als einfache Akzeptoren und tragen ein lokales magnetisches Moment von $5/2$ bei. Werden die As-Atome hingegen auf Ga-Plätzen (anti-sites) oder Mn-Atome auf Zwischen-gitterplätzen (interstitials) eingebaut, so verhalten sie sich als zweifache Donatoren und kompensieren so (teilweise) die Akzeptoren. Nach [40].

Bereits Shono *et al.* konnten magnetische Domänen in (Ga,Mn)As-Schichten mittels eines Raster-Hall-Mikroskop abbilden [41]. Wächst man (Ga,Mn)As auf GaAs geeignet auf, so lässt sich eine temperaturabhängige magnetische in-plane Anisotropie erreichen. Bei ausgedehnten (Ga,Mn)As-Filmen, gewachsen auf (001)-GaAs, konnten Welp *et al.* magnetische Domänen mit einer Ausdehnung von hunderten Mikrometern mittels einer hoch auflösenden magneto-optischen Abbildungsmethode beobachten [42]. Bei niedrigen Temperaturen ($T < T_c/2$) bildet sich eine biaxiale Anisotropie. Die Domänen zeigen entlang zweier leichter Achsen, die in der Nähe der [100]- und der [010]-Richtung orientiert sind (siehe Abbildung 1.12 links, Bilder b) bis e)). Während der gesamten Ummagnetisierung mit einem externen Magnetfeld in [100]-Richtung wurden nur Domänen mit 90° -Wänden beobachtet. Im Gegensatz dazu ist im Temperaturbereich ($T_c/2 < T < T_c$) eine uniaxiale Kristallanisotropie feststellbar; die Domänen sind – auch während der Ummagnetisierung – lediglich entlang der [110]-Richtung magnetisiert und bilden 180° -Wände aus (siehe Abbildung 1.12 rechts). Dieses Phänomen kann als Phasenübergang zweiter Ordnung identifiziert werden und ist eine Folge der kubischen und der konkurrierenden uniaxialen, wachstumsinduzierten Kristallanisotropie in der (Ga,Mn)As-Filmebene.

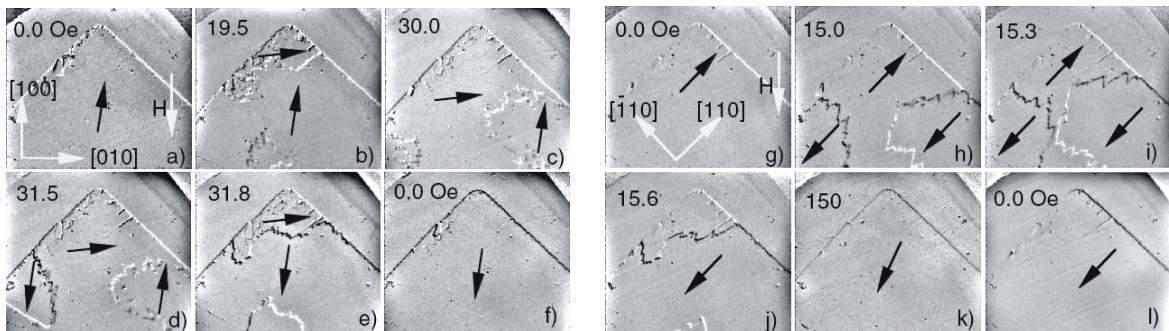


Abbildung 1.12: Domänenstruktur einer (Ga,Mn)As-Schicht auf (001)-GaAs während der Ummagnetisierung im in-plane Magnetfeld ($T_c = 60$ K). Links: $T = 15$ K: Eine biaxiale magnetische Anisotropie (90° -Wände) ist vorzufinden. Die Domänen sind annähernd entlang der $[100]$ und $[010]$ -Richtungen ausgerichtet. Rechts: $T = 35$ K: Hier ist eine deutlich ausgeprägte uniaxiale magnetische Anisotropie zu beobachten (180° -Wände). Aus [42].

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Magnetowiderstands-Messungen wurden stets bei Temperaturen deutlich unter $T_c/2$ durchgeführt, so dass die in Abbildung 1.13 skizzierte biaxiale Kristallanisotropie in der Schichtebene zu erwarten ist.

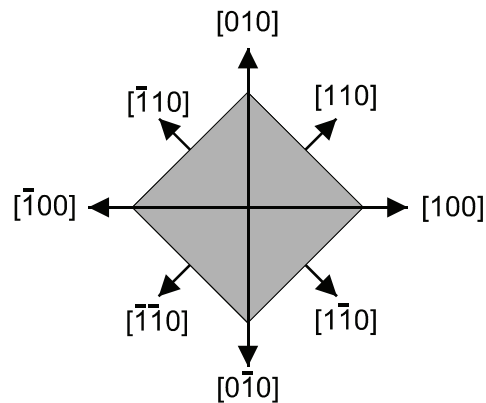


Abbildung 1.13: Draufsicht auf eine (Ga,Mn)As-Schicht (graues Quadrat), gewachsen auf GaAs (001). Für Temperaturen unterhalb von $T_c/2$ liegen die leichten Achsen annähernd entlang der beiden durchgehend gezeichneten Achsen $[100]$ und $[010]$.

Für die angestrebten Untersuchungen an kleinen (Ga,Mn)As-Teilchen mit Hilfe der Mikro-Hall-Magnetometrie wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Die dazu notwendigen Parameter wurden abgeschätzt. Für die folgenden Berechnungen wurde stets ein Mn-Anteil von $x = 5\%$ angenommen, wie er in der Literatur sehr häufig für Abschätzungen verwendet wird. Dies führt zu einer maximalen Lochdichte (Mn) von ungefähr $N_0 = (a^3/4)^{-1} \cdot x \approx 3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$, sofern alle Mn-Atome als Akzeptoren eingebaut werden. Die Sättigungsmagnetisierung ergibt sich zu:

$$M_S = g \mu_B S \cdot x \cdot N_0. \quad (1.15)$$

Mit den relevanten Größen [34], dem gyromagnetischen Faktor $g = 2$, dem Bohrschen Magneton $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2$, und einem Spin der Mangan-Atome von $5/2$ ergibt sich die Sättigungsmagnetisierung zu $40,9 \text{ kA/m}$ ($T = 0$) und damit $51,5 \text{ mT}$.

Die Austauschkonstante A lässt sich aus folgender Gleichung über die Aufspaltung der Austauschwechselwirkung B_G extrahieren:

$$B_G = A_F M_S \frac{\beta}{6 g \mu_B}. \quad (1.16)$$

Hier ist β das p-d Austauschintegral, mit $\beta N_0 \approx 1,1 \text{ eV}$, A_F der Parameter für die Fermiflüssigkeit ($A_F = 1,2$). Mit diesen Werten erhält man: $B_G \approx 30 \text{ meV}$. Damit ergibt sich mit tabellarischen Daten von J. König [43] eine Austauschkonstante $A = 0,42 \text{ pJ/m}$. Die Austauschlänge ergibt sich aus:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{K_D}} \text{ mit } K_D = \frac{\mu_0 M_S^2}{2}. \quad (1.17)$$

Setzt man die oben erhaltenen Werte hier ein, so erhält man eine Austauschlänge von etwa 20 nm . Auf Grund der sehr komplexen, aber durchaus großen magnetischen Anisotropien, die auch von Probe zu Probe variieren können, werden hierzu keine Werte berücksichtigt. Wenngleich die Ummagnetisierung im Detail empfindlich von diesen (Kristall-) Anisotropien abhängt, so sind die maximal detektierbaren Streufelder nur durch die Geometrie des Teilchens und die Sättigungsmagnetisierung bestimmt. Für die Untersuchung mittels Mikro-Hall-Magnetometrie ist vor allem das zu erwartende Streufeld auf dem Sensor von Interesse, das – in Sättigung – unabhängig von Kristallanisotropien ist. In den durchgeführten Simulationen (*LLG Micromagnetics Simulator*) wurden daher Kristallanisotropien nicht berücksichtigt. Die Diskretisierung der Mikrostruktur kann aufgrund der im Vergleich zu Permalloy relativ großen Austauschlänge deutlich gröber erfolgen (hier: 10 nm Kantenlänge der Zellen). Die aus der Simulation erhaltene Magnetisierungsverteilung wurde mit Hilfe der „B-Prober“-Option im *LLG Micromagnetics Simulator* in ein Streufeld des Teilchens umgerechnet. Gleichzeitig ist es möglich, eine frei positionierbare Hall-Sonde einzubeziehen. Das Streufeld wird anschließend über den vorgegebenen Sensorbereich gleichmäßig gemittelt (ballistischer Fall). Der so erhaltene Mittelwert gibt eine gute Abschätzung für das zu erwartende Signal am Hallsensor.

1.6.2 Charakteristische Eigenschaften

Um die Auswirkungen der in Abschnitt 6 durchgeführten (thermischen) Prozesse auf den verdünnt magnetischen Halbleiter beurteilen zu können, werden die Auswirkungen auf zwei charakteristische Größen als Kriterium herangezogen. Zum einen ist dies der AMR (Anisotropic Magneto-Resistance), dessen physikalische Ursache hier kurz erläutert werden soll. Zum anderen wird die für Ferromagneten typische Curie-Temperatur verwendet, deren Bestimmung ebenfalls kurz diskutiert wird.

AMR

Bereits im Jahre 1857 wurde der AMR-Effekt entdeckt [44], der von Hunt [45] wieder aufgegriffen wurde und ab 1991 in Festplattenleseköpfen (IBM) Anwendung fand. Bei diesem Magnetowiderstandseffekt ändert die Probe ihren Widerstand in Abhängigkeit von der relativen Ausrichtung der Magnetisierung zur Stromrichtung. In Metallen ist der Widerstand bei paralleler Ausrichtung höher, als wenn Magnetisierung und Stromrichtung zueinander senkrecht stehen. Dieser Effekt lässt sich nur mit Hilfe der Spin-Bahn-Wechselwirkung erklären. Durch die Kopplung der Orbitale mit dem Elektronenspin richten sich diese im Magnetfeld aus. Bei nicht kugelsymmetrischen Orbitalen führt dies zu unterschiedlichen Streuquerschnitten aufgrund der Ladungsverteilung. Für Metalle bedeutet dies, dass der Querschnitt bei paralleler Ausrichtung von Magnetisierung und Strom (siehe Abbildung 1.14 a)) und damit der Widerstand deutlich größer ist, als bei senkrechter Orientierung (Teilbild b)). Abbildung 1.14 zeigt die Abhängigkeit des Widerstands vom Winkel zwischen Strom und externem Feld. Sobald die Sättigungsmagnetisierung erreicht ist ($\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{ext}$), beobachtet man für höhere Felder den normalen positiven Magnetowiderstand, wie dies Abbildung 1.15 zeigt.

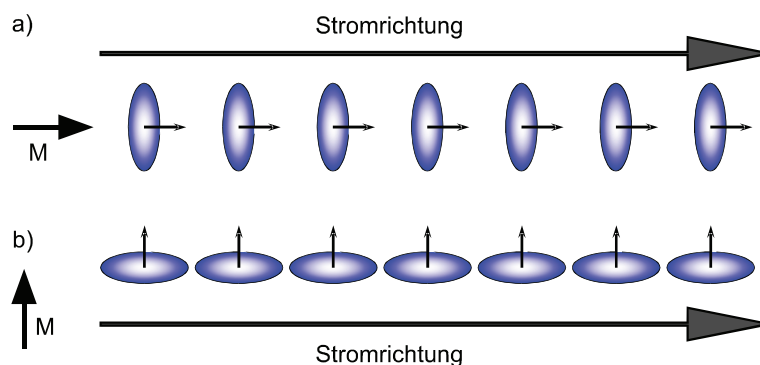


Abbildung 1.14: Veranschaulichung der asymmetrischen Elektronenverteilung von 3d-Elektronen als Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung. In Metallen ist der Widerstand im Falle von paralleler Orientierung von Strom und Magnetisierung höher (Teilbild a)), als wenn diese senkrecht zueinander ausgerichtet sind (Teilbild b)). Der resultierende asymmetrische Überlapp der Ladungsverteilungen ist auch die physikalische Ursache der Anisotropieenergie. Aus [46].

Bei den verdünnt magnetischen Halbleiter (Ga,Mn)As ist die in Abbildung 1.14 dargestellte Situation genau umgedreht und der Widerstand ist bei parallel zur Stromrichtung ausgerichteter Magnetisierung (Fall a)) typischerweise 1% bis maximal 4% niedriger als im Fall b) [47].

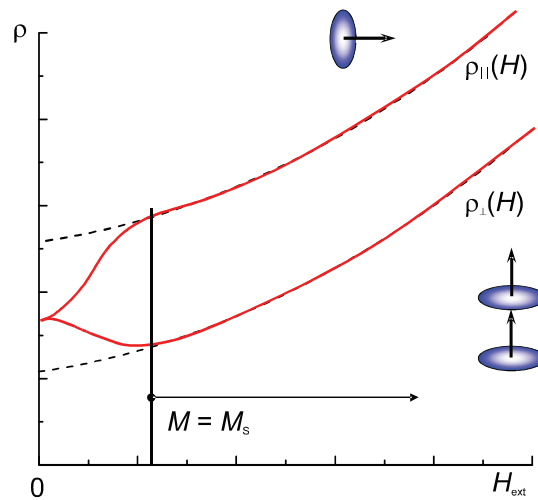


Abbildung 1.15: Typische Magnetfeldabhängigkeit des spezifischen Widerstands eines ferromagnetischen Metalls (rote Kurven). Der Anstieg für externe Felder jenseits der Sättigungsfeldstärke ist durch den normalen positiven Magnetowiderstand bedingt. Nach [46].

Curie-Temperatur

Die Curie-Temperatur kann mit Hilfe verschiedener Verfahren bestimmt werden. Neben den direkten Methoden, wie z.B. der Vermessung einer magnetischen Schicht mit Hilfe eines SQUID-Magnetometers¹, soll in der Arbeit eine „elektrische“ Methode Anwendung finden, die auch bei kleinen Strukturen möglich ist.

Zur Abschätzung der Curie-Temperatur T_C des (Ga,Mn)As-Materials wird der Längswiderstand R_L an einer Hallbar (ohne externes Magnetfeld) in Abhängigkeit von der Temperatur gemessen. Abbildung 1.16 zeigt eine solche Abkühlkurve, die an einer strukturierten (Ga,Mn)As Hallbar mit einer Schichtdicke von 50 nm gemessen wurde. Wenngleich diese Methode die Curie-Temperatur etwas überschätzt, ist sie experimentell vergleichsweise einfach durchzuführen: Beim langsamen Abkühlen der Probe im Kryo wird kontinuierlich der Längswiderstand aufgezeichnet. Beginnend bei Raumtemperatur steigt zunächst der Längswiderstand mit abnehmender Temperatur bis zu einem lokalen Maximum an. Beim weiteren Abkühlen nimmt schließlich der Widerstand ab. Dieses Maximum deutet auf metallisches Verhalten hin und wird auf Streuprozesse der Ladungsträger an thermischen Fluktuationen der Spin(un)ordnung (Magnonen) zurückgeführt. In diesem Temperaturbereich findet der Übergang zwischen para- und ferromagnetischem Zustand statt und das Maximum der Kurve kann in guter Näherung mit der Curie-Temperatur identifiziert werden [48]. Unterhalb des Curie-Punkts hingegen sinkt mit fallender Temperatur der Widerstand deutlich. Hier nimmt die Streuung an den nun zunehmend parallel ausgerichteten Spins weiter ab. Bei Temperaturen unter 10 K steigt der Widerstand schließlich wieder an. Der-

¹ SQUID: Superconducting Quantum Interference Device.

zeit laufende Arbeiten legen nahe, dass dies durch die Elektron-Elektron-Streuung begründet ist [49]. Darauf wird im Folgenden nicht weiter eingegangen, da der temperaturabhängige Widerstand im Rahmen der Arbeit lediglich dazu dient die Curie-Temperatur zu ermitteln.

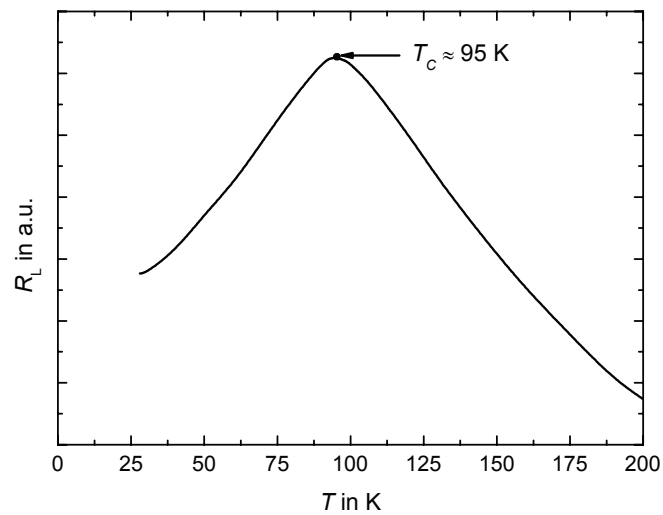


Abbildung 1.16: Abkühlkurve einer (Ga,Mn)As-Schicht mit 50 nm Dicke. Das Maximum im Längswiderstand ergibt sich in etwa bei der Curie-Temperatur.

2 Untersuchungstechniken

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen für die verschieden angewandten Untersuchungsmethoden dargestellt. Zunächst wird die Basis für das Verständnis zweidimensionaler elektronischer Systeme geschaffen und es wird aufgezeigt, warum zweidimensionale Systeme besonders prädestiniert sind, das Ummagnetisierungsverhalten magnetischer Teilchen zu untersuchen. Anschließend wird die Lorentz-Transmissions-Elektronen-Mikroskopie vorgestellt, die für diese Arbeit eine weitere wichtige Untersuchungsmethode darstellt. Als komplementäres Werkzeug wird auf Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* eingegangen – insbesondere auf Optimierungen, wie sie eine konsistente Simulation von Nanoteilchen erfordern. Erste vorbereitende Messungen mit dem Photo-Elektronen-Emissions-Mikroskop schließen diesen Teil ab.

2.1 Mikro-Hall-Magnetometrie

Bei der Mikro-Hall-Magnetometrie werden magnetische Teilchen auf einem sub- μm großen Hall-Kreuz platziert (siehe Abbildung 2.1). Durch die Verwendung zweidimensionaler Ladungsträgersysteme können Hall-Sensoren mit einer sehr hohen Empfindlichkeit hergestellt werden [50,51].

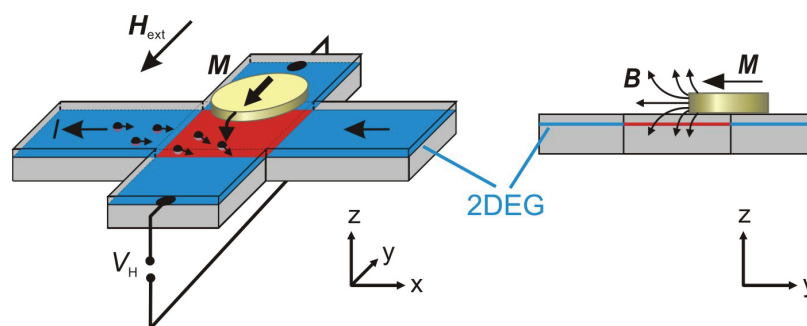


Abbildung 2.1: Prinzip eines Hallensors (links). Die Ladungsträger werden im Kreuzungsbereich (rot markiert) durch das einkoppelnde Streufeld des magnetischen Teilchens bzw. durch die daraus resultierende Lorentzkraft seitlich abgelenkt. Die so hervorgerufene Hallspannung kann direkt gemessen werden. Der Querschnitt im rechten Teilbild verdeutlicht das einkoppelnde Streufeld; nur dessen Komponente senkrecht zum 2DEG kann detektiert werden.

Das zweidimensionale Ladungsträgersystem (siehe Abschnitt 2.1.1) stellt eine leitende Schicht dar. Die den Strompfad durchlaufenden Elektronen (x-Richtung) werden dabei im Kreuzungsbereich durch Streufelder – hervorgerufen von aufgebracht magnetischen

Strukturen – beeinflusst. Lediglich die Komponente des Streufeldes senkrecht zur leitenden Schicht kann aufgrund der Lorentzkraft die Ladungsträger senkrecht zur Stromrichtung in die Potentialsonden ablenken. Die daraus resultierende Hallspannung ist ein quantitatives Maß für die einkoppelnde Streufeldstärke und erlaubt Rückschlüsse auf die Magnetisierungskonfiguration des (ferro)magnetischen Teilchens.

2.1.1 Zweidimensionale Sensorsysteme

Durch epitaktisches (einkristallines) und atomlagengenaues Aufwachsen geeigneter Halbleitermaterialien (siehe unten) kann ein zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bzw. zweidimensionales Lochgas (2DHG) erreicht werden. Zur Herstellung derartiger Halbleiterheterostrukturen werden häufig Galliumarsenid (GaAs) und Aluminiumgalliumarsenid ($\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$) verwendet, die wegen ihrer annähernd gleichen Gitterkonstanten sehr gut epitaktisch aufeinander aufwachsen. Aber auch andere Materialien kommen für zweidimensionale Systeme zum Einsatz.

Im Folgenden sollen zunächst am Beispiel einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur das Zustandekommen und alle wichtigen Eigenschaften eines zweidimensionalen Systems erläutert werden. Abbildung 2.2 zeigt einen typischen Schichtaufbau einer solchen Heterostruktur mit den zugehörigen Verläufen von Valenz- und Leitungsband. Die unterschiedlich großen Energielücken in GaAs und in $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ (GaAs: 1,42 eV bei Raumtemperatur) und deren unterschiedliche Elektronenaffinität führen zu einer Verbiegung von Leitungs- und Valenzband. Diese Diskontinuität an der Grenzfläche der beiden Schichten erzeugt im Valenzband eine Stufe (vergleiche Abbildung 2.2), während sich im Leitungsband ein näherungsweise dreieckiger Potentialtopf ausbildet. Die Ladungsträger für das 2DEG werden durch Dotieratome (hier Silizium: n-Dotierung) in der AlGaAs-Schicht bereitgestellt und diffundieren in diesen Potentialtopf. Quantenmechanisch ergeben sich im dreieckigen Potentialtopf (z-Richtung) für die eingeschlossenen Elektronen diskrete Energieniveaus E_z , was einer Aufspaltung des Energiespektrums in so genannte Subbänder entspricht. Dadurch kann ein Ladungstransport nur noch in der x-y-Ebene erfolgen.

Im Allgemeinen wird die Dotierung zweidimensionaler Ladungsträgersysteme so gewählt, dass (bei tiefen Temperaturen) lediglich das unterste Subband ($n = 1$) besetzt ist. Neben dem hier beschriebenen dreiecksförmigen Potentialtopf beim einfachen Heteroübergang können durch entsprechend gewählte Schichtfolgen auch andere Formen des Einschlusspotenzials verwirklicht werden, vergleiche dazu auch Abschnitt 2.1.4. Durch die Spacerschicht werden der Heteroübergang und die Dotierung, welche nur aus dem Bruchteil einer Monolage Si (δ -Dotierung) bestehen kann, räumlich getrennt. Auf diese Weise werden Streuungen am Coulombpotenzial der ionisierten Donatoren in der Ebene des 2DEGs auf ein Minimum reduziert und so große mittlere freie Weglängen sowie hohe Beweglichkeiten erreicht.

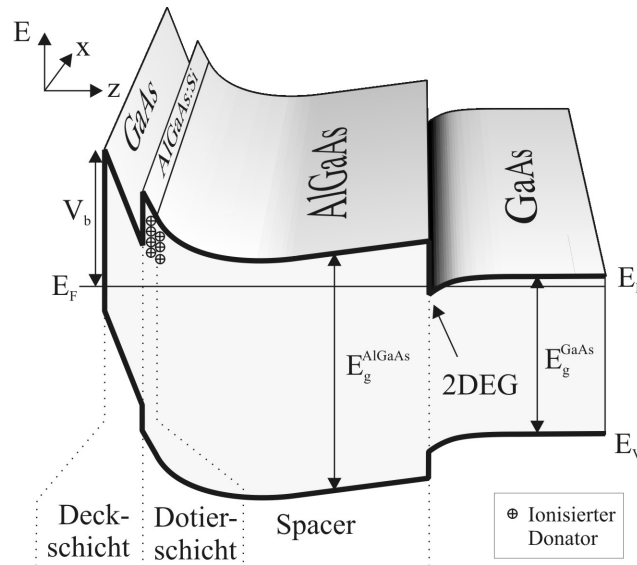


Abbildung 2.2: Verlauf von Valenz- und Leitungsband einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur. Im Leitungsband bildet sich durch die unterschiedlichen Bandlücken von GaAs und AlGaAs ein nahezu dreieckiger Potenzialtopf. Darin sammeln sich die Ladungsträger aus der Dotierschicht und bilden ein hochbewegliches zweidimensionales Elektronengas am Interface der beiden Schichten. Aus [52].

Im 2DEG besitzt das Energiespektrum der Elektronen folgende Form:

$$E = E_z + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2) . \quad (2.1)$$

Es gilt $\hbar = h/2\pi$, wobei h die Plancksche Wirkungskonstante bezeichnet. Das periodische Gitterpotenzial lässt sich am einfachsten durch die effektive Masse m^* einbringen. Im Allgemeinen nimmt m^* unterschiedliche Werte für verschiedene Richtungen im Kristall an. Die Größen k_x bzw. k_y geben den Wellenvektor der Elektronen in die jeweilige Richtung an.

Die Zustandsdichte $D(E)$ im zweidimensionalen System ist innerhalb eines Subbandes konstant und es gilt:

$$D(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} . \quad (2.2)$$

Der elektrische Transport erfolgt bei tiefen Temperaturen nur durch Elektronen an der Fermikante. Fermienergie E_F , Fermiwellenlänge λ_F , Fermiwellenvektor k_F , sowie Fermigeschwindigkeit v_F erlauben somit eine gute Beschreibung des elektrischen Transports:

$$\lambda_F = \sqrt{\frac{2\pi}{n_s}} \quad (2.3)$$

$$k_F = \frac{2\pi}{\lambda_F} = \sqrt{2\pi n_s}$$

$$E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi n_s}{m^*} \quad (2.4)$$

$$v_F = \frac{\hbar k_F}{m^*} = \frac{\hbar}{m^*} \sqrt{2\pi n_s} .$$

Die Ladungsträgerdichte n_s gibt in zweidimensionalen Systemen die Anzahl der Ladungsträger pro Fläche an. Experimentell kann sie entweder aus dem Verlauf der Hallspannung oder aus der Periodizität der so genannten Shubnikov-de Haas-Oszillationen (Quanten-Hall-Effekt) bestimmt werden. Zusammen mit den effektiven Massen, die für die verwendeten Heterostrukturen bekannt sind, können diese Größen berechnet werden.

Transport im elektrischen Feld

Den Lehrbüchern [53,54,55,56] folgend, werden im Folgenden die wichtigsten Aspekte zum Transport im elektrischen und magnetischen Feld zusammengefasst.

Zur Beschreibung des elektronischen Transports entwickelte Paul Drude bereits um 1900 das nach ihm benannte Drude-Modell. Basierend auf dem Modell eines neutralen, verdünnten Gases, werden die Elektronen im Festkörper als freie Teilchen behandelt, die den newtonschen Gesetzen genügen und mit Störstellen und Defekten kollidieren können. Die effektive Masse m^* trägt wiederum dem periodischen Gitterpotenzial Rechnung. Die Impulse der Elektronen vor und nach der Kollision werden bei diesem Modell nicht korreliert.

Durch Anlegen eines elektrischen Feldes \mathbf{E} werden die Elektronen mit der Elementarladung e in Richtung des elektrischen Feldes beschleunigt. Nach einer mittleren Zeit werden sie gestreut und verlieren bei diesem Vorgang den im elektrischen Feld aufgenommenen Impuls vollständig. Die mittlere Zeit zwischen zwei Kollisionen wird als Impulsrelaxationszeit τ bezeichnet. Daraus ergibt sich die Bewegungsgleichung:

$$m^* \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m^* \frac{\mathbf{v}}{\tau} = e \cdot \mathbf{E} . \quad (2.5)$$

Für die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen, die auch als Driftgeschwindigkeit v_D bezeichnet wird, gilt:

$$v_D = \frac{e\tau}{m^*} \mathbf{E} = \mu \mathbf{E} . \quad (2.6)$$

Die Größe μ beschreibt dabei die Beweglichkeit der Elektronen. Sie wächst mit zunehmender Impulsrelaxationszeit.

Für kleine elektrische Felder sind Stromdichte \mathbf{j} und elektrische Feldstärke \mathbf{E} zueinander direkt proportional. Dieser Zusammenhang wird durch das Ohmsche Gesetz beschrieben:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad \text{bzw.} \quad \mathbf{E} = \rho \mathbf{j}. \quad (2.7)$$

Die Proportionalitätskonstanten σ bzw. ρ heißen spezifische Leitfähigkeit bzw. spezifischer Widerstand.

Transport im elektrischen und im kleinen magnetischen Feld

Wird nun zusätzlich senkrecht zur 2DEG-Ebene ein Magnetfeld angelegt, so fließt der Strom nicht mehr in Richtung einer angelegten Spannung. Stromdichte und elektrisches Feld sind dann über einen Leitfähigkeitstensor $\vec{\sigma}$ miteinander verbunden. Den Widerstandstensor $\vec{\rho}$ erhält man durch Inversion des Leitfähigkeitstensors. Die weitere Betrachtung bezieht sich nur auf zweidimensionale Elektronengase. Die beiden Tensoren lassen sich dann durch 2 x 2 Matrizen darstellen und es gilt:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} \\ \rho_{yx} & \rho_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}. \quad (2.8)$$

Im isotropen Medium gilt die Onsager-Relation ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ und $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$) und damit ergeben sich die Komponenten des Widerstandstensors zu:

$$\rho_{xx} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad \rho_{xy} = \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2}. \quad (2.9)$$

Legt man senkrecht zur Ebene des 2DEGs ein Magnetfeld $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ an, so lassen sich die Komponenten des Widerstandstensors wie folgt berechnen:

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{1}{en_s \mu} \quad \rho_{xy} = -\rho_{yx} = -\frac{B}{en_s}. \quad (2.10)$$

Der Längswiderstand ρ_{xx} ist also konstant, während der Hallwiderstand ρ_{xy} proportional zum Magnetfeld anwächst, wie dies beim klassischen Hall-Effekt zu erwarten ist. Mit den Zwischenergebnissen aus Gl. 2.10 lässt sich Gl. 2.8 folgendermaßen schreiben:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{en_s \mu} & -\frac{B}{en_s} \\ \frac{B}{en_s} & \frac{1}{en_s \mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_x \\ j_y \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Magnetotransport-Messungen werden mit der in Abbildung 2.3 a) skizzierten Standard-Hallgeometrie durchgeführt. Dabei wird entlang der x-Richtung (Strompfad) ein konstanter

Strom I ($\mathbf{j} = (j_x, 0)$) aufgeprägt, während senkrecht zur 2DEG-Ebene ein veränderliches Magnetfeld anliegt. Experimentell werden die in x-Richtung abfallende Längsspannung V_L sowie die in y-Richtung abfallende Hallspannung V_H gemessen. Mit Gleichung 2.8 ergibt sich:

$$-\rho_{xy} = \frac{E_y}{j_x} = \frac{V_H}{I} \quad \rho_{xx} = \frac{E_x}{j_x} = \frac{V_L W}{I L} . \quad (2.12)$$

Die geometrischen Abmessungen der Hallbar sind durch die Größen L und W (Länge des Strompfades bzw. Abstand der Potenzialabgriffe) gegeben, wie dies in Abbildung 2.3 a) skizziert ist. Aus dem Vergleich mit den Gleichungen 2.10 folgt eine direkte Beziehung zwischen den Materialparametern μ bzw. n_s und den Messgrößen V_L bzw. V_H :

$$n_s = \frac{1}{e} \frac{-1}{\frac{d\rho_{xy}}{dB}} = \frac{I}{e} \frac{1}{\frac{dV_H}{dB}} \quad (2.13)$$

$$\mu = \frac{1}{en_s \rho_{xx}} = \frac{I}{en_s} \frac{1}{V_L} \frac{L}{W} . \quad (2.14)$$

Experimentell sind mit der Messung von Längs- und Hallspannung die charakteristischen Materialgrößen eines zweidimensionalen Systems, nämlich Ladungsträgerdichte und Beweglichkeit, direkt zugänglich.

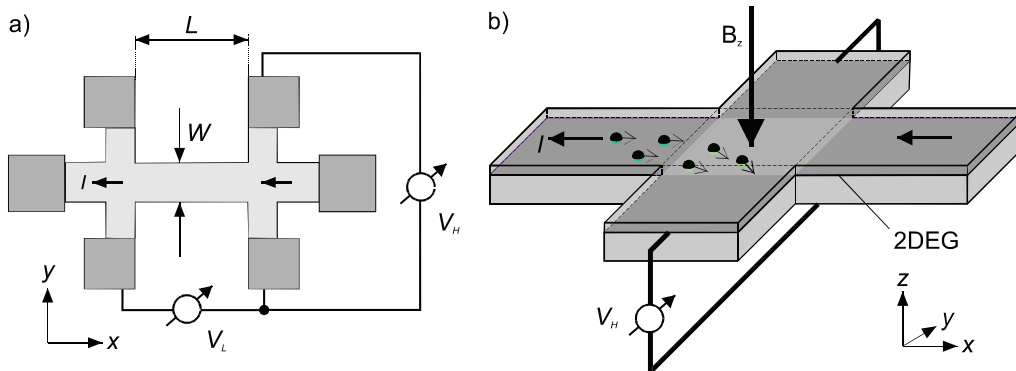


Abbildung 2.3: a) Skizze der experimentellen Anordnung zur Messung von Längs- und Hallspannung V_L bzw. V_H . Zusätzlich eingezeichnet sind die Länge L und die Breite W des Kanals. Teilbild b) gibt eine anschauliche Erklärung für das Auftreten der Hallspannung. Unter dem Einfluss der Lorentzkraft werden die Elektronen im 2DEG senkrecht zur Magnetfeldrichtung abgelenkt und bauen so die Hallspannung auf. Bild b) nach [57].

Für die Messgröße Hallspannung V_H gilt:

$$V_H = \frac{1}{n_s e} B I = \alpha B I . \quad (2.15)$$

Der Hallkoeffizient α gibt dabei die Steigung der Hallgeraden (dV_H/dB , $I = \text{konstant}$) an. In einem ausgedehnten 2DEG ist der Hallwiderstand $R_H = V_H/I$ für kleine Felder direkt proportional zum angelegten Magnetfeld.

$$R_H = \frac{B}{e n_s} . \quad (2.16)$$

Die Hall-Spannung ist indirekt proportional zu der Ladungsträgerdichte n_s (siehe Gleichung 2.15). Für eine hohe Magnetfeldempfindlichkeit ist daher eine niedrige Ladungsträgerdichte notwendig, wie sie sich in zweidimensionalen Systemen realisieren lässt.

Charakteristische Längen

Zweidimensionale Elektronengase haben sich zu den Arbeitspferden der Festkörperphysik entwickelt. Ihre in weitem Bereich einstellbare Ladungsträgerdichte, die hohe Beweglichkeit der Ladungsträger und die daraus resultierende große mittlere freie Weglänge zeigen unter anderem eine Vielzahl von interessanten Transporteigenschaften. Zweidimensionale Systeme finden Verwendung bei der Untersuchung von null- und eindimensionalen Phänomenen. Auch als Hallsensoren sind sie auf Grund ihrer hohen Sensitivität bestens geeignet [58]. Theoretische Arbeiten lassen erwarten, dass sich bei AlGaAs/GaAs-2DEGs die Sensitivität vor allem bei niedrigen Magnetfeldern durch optimierte Heterostrukturen weiter verbessern lässt [59].

Warum und wann zeigen diese zweidimensionalen Strukturen besondere Phänomene? Die Ursache dafür liegt in den geometrischen Abmessungen der Probe begründet. Liegen sie im Bereich bestimmter charakteristischer Größen, so zeigt ein Leiter Abweichungen vom bisher beschriebenen ohmschen Verhalten (Drude-Theorie). Die dabei entscheidenden Größen werden im Folgenden vorgestellt.

Die mittlere *freie Weglänge* l_m ist gegeben durch:

$$l_m = \tau v_F = \frac{\hbar}{e} \sqrt{2\pi n_s} \mu . \quad (2.17)$$

Sie gibt die Strecke an, die ein Elektron zurücklegt, bevor es im Mittel durch inelastische Streuprozesse seinen ursprünglichen Impuls verliert. Diese Streuprozesse beschreiben das mikroskopische Widerstandsbild eines Leiters.

Als Streuer fungieren hier Phononen sowie alle Abweichungen vom perfekten periodischen Kristallgitter, wie beispielsweise Defekte oder Verunreinigungen.

Die *Fermiwellenlänge* (siehe Formel 2.3) ist eine weitere charakteristische Größe. In den in dieser Arbeit hauptsächlich verwendeten GaAs/AlGaAs-2DEGs liegt die Ladungsträgerdichte typischerweise bei ca. $3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$, damit beträgt die Fermiwellenlänge etwa 35 nm. Ganz anders verhält es sich bei Metallen. Sie besitzen eine viel höhere Ladungsträgerdichte (etwa 10^{29} m^{-3} , siehe z.B. [60]) und damit eine um Größenordnungen kleinere

re Fermiwellenlänge. Bei kleinen Halbleiterstrukturen kann daher die Probenausdehnung in den Bereich der Fermiwellenlänge kommen und so den Transport beeinflussen. Dabei bestimmt das Verhältnis von Fermiwellenlänge zu Kanalbreite eines Leiters, ob das System mit klassischen Elektronenbahnen beschrieben werden kann, oder die Wellennatur der Elektronen das Verhalten dominiert und eine quantenmechanische Betrachtung erforderlich macht.

Die *Phasenkohärenzlänge* l_ϕ beschreibt einen Bereich, in dem die Phase der Ladungsträger erhalten ist und quantenmechanische Interferenzeffekte auftreten können.

Legt man senkrecht zum 2DEG ein Magnetfeld an, so werden die Elektronen im klassischen Bild auf Kreise gezwungen. Der Radius dieses Kreises wird als Zyklotronradius r_c bezeichnet und ist gegeben durch:

$$r_c = \frac{\hbar}{eB} \sqrt{2\pi n_s} . \quad (2.18)$$

Können die Ladungsträger im Mittel mehrere Zyklotronbahnen ohne Streuung durchlaufen – sei es entweder auf Grund einer großen mittleren freien Weglänge oder eines ausreichend starken Magnetfeldes – so müssen für eine Erklärung der dann auftretenden SdH-Oszillationen und des Quanten-Hall-Effekts quantenmechanische Überlegungen angestellt werden.

Transportregimes

Abhängig vom Verhältnis der charakteristischen Größen lassen sich drei verschiedene Transportregimes unterscheiden. Solange Fermiwellenlänge und Phasenkohärenzlänge deutlich kleiner sind als die Ausdehnung der Probe, d.h. wenn gilt $\lambda_F, l_\phi \ll L, W$, erfolgt die Einteilung durch direkten Vergleich zwischen Probenabmessungen einerseits und der mittleren freien Weglänge andererseits (Abbildung 2.4). Ist die freie Weglänge deutlich kleiner als die Probenabmessung ($l_m \ll L, W$), befindet man sich im *diffusiven Transportregime*. Der Transport der Ladungsträger lässt sich anhand des Drude-Modells beschreiben. Liegt die Probengröße unterhalb der mittleren freien Weglänge, gelangt man in den Bereich des ballistischen Transports und zwar zunächst zum *quasiballistischen Verhalten* ($W < l_m < L$). Charakteristisch hierfür ist, dass Streuungen der Ladungsträger an Verunreinigungen bzw. Phononen und an den Rändern der Probe in etwa gleich häufig sind. Im *ballistischen Regime* sind schließlich die Probenabmessungen sehr viel kleiner als die mittlere freie Weglänge ($L, W \ll l_m$). Der Widerstand der Probe wird vor allem durch die Rückstreuung der Elektronen an Übergangsstellen bestimmt, an denen sich die Breite des Strompfades ändert. Das einfache Bild eines materialabhängigen (spezifischen) Widerstands greift in diesem Regime nicht mehr, da der Widerstand ausschließlich durch Übergangswiderstände verursacht wird.

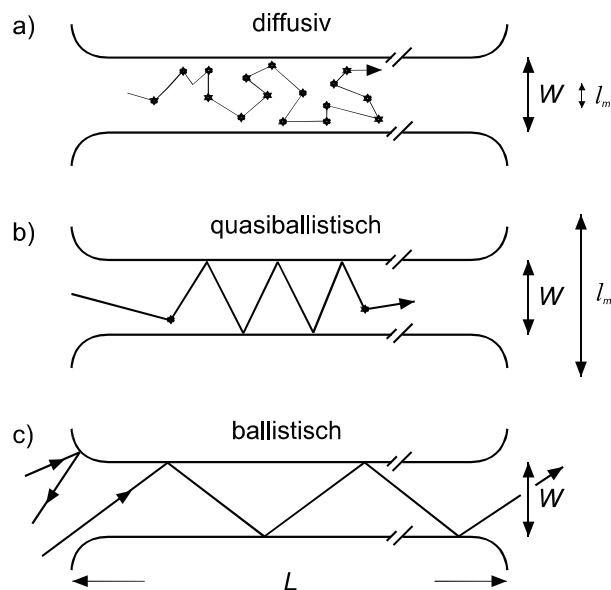


Abbildung 2.4: Vergleich der drei Transportregimes mit ihren typischen Elektronentrajektorien. Die „Sternchen“ in a) und b) entlang der Trajektorien symbolisieren Streuereignisse an Verunreinigungen. An den Begrenzungen des Strompfads werden die Elektronen spiegelnd reflektiert (Elektronenbillard). Aus [55].

Innerhalb des ballistischen Regimes und entsprechend großen Magnetfeldern ($\mu B \gg 1$) können die Elektronen mehrere Zyklotronbahnen durchlaufen, bevor sie gestreut werden. Beim so genannten Quanten-Hall-Effekt ist der Längswiderstand dann nicht mehr magnetfeldunabhängig, sondern zeigt $1/B$ periodische Oszillationen, die so genannten Shubnikov de Haas-Oszillationen (SdH-Oszillationen). Auch im Hallwiderstand lassen sich Abweichungen vom linearen Verlauf beobachten, d.h. es treten Plateaus auf, die an den Magnetfeldpositionen der Minima des Längswiderstandes liegen. Auf Grund der nur kleinen magnetischen Streufelder wird bei der Mikro-Hall-Magnetometrie das Quanten-Hall-Regime nicht erreicht und daher wird auf diesen Effekt nicht weiter eingegangen.

2.1.2 Lokaler Hall-Effekt

Hallsonden finden bei der Messung magnetischer Felder in einer Vielzahl von Anwendungen Verwendung. Dabei wird stillschweigend vorausgesetzt, dass die Feldstärke innerhalb des aktiven Bereichs der Sonde homogen ist oder zumindest nur kleine Variationen aufweist. Bei der Mikro-Hall-Magnetometrie ist diese Annahme nicht mehr gerechtfertigt, da die Streufelder der magnetischen Nanostrukturen auf Nanometerskala stark variieren können. Durch die stark inhomogenen Felder über den aktiven Bereich der Sonden wird die Hallspannung so zu einem lokalen Phänomen. Entscheidend ist hier auf welche Weise das inhomogene Magnetfeld $B(r)$ in den Kreuzungsbereich der Sonde einkoppelt, um die Hallspannung zu generieren. Man muss dabei zwischen ballistischem und diffusivem Transportregime unterscheiden.

Lokaler Hall-Effekt im ballistischen Transportregime

In Modellrechnungen haben Peeters und Li den lokalen Hall-Effekt für das ballistische Transportregime [61,62] untersucht. Sie fanden für ideale, rechtwinklige Hall-Sonden bei kleinen inhomogenen B -Feldern eine direkte Proportionalität zwischen mittlerem Fluss B_{\emptyset} durch die aktive Fläche und der resultierenden Hallspannung. Die Magnetfeldmittelung erfolgt damit gleichmäßig über den gesamten Kreuzungsbereich der Sonde (Abbildung 2.5 a) grauer Bereich). Ersetzt man in Gleichung 2.15 B durch dieses gemittelte Feld B_{\emptyset} , so ergibt sich unmittelbar:

$$V_H = \frac{I}{en_s} B_{\emptyset} = \alpha B_{\emptyset} I . \quad (2.19)$$

Der aktive Bereich der Hallsonde sollte daher nur wenig größer sein als das zu untersuchende ferromagnetische Teilchen. Auf diese Weise erreichen das über den Kreuzungsbereich gemittelte Feld B_{\emptyset} und folglich auch die Hallspannung ihre maximale Größe.

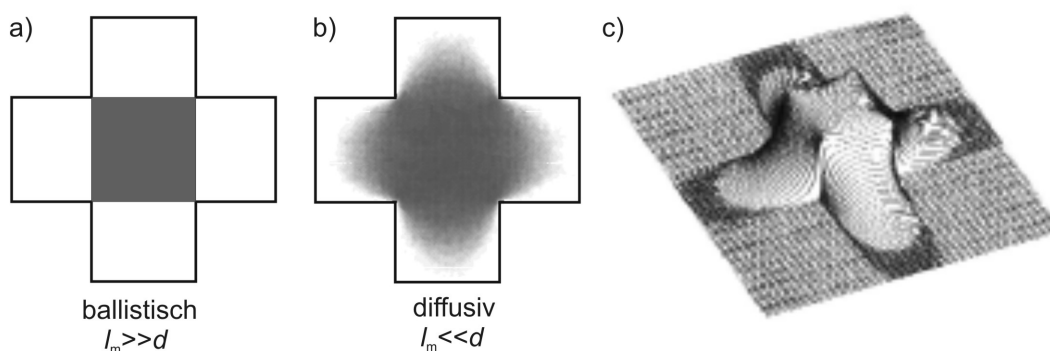


Abbildung 2.5: Antwortfunktion für die Hallspannung aus einer analytischen Berechnung für den ballistischen Fall in a). Hier liefert ein Magnetfeld an allen Punkten im Kreuzungsbereich denselben Beitrag zur Hallspannung. Teilbild b) und c) zeigen die Situation im diffusiven Regime (siehe dazu auch Text) und zwar in Draufsicht (Grauskala), bzw. in perspektivischer Ansicht. Teilbild c) aus [63].

Der ballistische Elektronentransport bedingt eine Vielzahl von Anomalien im Hallsignal, die meist durch geometrische Abweichungen von der exakten, rechtwinkligen Sondenform verursacht werden. Sie lassen sich im Modell des Elektronenbillards erklären, das eine Veränderung der Elektronentrajektorien lediglich durch spiegelnde Reflexion an den Rändern der Probe zulässt. Die exakte, individuelle Form der Kreuzungsfläche einer Hallsonde kann so den Verlauf der Hallspannung entscheidend beeinflussen.

Einer dieser geometrisch bedingten Effekte kann beispielsweise bei einer allmählichen Abnahme der Kanalbreite in den Zuleitungen des Kreuzes auftreten. Durch diese Kollimation der Elektronen (vgl. Abbildung 2.6 a) und b)) kann bei kleinen Magnetfeldern der Hall-Effekt unterdrückt werden. Dieses so genannte *Quenching* im Hallwiderstand (Bild e): gepunktete Linie) wurde von Roukes *et al.* [64] zuerst in Quantendrähten entdeckt, in de-

nen der Transport über nur wenige Moden erfolgt. Elektronen können hier geometriebedingt nur unterhalb eines bestimmten Grenzwinkels die Potenzialsonden erreichen. Liegt der Eintrittswinkel über diesem Wert, erleiden die Elektronen eine Vielzahl von Reflexionen im Kreuzungsgebiet und gelangen mit gleicher Wahrscheinlichkeit in eine der beiden Potenzialsonden. Auch endliche Eckenradien der Sonde, die experimentell immer gegeben sind, können deutliche Abweichungen im linearen Verlauf der Hallspannung hervorrufen. Abbildung 2.6 c) zeigt eine Sonde, deren Ecken stark abgerundet sind. Ein Elektron, das an einer derart abgerundeten Grenze reflektiert wird, besitzt eine große Wahrscheinlichkeit in die „falsche“ Potenzialsonde einzudringen. Dies wird als *negativer Hallwiderstand* [65] bezeichnet und verändert das Vorzeichen der Hallspannung. Die Auswirkungen auf den Hallwiderstand zeigt Abbildung 2.6 e). Während für den kleinen Eckenradius experimentell ein Quenching beobachtet wird (gepunktete Kurve), rufen die großen Krümmungsradien an den Ecken (durchgezogene Kurve) einen negativen Hallwiderstand hervor.

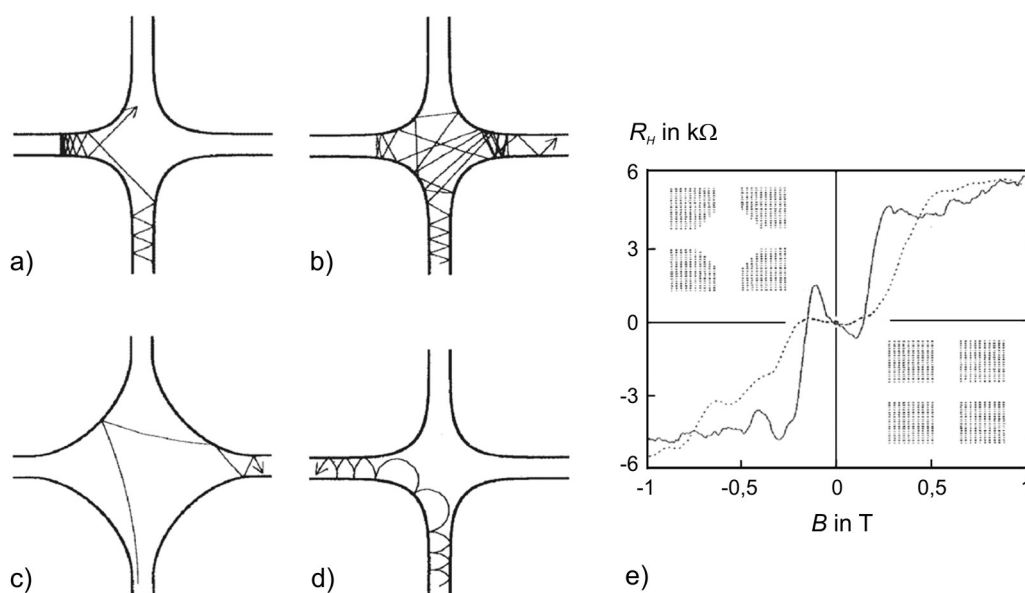


Abbildung 2.6: Klassische Trajektorien von Elektronen im ballistischen Regime veranschaulichen den Einfluss der Kreuzgeometrie a) bis d), siehe auch Text. Teilbild e) zeigt die experimentellen Auswirkungen unterschiedlicher Eckenradien auf den Hallwiderstand. Die gestrichelte (durchgezogene) Linie zeigt ein Quenching (einen negativen Hallwiderstand), und repräsentiert die im Inset rechts unten (links oben) skizzierte Sondengeometrie mit kleinen (großen) Eckenradien. Nach [55].

Die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten 2DEGs besitzen bei tiefen Temperaturen durchweg eine mittlere freie Weglänge im Bereich von einigen Mikrometern. Bei sub- μm Hallkreuzen würde man demnach erwarten, dass der Transport im ballistischen Regime erfolgt. Untersuchungen an sub- μm Hallkreuzen mit unterschiedlichen Krümmungsradien der Ecken zeigen jedoch, dass diese Annahmen nicht uneingeschränkt zutreffen. Um eine möglichst hohe magnetische Empfindlichkeit bei der Mikro-Hall-Magnetometrie (verglei-

che Gleichung 2.19) zu erreichen wird der Sondenstrom maximiert und es werden so offenbar ballistische Effekte (teilweise) unterdrückt. Dies belegen exemplarisch die in Abbildung 2.8 dargestellten Hallmessungen bei $T = 1,4 \text{ K}$. Hier werden die Hallkurven zweier 600 nm breiter AlGaAs/GaAs-Sonden mit einem nominellen Krümmungsradius der Ecken von 250 nm bzw. 550 nm verglichen (Abbildung 2.7). Bedingt durch eine endliche Verarmungsbreite von etwa 100 nm wird die tatsächliche Sondenbreite entsprechend kleiner und die Ecken stärker abgerundet. Die Hall-Kurven sind zur besseren Übersicht vertikal verschoben. Bei kleinen Strömen von 10 nA bis 1 μA ist bei beiden Sonden eine deutliche Abweichung vom linearen Hall-Verlauf um Null beobachtbar. Die Sonde mit den großen Krümmungsradien an den Ecken (schwarze Kurve) zeigt bei diesen Stromstärken sogar einen negativen Halleffekt. Dass diese Abweichungen um Null durch die Geometrie der Kreuze bedingt sind, zeigt die zusätzlich eingezeichnete blaue Kurve bei 10 nA, die von einem nahezu rechtwinkligen Kreuz stammt. Trotz der kleinen Stromstärke sind hier fast keine Abweichungen vom linearen Verlauf auszumachen.

Bei Stromstärken von 10 μA werden die Abweichungen immer kleiner und bei typischen Strömen im Bereich von 20 μA sind diese annähernd vollständig verschwunden, so dass in diesem Bereich zumindest teilweise diffusiver Transport angenommen werden muss. Der Grund dafür liegt wahrscheinlich darin, dass durch die hohe Stromstärke/Stromdichte das Elektronensystem deutlich aufgeheizt wird (ohmsche Wärme) und damit nicht mehr der Badtemperatur im Kryostaten entspricht. Damit nimmt auch die mittlere freie Weglänge ab und das Transportregime kann sich ändern.

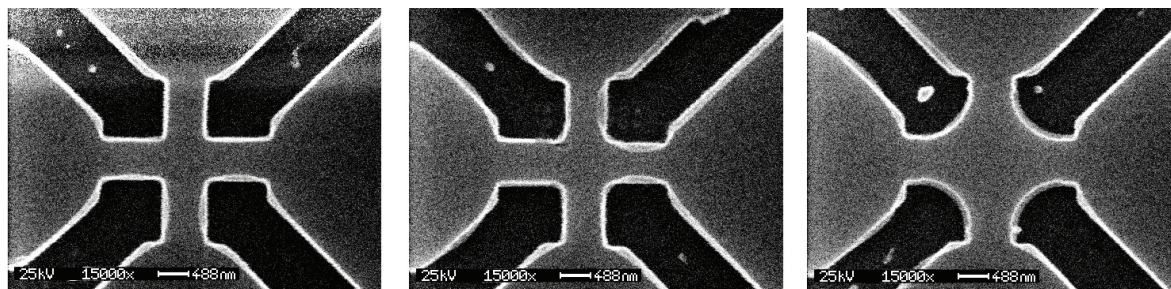


Abbildung 2.7: REM-Aufnahmen von nominell 600 nm breiten Hallsonden mit unterschiedlichen nominellen Krümmungsradien R . Links: Sonde mit sehr kleinen Eckenradius, Mitte: Radius 250 nm, Rechts: Radius 550 nm. Die zugehörigen Hallkurven finden sich in der folgenden Abbildung.

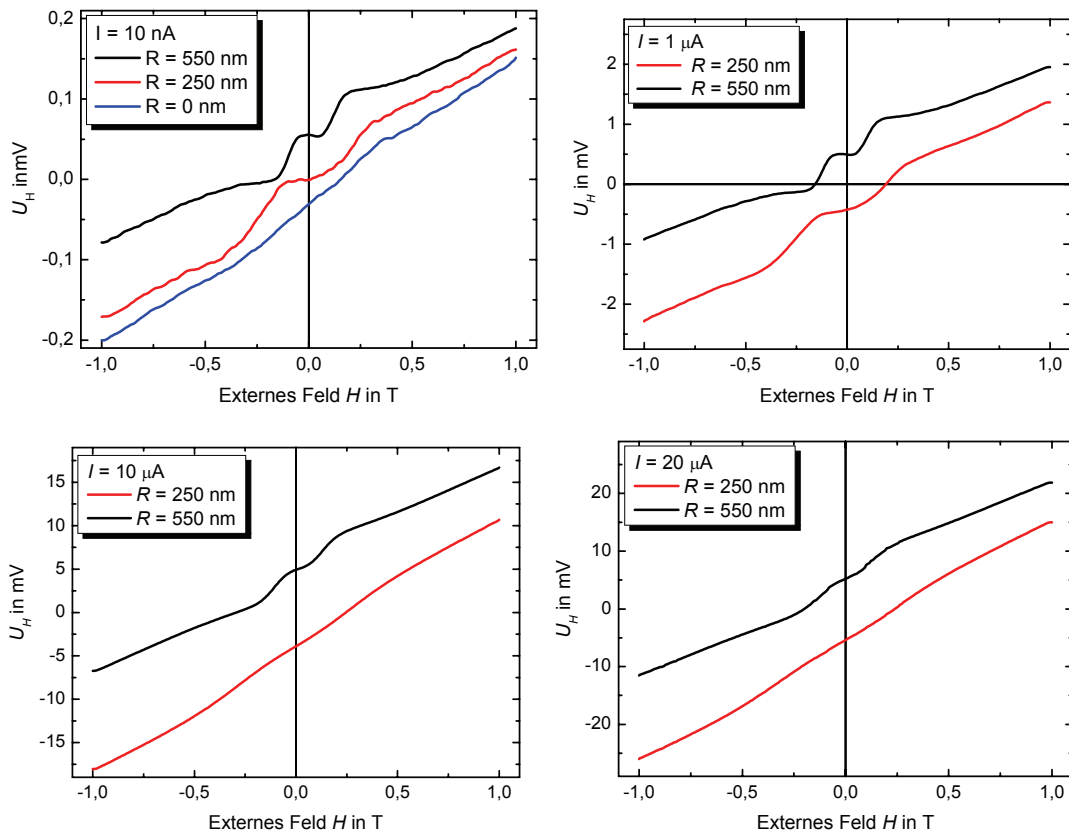


Abbildung 2.8: Einfluss der Stromstärke auf ballistische Effekte wie Quenching des Halleffekts bzw. negativer Hall-Widerstand anhand dreier ausgewählter Kreuze (Abbildung 2.7) mit verschiedenen Eckenradien bei $T = 1,4$ K. Bei einer geringen Stromstärke von 10 nA ist der negative Halleffekt (550 nm Sonde) bzw. das Quenching (250 nm Sonde) deutlich beobachtbar (links oben). Eine gleich große Sonde ohne abgerundete Ecken (blaue Kurve) zeigt im direkten Vergleich keine Anzeichen ballistischer Anomalien. Mit zunehmender Stromstärke verschwinden diese Abweichungen um Null; bei 20 μ A (rechts unten) sind Abweichungen vom linearen Hallverlauf nur noch andeutungsweise erkennbar. Messung [66].

Lokaler Hall-Effekt im diffusiven Transportregime

Im diffusiven Transportregime erfahren die Ladungsträger auf ihrem Weg durch die Sonde eine Vielzahl von Streuungen, und das Modell der ungestörten Trajektorien ist nicht mehr realistisch. Verschiedene Arbeiten entwickelten ein Modell, wie sich eine willkürliche, inhomogene Magnetfeldverteilung im Kreuzungsbereich einer zweidimensionalen Hallsonde im diffusiven Regime in der Hallspannung äußert [67,68,69]. Das zentrale Ergebnis und zugleich der größte Unterschied zum ballistischen System ist, dass hier auch Magnetfelder im Bereich der Zuleitungen unmittelbar außerhalb des Kreuzungsbereiches zur Hallspannung beitragen. Die aktive Fläche besitzt damit in etwa die doppelte Fläche im Vergleich zum Kreuzungsbereich. Außerdem ändert sich auch die Art der Magnetfeldmitte-

lung. Sie ist nicht länger gleichmäßig, sondern nimmt die in Abbildung 2.5 b) und c) gezeigte charakteristische Form an, die einer Glockenkurve stark ähnelt. Diese so genannte Antwortfunktion der Hallspannung verläuft nahezu konstant im Kreuzungsgebiet und fällt zu den Zuleitungen hin schnell ab. Wie auch im ballistischen Fall, können lokal sehr starke Felder eine unvollständige Feldmittelung innerhalb der aktiven Fläche hervorrufen.

Die Antwortfunktion erlaubt sowohl im ballistischen als auch im diffusiven Regime die quantitative Messung von Streufeldern mit kleiner räumlicher Ausdehnung. Voraussetzung dafür ist jedoch, dass die Hallspannung nicht durch Anomalien, wie etwa die oben beschriebenen, verfälscht wird.

Asymmetrische Kreuze

Bisher wurde stets von symmetrischen Hallsonden ausgegangen, d.h. der Kreuzungsbereich ist quadratisch. Vorteilhaft sind asymmetrische Kreuze besonders bei sehr kleinen Kreuzen, wenn die Kanalbreite im Strompfad bereits die maximale Stromstärke begrenzt (siehe Abbildung 2.9 a)). Mit asymmetrischen Sonden gelingt es die Signalstärke und damit die Empfindlichkeit zu erhöhen, indem man die Breite des Strompfades für große Ströme (kleiner Serienwiderstand) erhöht und zugleich die Abmessungen der Potentialsonden verkleinert. Dadurch bleibt die aktive Fläche der Kreuze relativ klein, was bei kleinen ferromagnetischen Teilchen ein größeres gemitteltes Magnetfeld bedeutet. Der höhere Widerstand der Potenzialsonden ist bei der hochohmigen Spannungsmessung mittels Lock-in-Technik kein Problem. Auf diese Weise kann man bei gleicher Fläche im Kreuzungsbereich durch die höhere mögliche Stromstärke eine verbesserte Empfindlichkeit erreichen. Für das diffusive Regime haben Guillou *et al.* [70] an halbmethallischen Wismuth-Kreuzen den Hallresponse mittels einer MFM-Spitze vermessen. Sie konnten zeigen, dass es dort sogar ausreicht nur eine Potenzialsonde einzuschränken und so einen Hallresponse zu erhalten, der einem herkömmlichen quadratischen Kreuz entspricht, bei dem alle Pfade auf diese kleinsten Abmessungen reduziert sind.

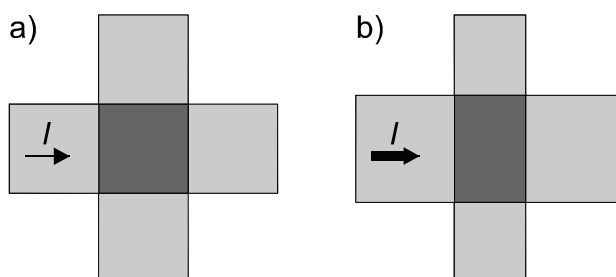


Abbildung 2.9: a) Symmetrisches Kreuz mit quadratischem Kreuzungsbereich. Bei kleiner Breite des Strompfades ist die Empfindlichkeit durch die maximale Stromstärke beschränkt. b) Optimierte Geometrie mit breiterem Strompfad, aber schmaleren Potenzialsonden. Insgesamt ist die Fläche im Kreuzungsbereich in beiden Fällen gleich.

2.1.3 GaAs/AlGaAs basierte Heterostrukturen

In der Vergangenheit wurden große Erfolge beim Wachsen von GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen auf (001)-GaAs erzielt. Willett *et al.* [71] erreichten bei einer Temperatur von 290 mK eine Beweglichkeit von $\mu = 27 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Bei einer Ladungsträgerdichte von $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ entspricht dies einer mittleren freien Weglänge von etwa 0,2 mm. Diese Werte zeugen von einer hohen Perfektion der epitaktisch aufgewachsenen Heterostruktur. Allerdings sind für die Mikro-Hall-Magnetometrie derartige 2DEGs nicht geeignet, weil sie einige hundert Nanometer unter der Oberfläche liegen. Das Streufeld eines auf der Oberfläche liegenden ferromagnetischen Teilchens nimmt mit wachsender Entfernung zum Sensor – hier der 2DEG-Schicht – schnell ab (proportional zu r^{-3} – Fernfeldnäherung, Dipol). Daher werden hier sehr flache zweidimensionale Elektronensysteme mit einer 2DEG-Tiefe im Bereich von 37 nm bis zu 70 nm verwendet. Vor allem bedingt durch den kleineren Abstand der leitfähigen Schicht zur Oberfläche erreicht man bei diesen Heterostrukturen nur deutlich kleinere Beweglichkeiten. Bereits in Abschnitt 2.1.1 wurde der typische Aufbau einer GaAs/AlGaAs-Heterostruktur und deren Bandverlauf ausführlich erläutert (siehe Abbildung 2.2).

Der wesentliche Nachteil dieses Materialsystems ist das Ausbilden eines Verarmungsbereiches, in dem kein Ladungstransport möglich ist. Dieser an Ladungsträgern verarmte Randsaum entsteht an den Grenzen des zweidimensionalen Elektronengases, z.B. an den Ätzflanken einer Mesastruktur. Ein Maß für die Breite dieses Saums ist die so genannte Verarmungslänge, die je nach Strukturierungsmethode, Beleuchtungsstärke und Temperatur [72,73] zwischen 50 nm und einigen 100 nm betragen kann. Die tatsächliche Breite hängt sehr von der eingesetzten Ätztechnik ab und ist für nasschemisches Ätzen deutlich geringer als etwa beim Ionenstrahlätzen. Die Ursache für die Verarmung am Übergang zum Vakuum ist das Pinnen der Fermienergie an der Grenzfläche zum Vakuum in der Mitte der Bandlücke durch Grenzflächenzustände. Die nominelle (physikalisch strukturierte) Kanalbreite wird so durch die Verarmungsbreite reduziert (siehe Abbildung 2.10). Außerdem beschränkt sie die Größe der Hallsonde nach unten auf typische Abmessungen von etwa 250 nm bis 300 nm [74]. Wenngleich Sonden mit kleineren Abmessungen zum Teil noch leitend sind, zeigt ihr Hallspannungsverlauf für kleine Magnetfelder, unter anderem bedingt durch das starke Rauschen, sehr starke Abweichungen vom linearen Verlauf [75].

Für die Untersuchung kleiner Teilchen mittels Mikro-Hall-Magnetometrie gilt es einen Kompromiss zu finden, so dass einerseits der Kreuzungsbereich möglichst klein ist und so ein großer Wert für das mittlere Magnetfeld resultiert. Andererseits muss die Sonde ausreichend groß sein, um ein annähernd lineares und rauscharmes Hallsignal zu generieren.

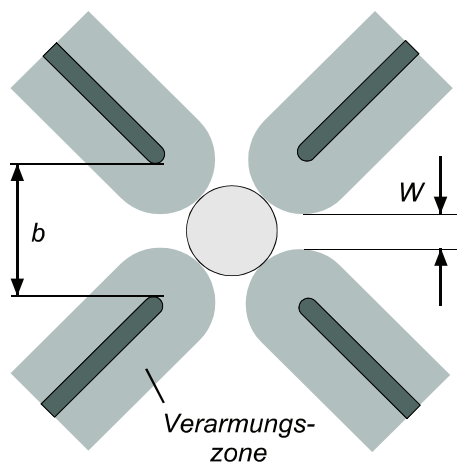


Abbildung 2.10: Hallsonde mit fingerförmigen Einschränkungen (dunkelgraue Bereiche), die durch einen Verarmungsbereich (hellgraue Bereiche) in der Breite vergrößert werden. So verringert sich die nominelle Kanalbreite b auf die effektive Kanalbreite W . Die laterale Auflösung entspricht näherungsweise dem Durchmesser des eingezeichneten Kreises im Kreuzungsbereich.

Für die Herstellung physikalisch kleinerer und funktionsfähiger Hallsonden sind GaAs-/AlGaAs-Heterostrukturen daher nicht geeignet. Deshalb wurde nach einem neuen Materialsystem gesucht, das keine Verarmungszone ausbildet: „InAs“.

2.1.4 AlGaSb/InAs basierte Heterostrukturen

Bei den auf AlGaSb/InAs basierenden zweidimensionalen Elektronengasen handelt es sich ebenfalls um ein zweidimensionales Elektronensystem. InAs besitzt eine im Vergleich zu GaAs um 7% größere Gitterkonstante. Der daraus resultierende Gitterfehlpas stellte lange Zeit für das Aufwachsen von InAs auf einem GaAs-Substrat ein unüberwindbares Problem dar. Mit Hilfe geeigneter Pufferschichten für die Gitteranpassung auf GaAs-Substraten wurde das Wachstum beherrschbar. Die Auswirkungen dieser Verspannungen sind aber nach wie vor in der Oberfläche der Heterostrukturen in gitterförmig verlaufenden Unebenheiten bereits im Lichtmikroskop sichtbar. In Abbildung 2.11 ist der Aufbau der Heterostruktur skizziert.

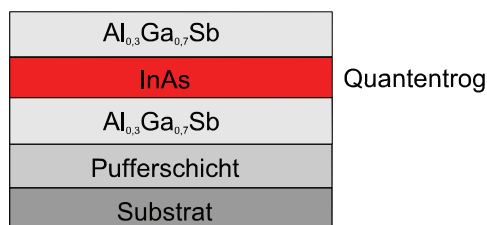


Abbildung 2.11: Aufbau der verwendeten AlGaSb/InAs-Heterostrukturen. Das zweidimensionale Ladungsträgersystem bildet sich in Form eines Quantentrops in der 15 nm dicken InAs-Schicht. Da die AlGaSb-Deckschicht je nach Material eine Dicke von nur 10 nm erreicht, liegt die leitfähige Schicht sehr dicht an der Oberfläche. Die Pufferschicht dient zum Abbau des Gitterfehlpasses.

Die eigentliche 2DEG-Schicht (InAs: 15 nm dick) ist von zwei AlGaSb-Schichten eingeschlossen. Während die untere Schicht 200 nm dick ist, kann die obere eine Dicke von teilweise nur 10 nm besitzen. Die Breite des Quantenwells entspricht der in InAs-Schichtdicke. Im Gegensatz zu AlGaAs/GaAs wird hier keine zusätzliche Dotierung eingebracht, dennoch besitzt das System sehr hohe Ladungsträgerdichten. Die Ladungsträger stammen von der Oberfläche des Galliumantimonids und diese Elektronen werden im Potenzialtopf gesammelt. Die Ladungsträgerdichte n_S nimmt mit zunehmender Dicke der AlGaSb-Deckschicht sehr stark ab. Die hier verwendeten Materialien G 2295 und G2259 besitzen eine Deckschicht von 10 nm bzw. 20 nm und eine Ladungsträgerdichte von $n_S = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ bzw. $n_S = 7,8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ und eine mittlere freie Weglänge von jeweils nahezu 4 μm . Die Ladungsträgerdichte ist damit im Vergleich zu dem oben vorgestellten AlGaAs/GaAs-2DEGs um ein Vielfaches höher. Dies bedeutet, dass das zu erwartende Hallsignal bei gleicher Geometrie um denselben Faktor kleiner ist (vgl. Gleichung 2.15). Allerdings besitzt dieses Materialsystem keine Verarmungszone. Das bedeutet die physikalisch strukturierte Breite ist gleich der Breite des leitenden Kanals. Es entsteht an der Grenzfläche zum Vakuum eine Inversionsschicht, das heißt ein Bereich in dem sich Ladungsträger anreichern, da das Fermi-niveau an der Grenzfläche im Leitungsband festgehalten wird. Die Hallsonden können daher entsprechend kleiner hergestellt werden, so dass sich der Nachteil durch die höhere Ladungsträgerdichte (teilweise) wieder ausgleichen lässt. Leider ist dieses Materialsystem nur über einen kleinen Temperaturbereich verwendbar, da sich bei höheren Temperaturen ein paralleler, elektrisch leitender Kanal ausbildet, der eine Verwendung als Sensormaterial unmöglich macht.

Für die Untersuchung ferromagnetischer Teilchen mittels Mikro-Hall-Magnetometrie wurden in dieser Arbeit neben den bereits bewährten GaAs/AlGaAs-2DEGs auch neue AlGaSb/InAs-basierte zweidimensionale Systeme erfolgreich als Hallsensor eingesetzt. Während bei den größeren Strukturen mit einer Ausdehnung von 500 nm und mehr die Größe der Hallsensoren nur wenig größer gewählt wird, gilt es für deutlich kleinere ferromagnetische Strukturen einen Kompromiss zu finden. Wie bereits oben ausgeführt, verspricht eine kleine aktive Fläche zwar einerseits ein relativ großes mittleres Magnetfeld und folglich ein großes Hallsignal, andererseits wächst damit das Rauschen an, weil die Zahl der Ladungsträger in der aktiven Fläche sehr klein wird [75]. Für die Untersuchung der Strukturen im Bereich des Single-Domain-Regimes haben sich AlGaAs/GaAs-basierte Sonden mit einer Einschränkung auf 500 nm bis 700 nm bewährt – die effektive Größe wird durch die Verarmungszone verkleinert. Bei den InAs-basierten Sonden können – aufgrund der hohen Ladungsträgerdichte und der fehlenden Verarmungszone – die Sonden bis auf etwa 250 nm eingeschränkt werden.

2.2 Lorentz-Transmissions-Elektronen-Mikroskopie

Zur Untersuchung magnetischer Strukturen bzw. Teilchen existiert – neben der Mikro-Hall-Magnetometrie – eine Vielzahl von Möglichkeiten. Dabei machen sich die einzelnen Methoden verschiedenste physikalische Eigenschaften zunutze um die (Um-)Magnetisierung entweder direkt abzubilden oder sie lassen indirekt Rückschlüsse auf die magnetischen Eigenschaften zu. Dabei weist jedes der Verfahren typische Stärken und Schwächen auf. Daher ist es für eine möglichst umfassende Untersuchung von magnetischen Teilchen sinnvoll, mehrere sich ergänzende Methoden heranzuziehen (siehe z.B. [76]). Für einen Überblick über die verfügbaren Untersuchungstechniken sei auf [10,77] verwiesen. An dieser Stelle werden nur die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden erläutert.

Die Lorentz-Transmissions-Elektronen-Mikroskopie (LTEM: *Lorentz transmission electron microscopy*) erweist sich seit langem als eine geeignete Methode die Magnetisierung dünner Strukturen im Mikro- und Submikrometerbereich zu untersuchen. Mit ihr lässt sich der Verlauf der Magnetisierung in der Probenebene (senkrecht zum Elektronenstrahl) direkt abbilden. Die Untersuchung der Nanomagnete erfolgt dabei in einem speziellen Transmissions-Elektronenmikroskop (TEM), bei dem eine spezielle Lorentzlinse die Funktion der Objektivlinse übernimmt. Diese Modifikation ist notwendig, weil im normalen TEM-Betrieb die Objektivlinse, in deren unmittelbarer Nähe die Probe lokalisiert ist, ein starkes Magnetfeld am Probenort verursacht. Die Magnetisierung einer magnetischen Probe würde durch dieses starke Magnetfeld stets entlang des Elektronenstrahls gesättigt werden. Im LTEM-Modus übernimmt die Lorentzlinse mit relativ großer Brennweite die Aufgabe der Objektivlinse [78]. Dadurch lässt sich am Probenort ein weitgehend feldfreier Raum realisieren. Das zur Durchführung von *in situ* Ummagnetisierungsexperimenten benötigte externe in-plane Magnetfeld kann durch eine geringe Erregung der Objektivlinse und eine leichte Verkipfung der Probe erzeugt werden [79].

Zur Abbildung der magnetischen Struktur der Probe wurde in dieser Arbeit ausschließlich die so genannte Fresneltechnik verwendet, die nachfolgend detaillierter erläutert wird. Für die Untersuchung von Teilchen mit einer minimalen Größe von einigen hundert Nanometern ist sie auf Grund ihrer Einfachheit zur Standardmethode geworden. Die magnetischen Dünnschichtproben sitzen dabei auf einer elektronentransparenten Membran (Silizium-Nitrid). Die hochenergetischen Elektronen (typisch: 300 keV) durchlaufen die magnetische Probe und erfahren in Bereichen mit einer nicht verschwindenden magnetischen Induktion B auf Grund der Lorentzkraft eine Ablenkung gemäß der Gleichung:

$$\mathbf{F} = -e \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.20)$$

Aus dem Kreuzprodukt ergibt sich unmittelbar, dass nur die Komponente des B -Feldes senkrecht zum Elektronenstrahl (also in der Probenebene) zu einer Ablenkung führt. Um diese Ablenkung auch sichtbar zu machen, muss das Bild leicht defokussiert werden. Im

direkten Vergleich zum „normalen“ TEM-Betrieb wird durch Defokussierung und durch die Verwendung der Lorentzlinse die laterale Auflösung auf etwa 80 nm reduziert.

Bei der Abbildung eines magnetischen Wirbels fungiert dieser als Sammellinse oder Streulinse für den Elektronenstrahl, je nach Drehsinn der Magnetisierung (vergleiche Abbildung 2.12) und führt in der LTEM-Aufnahme zu einem schwarzen bzw. weißen Punkt im Wirbelzentrum. Dadurch kann direkt auf die Drehrichtung der Magnetisierung geschlossen werden; bei den Ringen an den äußeren Rändern handelt es sich um so genannte Fresnelsäume, die durch die Abbildungstechnik bedingt sind.

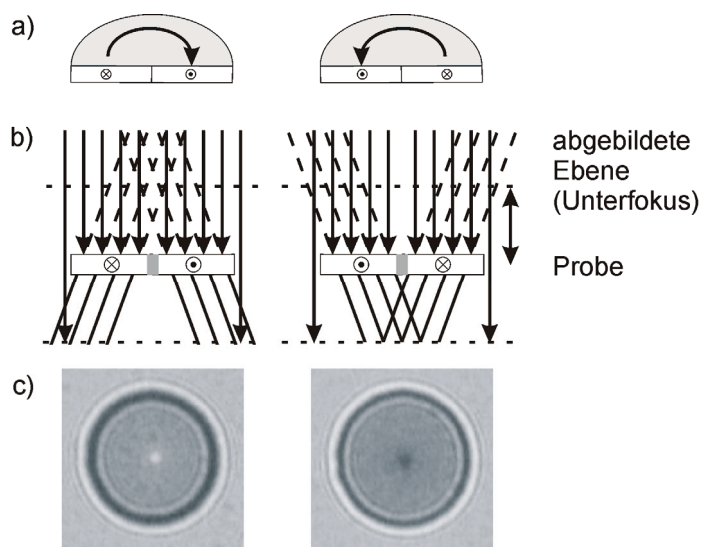


Abbildung 2.12: a) Die Skizze zeigt zwei magnetische Teilchen mit kreisförmig geschlossener Magnetisierung mit Drehrichtung im Uhrzeigersinn (links) bzw. entgegengesetzt zum Uhrzeigersinn (rechts). b) Ablenkung der einfallenden Elektronen im TEM durch die Lorentzkraft. Im Fresnelmodus – hier im Unterfokus – kann die magnetische Induktion sichtbar gemacht werden. Die Ablenkung der einfallenden Elektronen erfolgt dabei links (rechts) wie bei einer Streulinse (Sammellinse). c) Die LTEM-Aufnahmen (Unterfokus) zeigen die Fresnelaufnahmen der jeweils in a) skizzierten Drehrichtung. Abhängig von der Drehrichtung des Wirbels zeigen sie einen hellen oder dunklen Punkt im Zentrum und lassen so einen direkten Schluss auf die Drehrichtung des Wirbels zu. Die Ringe am äußeren Rand (Fresnelsäume) sind durch die Abbildungstechnik bedingt. Nach [80].

Der präparative und experimentelle Aufwand der LTEM-Untersuchung ist im Vergleich zur Mikro-Hall-Magnetometrie deutlich geringer, da – je nach Größe und Abstand der magnetischen Teilchen – eine größere Zahl magnetischer Teilchen gleichzeitig untersucht werden kann. Im Gegensatz dazu benötigt man für die Mikro-Hall-Magnetometrie für jedes einzelne Teilchen einen Sensor, dessen Herstellung einen beträchtlichen Aufwand darstellt. Zudem gestatten gerade Sensoren mit sehr kleinen ferromagnetischen Teilchen und damit kleinen Streufeldern häufig keine Messungen oder nur Messungen mit einem schlechten Signal-Rausch-Verhältnis.

2.3 LLG Micromagnetics Simulator

Mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* [22] von M. Scheinfein steht für mikromagnetische Simulationen ein leistungsfähiges Paket zur Verfügung. Vor allem durch die in den letzten Jahrzehnten drastisch ansteigende Rechenleistung ist es möglich geworden realistische Simulationen auf „normalen“ Workstations durchzuführen.

Derartige Softwarepakete erlauben es, sowohl Grundzustände und quasistatische Hysteresekurven, als auch zeitabhängige Ummagnetisierungsphänomene zu simulieren. Verschiedene Geometrien, Parameter und Materialien können so im Vorfeld von Experimenten bereits untersucht und damit Experimente effektiver und gezielter gestaltet werden.

Alle mikromagnetischen Simulationen versuchen, eine stabile, d.h. energetisch günstige, Magnetisierungskonfiguration zu finden. Dabei wird das (ferro)magnetische Teilchen mit einem dreidimensionalen Netz in finite Elemente eingeteilt. Liegen die Abmessungen dieser Elemente unterhalb der Austauschlänge ($l_{ex} = 5,7$ nm für Permalloy), so kann man für die Simulation in guter Näherung die Magnetisierung innerhalb einer Zelle als homogen betrachten. Die finiten Elemente werden bei den Simulationen mittels *LLG Micromagnetics Simulator* als Würfel ausgeführt, da Abweichungen davon eine leichte Anisotropie induzieren.

Grundlegend für die Lösung der mikromagnetischen Gleichungen ist die Annahme, dass die Volumen-Sättigungsmagnetisierung M_S auch auf mikroskopischer Ebene konstant im ganzen Ferromagneten ist. Der Parameter M_S repräsentiert dabei die Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur. Für konventionelle Systeme (Fe, Co oder Permalloy) ist die Abweichung zum Wert bei 0 K wegen ihrer hohen Curie-Temperaturen von einigen hundert Grad Celsius¹ auch bei Raumtemperatur noch klein. Als Parameter gehen in die Simulation die Sättigungsmagnetisierung M_S , die Austauschkonstante A (siehe Abschnitt 1.2.1) sowie die gewählte Diskretisierung ein (maximal 5 nm für Py). Die zeitliche Entwicklung wird durch die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung beschrieben, die in der Simulation für jede Zelle numerisch gelöst wird:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_S} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}). \quad (2.21)$$

Hier bezeichnet γ die gyromagnetische Frequenz, für die man den Wert eines freien Elektronenspins verwendet, da in vielen ferromagnetischen Systemen für den Lande-Faktor $g \approx 2$ gilt. Gyromagnetische Frequenz, der Dämpfungsfaktor α und die Größe des effektiven Feldes bestimmen die interessanten Zeitskalen.

¹ Curie-Temperaturen der 3d-Ferromagneten: Kobalt 1121°C, Eisen 766°C, Nickel 360°C.

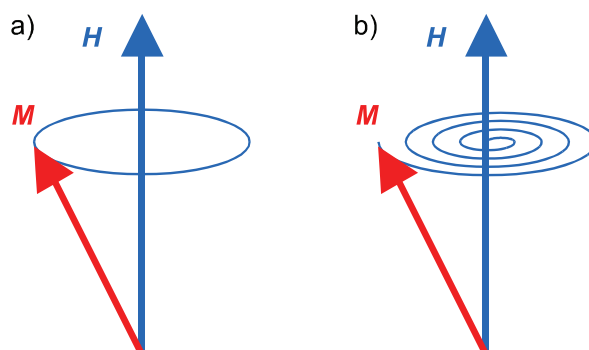


Abbildung 2.13: Veranschaulichung der Präzessionsbewegung: a) Ohne Dämpfung kreist ein magnetisches Moment um das effektive Feld. b) Gedämpfte Präzessionsbewegung: Sie führt zu einer spiralförmigen Bewegung des Moments um das effektive Magnetfeld, bis es schließlich in Richtung des effektiven Feldes weist.

Der erste Term in der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung 2.21 beschreibt die Präzession des Magnetisierungsvektors \mathbf{M} um die Richtung des effektiven Feldes \mathbf{H}_{eff} , wie sie in Abbildung 2.13 (links) illustriert ist. Ohne eine Art „Reibung“ würde die Magnetisierung so für immer um das effektive Feld präzedieren. Mit dem zweiten Term fügt man phänomenologisch begründet einen Reibungsbeitrag hinzu, der mathematisch die Dämpfung dieser Präzessionsbewegung beschreibt. Dies bewirkt, dass sich die Magnetisierung im Laufe der Zeit spiralförmig an die Richtung des effektiven Feldes annähert, bis sie schließlich parallel dazu ausgerichtet ist (siehe Abbildung 2.13 rechts), und damit die zeitliche Ableitung der Magnetisierung verschwindet.

Der Wert für den dimensionslosen Dämpfungsparameter α ist nicht genau bekannt. Im Fall von Permalloy wird ein Wert von 0,008 bis 0,01 verwendet. Für die Simulation von magnetischen Grundzuständen ist diese Unsicherheit jedoch nicht von Bedeutung. Aus Untersuchungen weiß man, dass unterschiedliche Werte für den Dämpfungsparameter die Gleichgewichtsmagnetisierung in Domänenwänden in weichmagnetischen ferromagnetischen Systemen nicht ändern [81]. Allerdings beschleunigt ein großer Dämpfungsparameter die Simulation enorm. Der Einfluss der Größe der Dämpfung auf den zeitlichen Verlauf der Magnetisierungsdynamik bleibt unbestritten.

Eine ausführliche Beschreibung zur Vorgehensweise für die Simulation von Grundzuständen oder quasistatischen Hysteresekurven findet sich im zugehörigen Softwarehandbuch [82] und die Besonderheiten in [4], weshalb im Weiteren nicht darauf eingegangen wird. Dieser Abschnitt widmet sich vielmehr vom bisherigen „Standard“ abweichenden Systemen. Mit dem Übergang zu kleineren Elementen mit Durchmessern im Bereich von 100 nm wird klar, dass die bislang erfolgreiche Diskretisierung mit ca. 5 nm zu grob ist und an ihre Grenzen stößt. Zum einen werden dadurch die Außenkanten sehr stufig und spiegeln so nicht die tatsächliche Geometrie wider. Die sich an den Stufen ausbildenden Streufelder können so als Ausgangspunkt für die Ummagnetisierung dienen. Um die Stufen an den Kanten zu verkleinern kann einerseits die Zellgröße verringert werden, was allerdings die Rechenzeit deutlich verlängert und bei größeren Strukturen die Speicherka-

pazität schnell übersteigt. Andererseits kann die inzwischen neu eingefügte *Edge Correction* verwendet werden. Dabei werden die durch die Zelldiskretisierung hervorgerufenen Randstufen durch einen komplexen Algorithmus mit kleinen „Randstücken“ etwas abgerundet. Im Vergleich zur Diskretisierung mittels kleinerer Zellen beansprucht diese Variante nur sehr wenig zusätzliche Rechenleistung und ist daher sehr gut einsetzbar. Die technischen Details zur Verwendung der *Edge Correction* sowie die dafür notwendigen Einstellungen im *LLG Micromagnetics Simulator* sind in Anhang B beschrieben.

Kin Ha *et al.* verwenden für ihre Simulationen ein eigenes Softwarepaket und auch eine eigene Methode zur Diskretisierung des magnetischen Volumens. Dabei wird die Struktur mit Hilfe von Tetraedern unterteilt, deren Größe innerhalb der Struktur variiert werden kann. Auf diese Weise können Stufen an den Kanten nahezu vollständig vermieden werden [83]. In ihren Simulationen ergeben sich aber größere Schaltfelder als im Stoner-Wohlfarth-Modell vorhergesagt [25]. Bereits 1988 führten Schabes *et al.* den Begriff *konfigurale Anisotropie* ein [84], um dieses Phänomen zu beschreiben. Damit ist gemeint, dass beispielsweise Scheiben durch die Ausbildung eines leicht onionförmigen Zustands (siehe Abbildung 1.7) eine höhere Stabilität gegenüber einem externen Magnetfeld aufweisen. Dabei ist der Begriff konfigurale Anisotropie leicht irreführend, da es sich hierbei nicht um eine Eigenschaft des Kristalls handelt und wird daher besser als *konfigurale Stabilität* bezeichnet.

Ein weiterer Parameter, der an die geringen Teilchenabmessungen angepasst werden muss, ist die als *Convergence* in die Software eingehende Größe. Mit dieser Größe wird die Abbruchbedingung festgelegt; ist die Änderung zwischen zwei Schritten unterhalb dieses Wertes angelangt, so wird dieser Zustand von der Software als stabil interpretiert und die Simulation beendet (Simulation Grundzustand) bzw. der nächste Magnetfeldschritt vollzogen (Simulation einer quasistatischen Hysterese). Ein zu groß gewählter Wert führt dazu, dass z.B. eindomänige Teilchen in der Simulation nicht symmetrisch bezüglich des Nullfeldes schalten. Bei sehr kleinen Teilchen führt das geringe Volumen zu kleineren Energiebeiträgen. Deshalb vermindern sich auch die Unterschiede in der Gesamtenergie für verschiedene Konfigurationen. Wird die Abbruchbedingung zu groß gewählt, so endet die Simulation bereits in einem Zustand, der nicht dem lokalen Minimum der Gesamtenergie entspricht. Für Strukturen mit Durchmessern im Bereich von 100 nm und einer Dicke von etwa 10 nm hat sich ein Wert von $1 \cdot 10^{-8}$ bewährt.

2.4 PEEM-Untersuchungen

Die rasante Entwicklung von magnetischen Massenspeichern führte zu immer schnelleren Speicherelementen und erfordert deshalb immer schnellere Ummagnetisierungsprozesse. Während die quasistatische Ummagnetisierung unter anderem mit Mikro-Hall-Magnetometrie und LTEM bereits seit längerem intensiv untersucht wird, ist die Magnetisierungsdynamik erst seit einigen Jahren in den Blickpunkt der Forschung gerückt. Eine der größten Herausforderungen der modernen Festkörperforschung ist derzeit die Erforschung der

Dynamik in kleinen magnetischen Partikeln, z.B. die Relaxation des Systems nach einem kurzen magnetischen Puls (Pulsdauer < 200 ps). Zeitaufgelöste Messungen mit Röntgenmikroskopen an modernen Synchrotronstrahlungsquellen oder zeitaufgelöste Kerr-Mikroskopie können die Prozesse an Domänen, Domänenwänden oder auch die Bewegung des Vortex in magnetischen Mikrostrukturen sichtbar machen [85,86,87,88].

Bei der schnellen Ummagnetisierung auf einer Zeitskala unterhalb einer Nanosekunde kann die Probe nicht länger eine Abfolge von Gleichgewichtszuständen einnehmen. Auf Grund der schnellen Änderung des externen Magnetfeldes kommt es zu einer Präzession der Spins um das effektive lokale Magnetfeld. Diese Bewegung ist der entscheidende Faktor der Ummagnetisierungsdynamik und unterliegt einer Dämpfung, die dazu führt, dass die Auslenkung der Magnetisierung auf einer Spirale nach innen läuft, bis sie nach einer gewissen Zeit wieder ihre Gleichgewichtslage erreicht hat und entlang des äußeren effektiven Feldes ausgerichtet ist (vgl. Abschnitt 2.3).

Für die zeitaufgelösten Untersuchungen ist neben anderen Verfahren auch das Photoelektronen-Emissionsmikroskop (PEEM) sehr gut geeignet. Hierbei handelt es sich um ein abbildendes Verfahren, bei dem die von der Probe infolge von Röntgenabsorptionsprozessen emittierten Elektronen mit Hilfe einer mehrstufigen Elektronenoptik analysiert und schließlich zu einer Abbildung der Probe zusammengesetzt werden. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde das PEEM an der *Swiss Light Source* am Paul Scherrer Institut¹ eingesetzt. Die Kontrastentstehung des PEEM beruht auf der Nutzung des Röntgenzirkulardichroismus. Dabei ist die Absorption der eingestrahlten Röntgenstrahlung an den elementspezifischen Bandkanten abhängig von der Helizität des Lichts. Der Effekt wurde 1987 erstmals von Schütz *et al.* an der Eisen-K-Kante beobachtet [89] und später auch an den L-Kanten von Eisen, Kobalt und Nickel [90].

Worin liegt aber die Ursache des magnetischen Zirkulardichroismus (MCD: magnetic circular dichroism) begründet? In einem vereinfachten Modell betrachtet man die Absorption eines vollständig rechtszirkular polarisierten Photons von einem Elektron im $2p_{3/2}$ Niveau, das dadurch in das Kontinuum unbesetzter d-Zustände angehoben wird. Auf Grund der für die Anregung geltenden Auswahlregeln $\Delta m_l = 1$ und $\Delta m_s = 1$ kommt es zu unterschiedlich starker Absorption für Elektronen in die verschiedenen Zustände (siehe Abbildung 2.14:). Wäre das Angebot an unbesetzten Zuständen im Kontinuum bezüglich der beiden Spins gleich, so wäre das Absorptionsverhalten in beiden Spinsubbänder identisch. Infolge der unterschiedlichen Zahl von freien Zuständen im Minoritäts- und Majoritätsband eines Ferromagneten (siehe Abbildung 1.1) lässt sich jedoch in Absorption ein Unterschied feststellen, der von der Helizität des eingestrahlten Röntgenlichts und der Ausrichtung der Magnetisierung abhängt. Die bevorzugte Absorption von Elektronen einer Spinrichtung hängt zusätzlich von der Zustandsdichte der unbesetzten Zustände dersel-

¹ Details zur Swiss Light Source (SLS) am Paul Scherrer Institut (PSI) in der Schweiz finden sich unter: http://www.psi.ch/forschung/benutzerlabor_synchrotron.shtml

ben Spinrichtung ab. Wertet man alle möglichen Übergänge für die Eisen L_3 -Kante aus, so werden bei rechts zirkular polarisiertem Licht (σ^+) zu 62,5% Spin-up Elektronen und zu 37,5% Spin-down Elektronen angeregt. Die Anteile kehren sich bei der Absorption von links zirkular polarisierten Photonen (σ^-) genau um. Damit lässt sich die experimentell beobachtete Abhängigkeit der Absorption eines Ferromagneten von der Helizität der eingestrahlten, polarisierten Röntgenstrahlung in Abhängigkeit von der Magnetisierungsrichtung anschaulich erklären [91]. Je nach Element und Absorptionskante kann die Größe des dichroischen Effekts bis zu 50% betragen (vergleiche Abbildung 2.15 rechts).

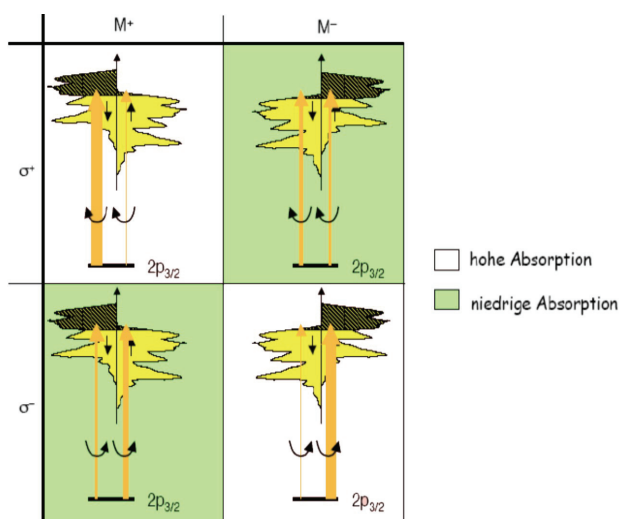


Abbildung 2.14: Darstellung der unterschiedlichen Absorptionswahrscheinlichkeiten für entgegengesetzte Magnetisierungsrichtungen und unterschiedlich zirkular polarisiertes Licht (σ^+ bzw. σ^-) für das $2p_{3/2}$ -Niveau. Die Breite der Pfeile gibt die Wahrscheinlichkeit des Übergangs an und veranschaulicht die helizitätsabhängige Absorption der Röntgenstrahlung für ferromagnetische Metalle und verschiedene Ausrichtung der Magnetisierung. Aus [92].

Im Gegensatz zu konventionellen Röntgenröhren mit einem breit gefächerten Strahl ist das Synchrotronlicht sehr intensiv und stark gebündelt, ähnlich dem eines Lasers. Wie wird nun diese Synchrotronstrahlung erzeugt? Synchrotronstrahlung entsteht, wenn geladene Teilchen (hier: Elektronen) sich im relativistischen Geschwindigkeitsbereich bewegen und eine Beschleunigung erfahren, wie dies zum Beispiel an Ablenkmagneten in einem Speicherring geschieht. Im nichtrelativistischen Fall besitzt die abgegebene Strahlung die Charakteristik eines Dipols. Im Speicherring des SLS jedoch zirkulieren relativistische Elektronen mit einer Energie von 2,4 GeV. Das Strahlungsprofil eines solchen Elektrons mit $v \approx c$ ist keulenförmig und verläuft tangential zur Bewegungsrichtung, wie dies in Abbildung 2.15 (links) skizziert ist. Mit Hilfe eines so genannten Undulators, der aus einer Vielzahl periodisch angeordneter Magneten mit wechselnder Polarität besteht, kann eine deutlich höhere Intensität als an Ablenkspulen erreicht werden. Die Wellenlänge des so erzeugten zirkular polarisierten Lichts ist abhängig vom Undulator bzw. dessen Einstellung und reicht vom infraroten Licht bis hin zu weicher und harter Röntgenstrahlung.

lung. Die Röntgenstrahlung besitzt eine Bandbreite von etwa 3%, d.h. bei 700 eV etwa 20 eV. Erst ein Gittermonochromator erzeugt die benötigte monochromatische Strahlung. Für die Experimente in dieser Arbeit wurde die Eisen L_3 -Kante verwendet, die mit weichem zirkular polarisiertem Röntgenlicht (708 eV) angeregt werden kann. Diese Kante zeigt für Permalloy – trotz des geringen Eisenanteils – experimentell das größte Signal [93]. Das Röntgenlicht wird im verwendeten Aufbau unter einem Winkel von nur 16° zur Oberfläche auf die Probe eingestrahlt, so dass das Experiment sensitiv auf die in-plane Komponente der Magnetisierung ist.

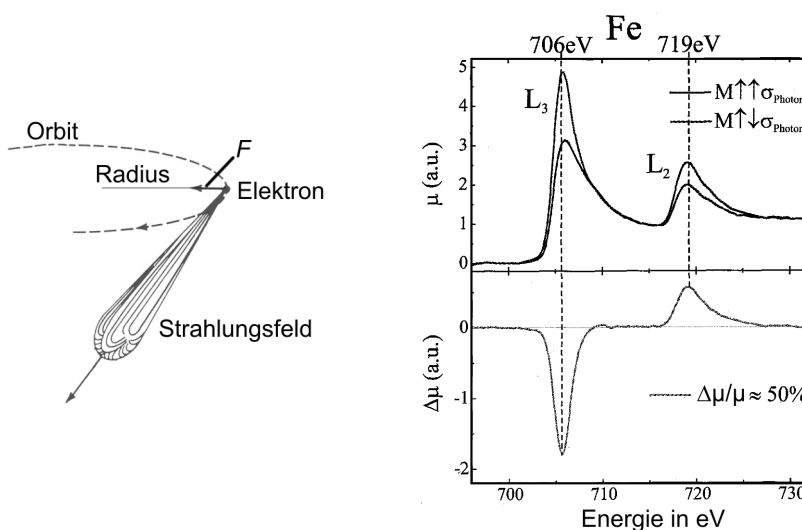


Abbildung 2.15: Links: Skizze des Synchrotronstrahlungsfeldes. Relativistische Ladungsträger erzeugen bei Beschleunigung senkrecht zur Bewegungsrichtung ein keulenförmiges Strahlungsprofil. Rechts: Absorptionsspektrum von zirkular polarisierter Röntgenstrahlung für Eisen im Bereich der L_2 - und L_3 -Kante. Die beiden Kurven oben zeigen die Absorption für Röntgenstrahlung unterschiedlicher Helizität. Im unteren Teil ist das dichroische Signal angetragen, das hier für die L_3 -Kante ca. 50% beträgt. Nach [94].

Die PEEM-Aufnahme eines Permalloy-Rechtecks mit einer Kantenlänge von $5 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 2.16 a) dargestellt und zeigt eine typische Landaukonfiguration. Zur Verdeutlichung ist das PEEM-Signal in Teilbild b) nochmals skizziert und zusätzlich sind die entsprechenden Magnetisierungsrichtungen eingezeichnet. Dabei weist ein weiß gefärbter Bereich auf eine Magnetisierung nach oben hin, ein schwarzer Bereich auf eine entgegengesetzt gerichtete Magnetisierung nach unten. Die grauen Flächen entsprechen Bereichen mit dazu senkrechter Magnetisierung – daraus ist nicht erkennbar, ob M nach rechts oder nach links zeigt. Zusammen mit der Magnetisierung in den eindeutig bestimmten Bereichen (Landaukonfiguration) kann aber auf die Ausrichtung geschlossen werden.

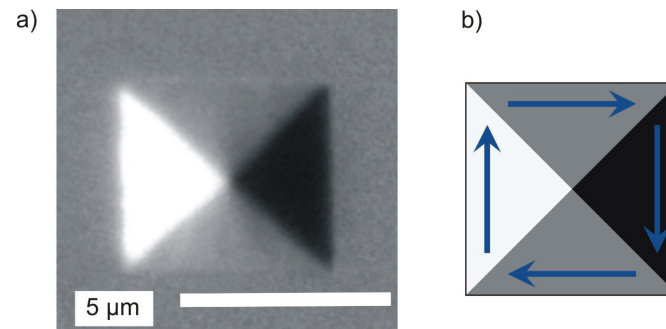


Abbildung 2.16: a) PEEM-Aufnahme einer rechteckigen Permalloy-Struktur mit einer Kantenlänge von 5 μm . b) Skizze zur Interpretation der Grauskala der PEEM-Bilder: Weiß bzw. schwarz gefärbte Bereiche sind auf eine Magnetisierung nach oben bzw. unten zurückzuführen. Graue Bereiche besitzen eine senkrecht dazu verlaufende Magnetisierungskonfiguration; die Orientierung kann nicht direkt aus dem Bild entnommen werden – wohl aber anhand der Struktur.

3 Probenherstellung und Messtechnik

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Herstellung der Proben. Alle Strukturierungsschritte wurden dabei im Reinraum am Lehrstuhl Weiss durchgeführt. Im Folgenden werden alle wichtigen Prozesse kurz erläutert. Besonderes Augenmerk gilt dabei der Elektronenstrahlithographie, die im Zentrum der Strukturierung steht. Die genauen Details und Parameter zur Prozessierung finden sich in Anhang A.

3.1 Probenpräparation

Mesa-Strukturierung

Zunächst wird das 2DEG, das sich über die ganze Probe erstreckt, auf so genannte Mesa-Strukturen eingeschränkt. Jede Mesa besteht dabei aus mehreren aneinandergereihten Hallkreuzen und den zugehörigen Zuleitungen (siehe Abbildung 3.3 a)) graue Bereiche). An den Enden dieser Zuleitungen werden später ohmsche Kontakte aufgebracht. Die Breite des zentralen Strompfades sowie der Potenzialabgriffe beträgt jeweils $10\ \mu\text{m}$. Die Strukturierung der Mesa erfolgt mittels optischer Lithographie und anschließend nasschemischen Ätzen mit einer Essigsäuremischung, wie dies in Abbildung 3.1 skizziert ist.

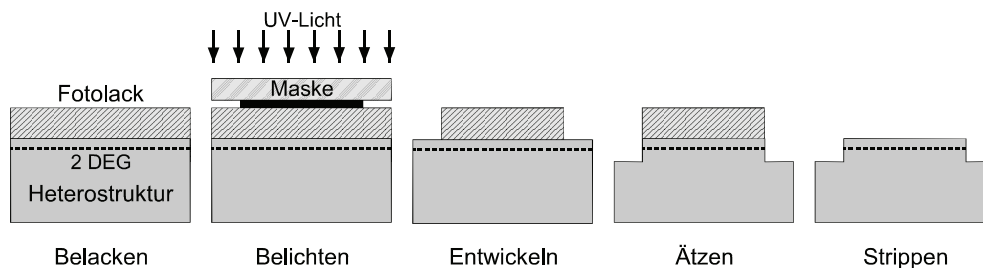


Abbildung 3.1: Strukturierung der Mesa mit optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen.

Ohmsche Kontakte (Metallisierung I)

Im nächsten Schritt werden ohmsche Kontakte zu dem unter der Oberfläche liegenden 2DEG hergestellt (siehe Abbildung 3.2). Dazu werden mittels Fotolithographie und nachfolgendem Lift-Off-Verfahren an den Enden der Zuleitungen jeweils Kontaktpads aufgebracht (vergleiche Abbildung 3.3 a)) gelbe Bereiche). Die thermisch aufgedampfte Metallisierung besteht dabei aus einem Gold-Germanium-Eutektikum im Massenverhältnis

Au : Ge = 88 : 12 und einer Deckschicht aus Nickel. Im eutketischen Verhältnis besitzt die AuGe-Legierung eine minimale Schmelztemperatur, die weit unter den Schmelztemperaturen der reinen Metalle liegt¹. Um die sich an der Grenzfläche zwischen Halbleiter und Kontaktpad ausbildende Schottky-Barriere durch einen ohmschen Kontakt zu ersetzen, muss die Probe einem Einlegierprozess unterzogen werden. Dabei wird die Probe unter Formiergasatmosphäre² in mehreren Schritten auf Temperaturen von bis zu 450°C erwärmt. Die beiden aufgetragenen AuGe- und Nickelschichten schmelzen dabei auf. Die genauen Prozesse, die während dieses Vorgangs ablaufen, sind noch immer nicht exakt geklärt [95]. Es wird vermutet, dass ein Teil der AuGe-Atome in den Halbleiter diffundiert und dort zum Teil als Donator wirkt. Die ebenfalls aufgetragene Nickelschicht dient als Katalysator und zum Abbau der Oberflächenspannung und soll so die Tendenz zur Tröpfchenbildung der AuGe-Schicht reduzieren.

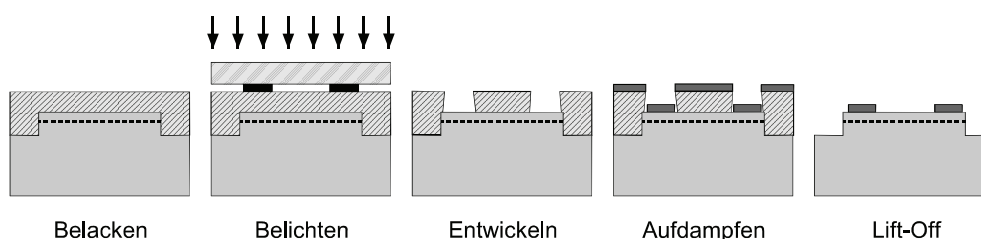


Abbildung 3.2: Auf die fertige Mesa werden metallische Kontakte mittels Fotolithographie und Lift-Off-Prozess strukturiert, die abschließend thermisch einlegiert werden.

Die notwendigen Schichtdicken orientieren sich an der Tiefe des zu kontaktierenden 2DEGs. Der Standard liegt für ein 80 nm tiefes 2DEG bei 160 nm AuGe und 40 nm Ni. Ist das 2DEG tiefer, werden die Schichtdicken mit einem Faktor s skaliert [96]:

$$s = \frac{\text{Tiefe}_{2\text{DEG}} + 30 \text{ nm}}{110 \text{ nm}} \quad (3.1)$$

In der Praxis haben sich dickere Metallschichten als keinesfalls nachteilig erwiesen. Ein erfolgreiches Einlegieren lässt sich bereits im Lichtmikroskop beobachten: Nach dem Abkühlen ist die Größe der Kristallite deutlich gewachsen und die Oberfläche ist deutlich rauer. Ein anschließender Test am Spitzenmessplatz bei Raumtemperatur (RT) gibt genauen Aufschluss über die Kontaktqualität.

Für die Herstellung eines guten ohmschen Kontakts sind außerdem die Ausrichtung des Pad-Randes bezüglich der Kristallrichtung, sowie die Länge dieser Grenzlinie entscheidend [96]. Während die Kontaktierung des 2DEGs in der [011]-Richtung zuverlässig funktioniert, liefern um 90° gedrehte Ränder deutlich schlechtere Ergebnisse. Um alle Rich-

¹ Der Schmelzpunkt von reinem Gold liegt bei 1064°C, der von Germanium bei 938°C. Das verwendete Gold-Germanium-Eutektikum schmilzt bei 356°C.

² Formiergas setzt sich 10% Wasserstoff und 90% Stickstoff zusammen.

tungen abzudecken und die Länge dieser Grenze zu vergrößern, besitzen die Kontaktpads eine Kammstruktur, wie dies Abbildung 6.5 zeigt.

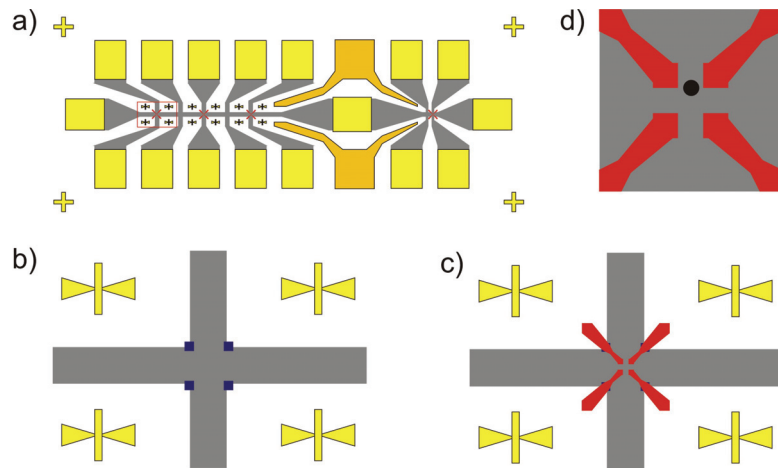


Abbildung 3.3: Überblick über die wichtigsten Strukturierungsschritte zur Herstellung einer Probe für die Mikro-Hall-Magnetometrie: a) Mesastruktur mit insgesamt sieben aneinandergereihten Hallsonden. Hier sind bereits beide Metallisierungen aufgebracht. b) Vergrößerte Darstellung des in a) rot umrandeten Bereichs. Die blauen Quadrate entsprechen den tief geätzten ESL-Justiermarken. c) Für das Einengen der Hallkreuze auf unter $1\ \mu\text{m}$ werden die rot skizzierten Strukturen mit Hilfe von ESL und einem anschließendem Ätzprozess definiert. d) Zoom in den zentralen Bereich der Hallsonde mit einem ferromagnetischen Scheibchen.

Bondpads, Justiermarken, Gatefinger (Metallisierung II)

Um auf den Kontaktpads später Golddrähte fixieren zu können ist eine zweite Metallisierung nötig. Neben den Bondpads auf den vorher einlegierten Kontaktpads werden in diesem Schritt gleichzeitig Justiermarken für die Elektronenstrahlithographie in unmittelbarer Nähe der Hallkreuze und Gatefinger aufgebracht. Die Strukturen werden analog zur ersten Metallisierung hergestellt. Das ebenfalls thermisch aufgedampfte Schichtsystem besteht aus einer dünnen Chromschicht und einer etwa $100\ \text{nm}$ dicken Goldschicht (siehe Abbildung 3.3 a) gelbe und orange Bereiche). Die nur wenige Nanometer dicke Cr-Schicht fungiert dabei als Haftvermittler; die Goldschicht ermöglicht später ein zuverlässiges Bonden der Probe.

Strukturierung der Justiermarken für die nachfolgenden ESL-Schritte

Die hier strukturierten feinen Justiermarken dienen als Fixpunkte für die exakte Positionierung der nachfolgenden Strukturierungsprozesse mittels Elektronenstrahlithographie. Die Lithographie erfolgt dabei stets mit einem Rasterelektronenmikroskop vom Typ LEO Supra 35; die Strahlsteuerung erfolgt mit dem eLitho-System der Firma nanonic. Die zusätzlichen Justiermarken sind notwendig, weil diese wesentlich genauer und mit glatteren Rän-

den definiert werden können, als die optischen Marken (vgl. Abbildung 3.3 b)) gelbe Strukturen). Für die nächsten beiden ESL-Schritte wird so eine sehr gute relative Positioniergenauigkeit zueinander erreicht. Die kleinen Marken (siehe Abbildung 3.3 b): blaue Quadrate) werden zunächst in einen elektronenstrahlempfindlichen Lack (PMMA: Polymethylmethacrylat - Plexiglas) übertragen. Nach dem Entwickeln werden die direkt an den Ecken der Hallkreuze definierten Quadrate mit reaktivem Ionenätzen tief ins Substrat übertragen, so dass sie bei den weiteren ESL-Schritten – durch das PMMA-Lacksystems deutlich im REM erkennbar sind.

Einengung der Hallkreuze auf sub- μm Bereich

In diesem Prozessschritt werden die Hallkreuze von einer Größe von $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ verkleinert, so dass sie nur geringfügig größer als die zu untersuchenden magnetischen Strukturen sind. Der Grund dafür ist, dass das Hallsignal nur einen gemittelten Feldwert wiedergibt (vergleiche Abschnitt 2.1.2). Die Einengungen werden ebenfalls mittels ESL definiert. Die zuvor aufgebrachten Justiermarken dienen zur exakten Positionierung der „kleinen Kreuze“. Zur genauen Ausrichtung der Einengung werden in einem mehrstufigen Prozess direkt REM-Bilder aufgenommen. Abbildung 3.4 links zeigt eine maskierte REM-Aufnahme mit dem Kreuzungsbereich des Hallsensors im Zentrum. Das schwarze Kreuz in der Bildmitte wird bei der letzten Bildaufnahme (mit der höchsten Dosis) aus dem Scanbereich herausgenommen (maskiert), damit im zentralen Bereich die Vorbelichtung des Lacks durch die Bildaufnahme minimiert und so die Struktur optimal in den PMMA-Lack übertragen werden kann. Die jeweiligen Positionen der Marken (weiß markierte Kreuze) werden in das ESL-Programm eingelesen. Das System verschiebt auf Grund dieser Daten die Tischposition bzw. die zu schreibende Struktur entsprechend, so dass die Einengungen exakt positioniert werden. Die Strukturen werden nach dem Entwickeln ebenfalls durch reaktives Ionenätzen in die Heterostruktur übertragen. Die Ätztiefe wird hier möglichst gering gewählt, so dass zwar einerseits das darunterliegende zweidimensionale Ladungsträgersystem unter den Einengungen zerstört ist, andererseits für den nächsten ESL-Schritt keine zu starke Topographie im Zentrum der Hallkreuze entsteht, die in einer stark inhomogenen Lackdicke in diesem Bereich resultieren würde. Die Größe der Kreuze reicht dabei von $1\ \mu\text{m}$ bis hinunter zu etwa $200\ \text{nm}$. Auf die Details zur ESL-Strukturierung und zu den PMMA-Lacksystemen wird weiter unten eingegangen (siehe: Details zur Elektronenstrahlithographie).

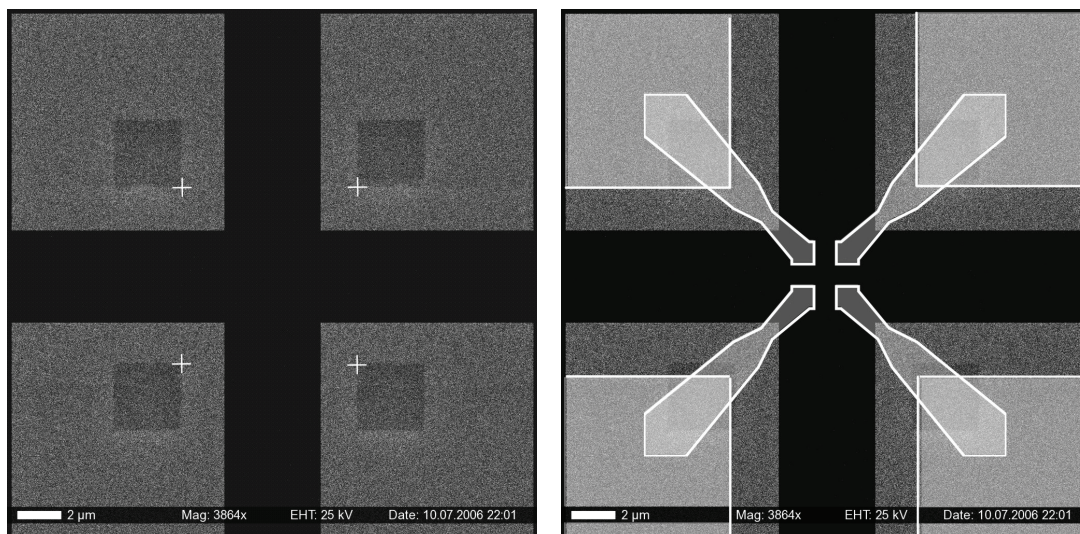


Abbildung 3.4: Links: Maskierte REM-Aufnahme einer Hallsonde für den letzten Positionierungsschritt. Die schwarzen Bereiche werden nicht gerastert, um die Probe an dieser Stelle nicht zu stark vorzubelichten. Während die zuvor strukturierten kleinen Quadrate, die als Justiermarken dienen (weiße Kreuze), gut erkennbar sind, kann das Hallkreuz nur schemenhaft durch die Lack-schicht erkannt werden, von den flachen Einschränkungen schließlich ist gar nichts erkennbar. Rechts: Gleiche Aufnahme: Zur besseren Illustration sind alle bereits strukturierten Bereiche – mit Ausnahme der Justiermarken – hell unterlegt eingezeichnet.

Aufbringen der Top-Gates

Die Top-Gates werden mittels Fotolithographie definiert. Sie überdecken den zentralen Bereich der Hallsonden und laufen hin zu den bereits vorher aufgetragenen Gatefingern. Es handelt sich um eine nur etwa 10 nm dicke Metallschicht bestehend aus Gold-Palladium, das durch einen thermischen Aufdampfschritt im Lift-Off-Verfahren strukturiert wird. Im Vergleich zu Gates aus Chrom/Gold besitzt das Gold-Palladium-System eine deutlich glattere Oberfläche und ist somit als Unterlage für die aufgesetzten Ferromagneten besser geeignet. Durch Anlegen einer positiven (negativen) Spannung an das Gate kann die Ladungsträgerdichte im 2DEG in Grenzen erhöht (erniedrigt) und so das Hallsignal optimiert werden. Aufgrund des kleinen Abstands zum Quantenwell, ist bei InAs-basierten Sonden kein Top-Gate möglich.

Aufbringen der ferromagnetischen Strukturen

Der bedeutendste Schritt ist das Aufbringen der Nanostrukturen auf die nun ebenfalls nanostrukturierten Sonden. Die ferromagnetischen Teilchen besitzen zum Teil Abmessungen von unter 100 nm. Dementsprechend genau muss auch die Positionierung erfolgen. Dafür werden erneut die quadratischen ESL-Justiermarken herangezogen und wie vorher in einem mehrstufigen Prozess zur Ausrichtung verwendet. Dieses Vorgehen erlaubt es,

die Permalloy-Strukturen mit einer Abweichung von 20 nm oder weniger auf dem zuvor strukturierten Sensorbereich zu deponieren. Die maskierte REM-Aufnahme in Abbildung 3.4 zeigt eine fertig eingeeingte, belackte Hallsonde, wie sie sich beim letzten Positionierschritt darstellt. Außer den quadratischen Justiermarken ist noch schemenhaft der Umriss der knapp 10 μm großen Ausgangsstruktur durch die Lackschicht erkennbar. Die flach geätzten Einengungen sind hingegen gar nicht auszumachen. Zur besseren Illustration wurden diese Strukturen im rechten Bild (identische Aufnahme) nachträglich eingezeichnet.

Nach dem Belichten wird der Lack entwickelt und anschließend thermisch im Hochvakuum die Permalloyschicht und eine 5 nm dicke Titanschicht als Oxidationsschutz aufgedampft. Die Größe der Kristallite im aufgedampften Permalloy liegt dabei zwischen 7 nm und 10 nm, vereinzelt sind auch größere Kristallite bis zu 20 nm Durchmesser vorhanden [97]. Die REM-Aufnahme in Abbildung 3.5 zeigt eine fertige Hallsonde mit einem optimal platzierten Permalloy-Scheibchen mit einem Durchmesser von etwa 90 nm und einer Höhe von 10 nm (plus 5 nm Titan-Abdeckung). Um ein maximales Hallsignal zu erreichen, muss die ferromagnetische Struktur so platziert werden, dass die Teilchenmitte am Rand der aktiven Zone sitzt [4] (siehe auch Abbildung 2.1, Seitenansicht). Insbesondere bei kleinen Strukturen ist eine exakte Platzierung sehr wichtig, weil bereits kleine Abweichungen das Hallsignal drastisch reduzieren können.

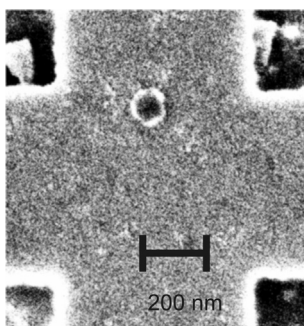


Abbildung 3.5: REM-Aufnahme eines Permalloy-Scheibchens mit 90 nm Durchmesser und einer Höhe von 10 nm, strukturiert auf einer AlGaAs/GaAs-Hallsonde. Die aktive Fläche des Sensors ist durch die sich ausbildende Verarmungszone deutlich kleiner als die geometrische Kreuzungsfläche. Um dies auszugleichen, wird die Struktur um diese Breite dieser Zone verschoben.

Details zur Elektronenstrahlithographie

Das Auflösungsvermögen der ESL wird nicht allein vom Durchmesser des fokussierten Elektronenstrahls im REM, der nur wenige Nanometer beträgt, bestimmt. Vielmehr entscheidend sind die Wechselwirkungen im Lack und im Substrat, die beim Abbremsen der hochenergetischen Elektronen stattfinden. Diese auftretenden Streueffekte hängen sehr stark von Beschleunigungsspannung, Substrat, Lack (Schichtdicke, Atomgewicht) und

Belichtungs-dosis ab. Wie beeinflussen nun diese Parameter den Lithographieprozess im Detail?

Die Elektronentrajektorien einer Vielzahl hochenergetischer Elektronen, die mit einer Monte-Carlo-Simulation für Energien von 10 kV (links) bzw. 20 kV (rechts) berechnet wurden, sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Die senkrecht auf die PMMA-Schicht auftreffenden Elektronen dringen dabei, je nach Energie, unterschiedlich tief in das Substrat ein. Die Verbreiterung des Strahls wird als Proximity-Effekt bezeichnet. Er wird vor allem durch zwei Mechanismen bedingt, nämlich durch Vorwärtsstreuung der Elektronen im Lack und durch Rückstreuung im Substrat. Durch die Vorwärtsstreuung einerseits werden die Primärelektronen (PE) beim Durchdringen des Resists an den Polymermolekülen des Lackes elastisch unter kleinen Winkeln gestreut. Dadurch kommt es zu einer stetigen Strahlverbreiterung über die gesamte Lackdicke. Andererseits führt das Eindringen der hochenergetischen PE in das Substrat dazu, dass diese an den Substratmolekülen inelastisch gestreut werden. Diese Rückstreuelektronen (RE) treten zum Teil deutlich lateral versetzt vom Eintrittsort wieder aus dem Substrat in die PMMA-Lackschicht aus. Da der Wirkungsquerschnitt zwischen Elektronen und PMMA mit sinkender Energie ansteigt, können diese RE nun noch effektiver die langkettigen PMMA-Moleküle aufbrechen. Beide Effekte führen so zu einer Verschlechterung der lateralen Auflösung. In Abbildung 3.7 sind schematisch mögliche Wechselwirkungsprozesse dargestellt, die bei der Elektronenstrahlolithographie auftreten können. Neben den oben beschriebenen treten auch Auger-Elektronen-Prozesse und Röntgenstrahlung auf, die für die Lithographie allerdings nicht von Bedeutung sind. Die exakte Ausprägung der Streuprozesse hängt unter anderem empfindlich von der Beschleunigungsspannung ab. Dies ist in Abbildung 3.6 deutlich zu sehen: Mit zunehmender Energie der Primärelektronen nimmt auch die Ausprägung des Proximity-Effekts zunächst deutlich zu und fällt bei noch höheren Beschleunigungsspannungen wieder ab (100 kV-Elektronenstrahlschreiber).

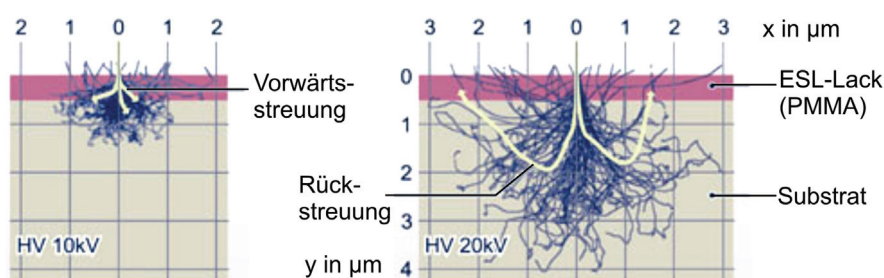


Abbildung 3.6: Veranschaulichung des Proximity-Effekts anhand von Monte-Carlo-Simulationen auf einem Siliziumsubstrat. Im direkten Vergleich ist klar erkennbar, dass die Verbreiterung bei einer Beschleunigungsspannung von 20 KV (rechtes Bild) wesentlich stärker ausgeprägt ist. Die seitliche Elektronenstreuung setzt sich im Wesentlichen aus Vorwärts- und Rückstreuung zusammen. Aus [98].

Für die Lithographie ist es jedoch wünschenswert, diese Verbreiterung zu minimieren. Rein aus dieser Perspektive betrachtet ist es daher besser mit niedrigen Beschleunigungsspannungen zu arbeiten.

gungsspannungen zu arbeiten. Allerdings ist dann der PMMA-Lack sehr empfindlich gegenüber einer Vorbelichtung. Wie oben beschrieben, muss der Bereich um die Zielstruktur vor dem eigentlichen Belichten mehrmals – mit einer niedrigen Dosis – gescannt werden um die Strukturen exakt positionieren zu können. Deswegen wurde für die Strukturierung trotzdem eine relative hohe Beschleunigungsspannung von 25 kV verwendet. Als E-Beam-Resist hat sich hier in umfangreichen Untersuchungen ein Zweischichtsystem mit einer Dicke von insgesamt nur etwa 100 nm als Optimum erwiesen. Das System besteht aus einer unteren Schicht mit kurzkettingen PMMA-Molekülen mit einem Molekulargewicht von 50000 u (im Folgenden abgekürzt: 50 k) und einer weiteren Schicht mit langkettigen Molekülen (950 k). Durch das Bestrahlen mit dem Elektronenstrahl werden die Ketten – je nach Bestrahlungsdosis – mehr oder weniger aufgebrochen. Die Empfindlichkeit des Lacks hängt von der verwendeten Molekülgröße ab. PMMA mit geringem Molekulargewicht (kürzere Ketten), benötigt zur vollständigen Belichtung eine geringere Dosis als PMMA mit hohem Molekulargewicht (lange Ketten). Aufgebrochene kurzkettinge Moleküle unterhalb einer Schwellenlänge werden schließlich im Entwicklerbad gelöst. Als Entwickler wurde entweder ein MIBK-Propanol-Gemisch verwendet oder nur Propanol¹. Die Verwendung des deutlich empfindlicheren Lacks (50 k) unten ermöglicht die Ausbildung eines Undercut-Profiles, und so einen verbesserten Lift-Off-Prozess und damit sauberere Strukturränder nach dem Aufdampfen der ferromagnetischen Schicht.

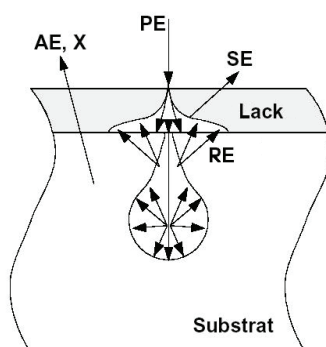


Abbildung 3.7: Überblick über die möglichen Wechselwirkungen der auftreffenden Primärelektronen bei der Elektronenstrahlbelichtung. Sowohl die Vorwärtsstreuung als auch die Rückstreuung (aus einem birnenartig geformten Volumen im Substrat) führen dazu, dass auch Bereiche im Lack belichtet werden, die nicht direkt unter dem einfallenden Elektronenstrahl liegen. Auftretende Auger-Elektronen und Röntgenlicht sind für die ESL nicht von Bedeutung. Aus [99].

Auch die Dicke und die Ordnungszahl der Atome im Substrat sind für die Optimierung der ESL-Parameter von entscheidender Bedeutung. Bei dünnen Substraten, etwa bei Silizi-

¹ Für die Strukturierung der ferromagnetischen Teilchen wurde für das Entwickeln des belichteten PMMA-Lacks ausschließlich Propanol verwendet. Dafür muss die Belichtungsdosis je nach Strukturgröße annähernd verdoppelt werden, allerdings sind so sehr kleine Strukturen wesentlich sauberer herzustellen.

umnitrid-Membranen mit einer Dicke von 30-35 nm, sind die Effekte durch Rückstreuung sehr gering. Bedingt durch die kleine Dicke kann sich dieses birnenförmige Rückstreuolumen im Substrat kaum ausbilden, so dass ein Großteil der Elektronen auf der Rückseite wieder austritt und nur sehr wenige Elektronen aus dem Substrat zurückgestreut werden. Dies resultiert in einer deutlich höheren Dosis, die zum Belichten notwendig ist und im Vergleich zu einem GaAs-Substrat mit einer Dicke oberhalb der Eindringtiefe des Strahls um etwa 50 bis 80% höher ist. Auf den dünnen Membranen, wie sie auch im Rahmen der Arbeit für die LTEM-Proben eingesetzt wurden, lassen sich deshalb durch den verminderten Proximity-Effekt kleinere Strukturen herstellen.

3.2 Messaufbau und Messung

Messsystem

Für die Messungen wurde ein kommerzielles Kryostatsystem vom Typ Teslatron der Firma Oxford verwendet, mit dem sich Magnetfelder bis zu 14 T erreichen lassen (vgl. Abbildung 3.8). Diese werden durch supraleitende Spulen erzeugt, die vollständig von flüssigem Helium umgeben sind und auch bei der maximalen Feldstärke noch im supraleitenden Zustand verharren. Ein *Variable Temperature Insert* (VTI) gestattet die Proben-temperatur kontinuierlich zwischen 1,4 K und etwa 240 K zu variieren. Durch Evakuieren, Einlassen von flüssigem Helium und gezieltes Heizen, lässt sich im VTI die Temperatur kontrollieren. Zur Regelung und zur exakten Temperaturmessung am Probenort ist ein zusätzlicher Temperatursensor in unmittelbarer Probennähe angebracht. Die zu untersuchende Probe sitzt während der Messung in einem 20-poligen Keramik-Chipcarrier im Zentrum des homogenen Magnetfeldbereichs. Die elektrischen Verbindungen zwischen Probe und Carrier werden durch dünne, mit Ultraschall gebondete, Golddrähte realisiert. Der Chipcarrier sitzt am unteren Ende des Probenstabs auf einem drehbaren Federstiftsockel, von dem die Kontakte über Koaxialkabel nach oben und schließlich zum Messaufbau bzw. zu den Messgeräten geführt werden. Die Masseführung erfolgt sternförmig vom Kryostat ausgehend, um Masseschleifen zu vermeiden.

Die Messungen werden mit Lock-in-Technik durchgeführt. Zum Einsatz kommen digitale Lock-in-Verstärker vom Typ 7260/7265 der Firma EG&G Instruments. Vorteil dieser Messmethode ist, dass hier sehr schmalbandig nur eine – über einen großen Bereich wählbare – Frequenz im Messsignal erfasst, verstärkt und ausgewertet wird, die hier der des aufgeprägten Wechselstroms im Strompfad entspricht. Störungen bei anderen Frequenzen, wie beispielsweise Rauschen, können so effektiv unterdrückt werden. Der Oszillatorausgang eines der Lock-in-Verstärker (Master) steuert dabei eine Konstantstromquelle und sorgt so für einen Wechselstrom mit konstanter Amplitude, genau definierter Frequenz und Phasenlage durch den Strompfad des Hallkreuzes. Die anderen Lock-in-Verstärker sind über ein Triggersignal mit dem Master verbunden und können so eben-

falls phasengenau z.B. die Hallspannung detektieren. Die Steuerung des Magnetfeldes und die Datenerfassung erfolgen computergesteuert: Die entsprechende Software visualisiert und speichert die Messdaten.

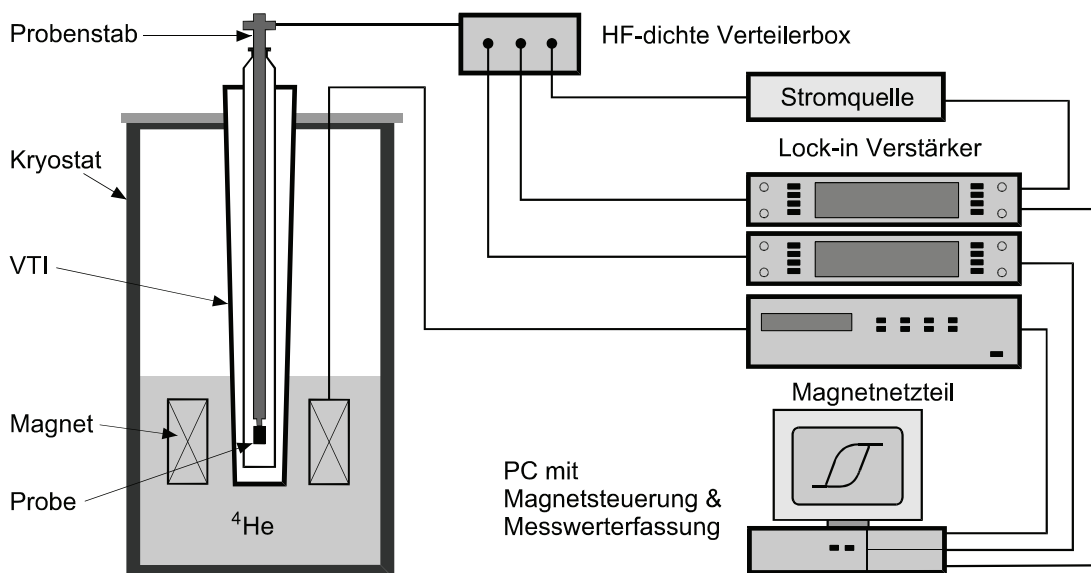


Abbildung 3.8: Schematischer Aufbau des Oxford-Kryostaten und der verwendeten Messgeräte. Die Messungen erfolgen mit Lock-in-Technik; die Aufnahme der Messdaten und die Magnetfeldsteuerung übernimmt ein Computer.

Messdatenaufbereitung

Die Messungen werden zunächst bei einer Probentemperatur von 1,4 K durchgeführt. Die Mikro-Hallsonden besitzen eine Kanalbreite W im Bereich von 100 nm (für InAs-basierte Sonden) bis etwa 800 nm. Bei GaAs/AlGaAs-basierten Sonden wird zusätzlich eine Gatespannung von einigen 100 mV angelegt, um die Ladungsträgerdichte und damit den Widerstand zu optimieren. Der aufgeprägte Strom durch die Hallsonden liegt dabei, je nach Sonde, in einem Bereich von wenigen μA bis hin zu etwa $40 \mu\text{A}$. Das Magnetfeld wird während einer Messung mit einer Rate von höchstens $0,5 \text{ mT/s}$ verändert. Für genauere Messungen oder besonders wichtige Bereiche werden aber auch deutlich kleinere Sweepraten von $0,1 \text{ mT/s}$ verwendet. Die Oszillatorfrequenz der Lock-in-Verstärker wurde dabei probenspezifisch hin zu möglichst großen Werten optimiert und so versucht die Rauschamplitude ($1/f$ -Rauschen) zu minimieren [75]. Messwerte wurden 1 Sekunde integriert und zusammen mit dem aktuellen Feldwert sekundlich über das Messprogramm ausgelesen und weiterverarbeitet.

Die so aufgenommenen Rohdaten enthalten noch einige Effekte, die durch die Sonde bzw. die Messumgebung verursacht werden. Die Aufbereitung der gemessenen Hall-Daten wurde stets auf die gleiche Weise durchgeführt und soll kurz erläutert werden. Zunächst wird der praktisch stets vorhandene Offset subtrahiert. Gemeint ist eine endliche

Hallspannung, die im Nullfeld – auch ohne ein magnetisches Teilchen auf dem Sensor – auftritt. Ursächlich hierfür sind wahrscheinlich die strukturell immer vorhandene leichte Asymmetrie bzw. auch im Nullfeld nicht exakt senkrecht zum Strompfad verlaufende Äquipotenziallinien. Hallkreuze, deren Potentialsonden nicht genau gegenüberliegen, mischen beispielsweise zusätzlich einen konstanten Längsspannungsanteil zum Hallsignal. Um den Offset zu entfernen, betrachtet man die Hallspannung für positive und negative Sättigung, also bei hohen Feldern und verschiebt auf Grund der gegebenen Symmetrie die Kurve vertikal, bis die Hallspannungen in Sättigung bis auf ihr Vorzeichen übereinstimmen. So aufbereitete Daten zeigen meist noch einen leichten linearen Anstieg in dem Bereich in dem das magnetische Teilchen bereits gesättigt ist. Dies ist auf ein nicht exakt parallel zum zweidimensionalen Ladungsträgersystem ausgerichtetes externes Magnetfeld zurückzuführen. Dies ist die Folge von kleinen mechanischen Ungenauigkeiten am Probenstab. Neben dem Streufeld des Teilchens, durchsetzt dann auch ein kleiner Anteil des externen Feldes den Sensor und führt zu einem linearen Beitrag im Hall-Signal. Dieser Beitrag lässt sich eliminieren, indem man den Bereich der Sättigung linear fittet und die so erhaltene Gerade vom gesamten Graph subtrahiert. Weiterhin ist ein „Hinterherhinken“ der Messwerte zu berücksichtigen. Verursacht wird dieses einerseits durch die endliche Integrationszeit (meist eine Sekunde) im Lock-in-Verstärker, der auch noch „alte Werte“ berücksichtigt, und andererseits durch die Induktivität des Magnetsystems. Während die Steuerelektronik bereits den neu gesetzten Sollwert des Magnetfeldes anzeigt und auch für die Messdatenaufnahme ausgibt, hat das Feld im Kryomagnetsystem diesen Wert noch nicht erreicht. In beiden Fällen wächst die Größe des Hinterherlaufens mit der Sweeprate. Bei einer Rate von 0,5 mT/s müssen die Kurven noch etwa 1 mT in die jeweilige Sweeprichtung verschoben werden, bei einer Rate von 0,1 mT/s ist dieser Effekt bereits vernachlässigbar.

Aber auch die Magnetsystems erzeugt eine Verschiebung des Nullfeldes. Trotz ausgeschalteten Magneten bleibt stets ein von der Vorgeschichte abhängiges Magnetfeld erhalten, das meist im Bereich um 1 mT liegt. Durch eine zusätzliche Verschiebung der gemessenen Kurve in horizontaler Richtung lässt sich dieser Effekt korrigieren.

4 Magnetische Strukturen mit zwei Antidots

4.1 Allgemeines und Funktionsprinzip

Die Arbeit von M. Rahm [4] zeigt, dass durch das gezielte Einbringen von Punktdefekten in dünne Kreisscheiben der Ummagnetisierungsvorgang stark verändert und ein bistabiles magnetisches Verhalten erreicht werden kann (siehe auch [100]). Kreisförmige Permalloy-Elemente mit einem Durchmesser von 500 nm und einer Höhe von 30 nm haben sich dabei als besonders günstig erwiesen. Außerdem gibt es einen Ansatz mit diesen Elementen MRAM-Bauteile herzustellen [101].

Basierend auf diesen Ergebnissen werden hier die Schaltprozesse von Scheiben mit künstlichen Defekten detaillierter untersucht, vor allem im Hinblick auf ihr Potenzial für Anwendungen. Der Einsatz einer Vielzahl nominell identischer Strukturen setzt sowohl eine sehr hohe Zuverlässigkeit und Wiederholbarkeit des Schaltmechanismus als auch eine sehr geringe Streuung der Schaltfelder der einzelnen Elemente untereinander voraus. Diese Aspekte stehen im Fokus der hier durchgeführten Untersuchungen und werden mit verschiedenen Methoden angegangen. Alle mit Mikro-Hall-Magnetometrie durchgeführten Messungen wurden – sofern nicht anders angegeben – bei 1,4 K durchgeführt. Dabei stammt ein Teil der hier vorgestellten Ergebnisse aus gemeinsamen Arbeiten im Rahmen einer Diplomarbeit [102] (Mikro-Hall-Untersuchungen) bzw. aus einer Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Zweck¹ [103] (LTEM-Untersuchungen), in der asymmetrisch angeordnete Defekte studiert wurden. Zum Abschluss werden erstmals Untersuchungen zur Magnetisierungsdynamik (PEEM-Messungen) an derartigen Strukturen durchgeführt, die eine zeitaufgelöste Untersuchung des gesamten Ummagnetisierungsvorgangs und einen Vergleich mit den bereits vorliegenden zeitabhängigen Simulationen erlauben sollten.

Für ein umfassendes Verständnis wird zunächst auf die Ummagnetisierung von Scheibchen ohne künstliche Antidots eingegangen. Scheibchen mit der hier verwendeten Geometrie bilden im Grundzustand die im Abschnitt 1.4 erläuterte Vortexkonfiguration aus. Ausgehend von diesem remanenten Zustand wird im Folgenden die Ummagnetisierung anhand der Mikro-Hall-Messung in Abbildung 4.1 erläutert. Durch Anlegen eines externen Feldes in der Scheibenebene wird der Vortex aus dem Zentrum (Bereich a)) senkrecht zur Magnetfeldrichtung so verschoben, dass die Bereiche mit in Feldrichtung ausgerichteter

¹ Lehrstuhl Prof. Dr. C. Back, Universität Regensburg.

Magnetisierung wachsen (Bereich b)). Dabei bleibt die Vortexkonfiguration annähernd unverändert, und die Situation lässt sich damit gut mit Hilfe des Rigid-Vortex-Modells beschreiben. Mit steigendem externen Magnetfeld wird der Vortex schließlich in die Nähe des Scheibchenrands verschoben und damit die Vortexkonfiguration in diesem Bereich stark deformiert (Bereich c)). Bei einer bestimmten Magnetfeldstärke wird schließlich der Vortex vernichtet (Vortexannihilation) und die Magnetisierung im Scheibchen ist parallel zum externen Magnetfeld ausgerichtet (Bereich d)). Nimmt die Magnetfeldstärke wieder ab, so legt sich die Magnetisierung teilweise parallel zu den Rändern und es entstehen so genannte Buckling-Zustände durch die das Streufeld etwas reduziert wird. Dies äußert sich in einem leichten Abfall der Hallspannung. Reduziert man das anliegende Feld weiter, so entsteht wieder sprunghaft ein Vortex (Vortexnukleation). Dessen Zentrum wandert mit steigendem Gegenfeld wieder in Richtung des Scheibchenrandes (Bereich e)), wo der Vortex schließlich wieder vernichtet wird (Bereich f)).

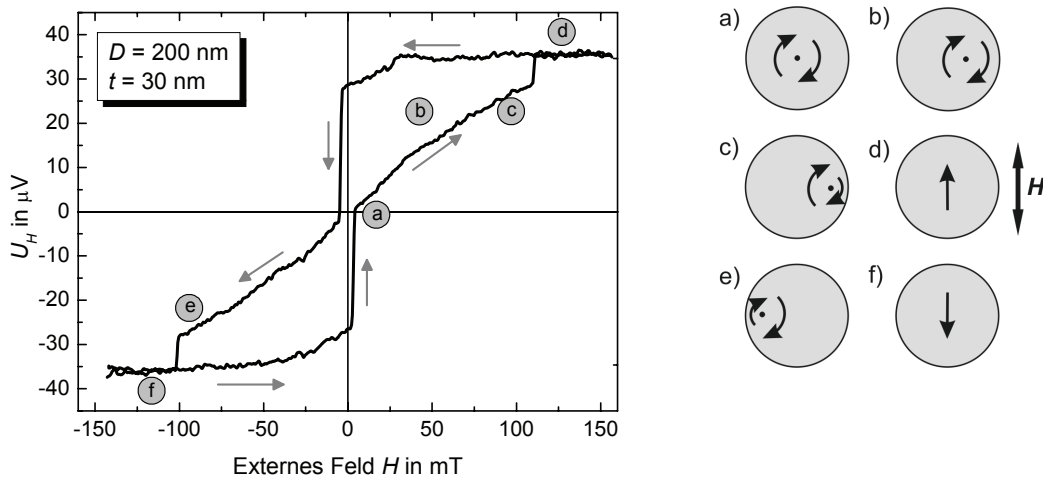


Abbildung 4.1: Links: Charakteristische Mikro-Hall-Ummagnetisierungskurve mit einem remanenten Vortexzustand in einer Permalloy-Scheibe (Durchmesser: 200 nm, Höhe: 30 nm). Die Buchstaben verweisen auf den rechten Teil der Abbildung, der die verschiedenen Magnetisierungszustände illustriert.

Was passiert aber, wenn in das Scheibchen zwei künstliche Defekte eingebaut werden? Die Skizze in Abbildung 4.2 soll die verwendete Geometrie veranschaulichen. Soweit nicht anders angegeben, besitzen die hier untersuchten Permalloy-Scheibchen einen Durchmesser D von 500 nm und einen Lochdurchmesser L_D von 80 nm. Die künstlich eingebrachten Defekte liegen dabei auf einer Linie durch den Scheibenmittelpunkt und sind symmetrisch um diesen angeordnet.

Die Gesamtenergie des Vortexzustands besteht auch hier im Wesentlichen aus der Austauschenergie¹, wobei insbesondere der Kernbereich energetisch sehr ungünstig ist. Bei einer Scheibe mit geeigneten künstlichen Defekten kann die Gesamtenergie deutlich reduziert werden, wenn das Vortexzentrum in einen der beiden Defekte „eingebaut“ wird. Dadurch wird die Ausbildung des hochenergetischen Vortexkerns vermieden, da sich im Defekt ja kein magnetisches Material befindet. Auf diese Weise wird die Gesamtenergie deutlich erniedrigt. Im Gegensatz zu einem defektfreien Scheibchen können so zwei remanente Zustände existieren. Das Festhalten des Vortex an den Defekten resultiert in einem grundlegend anderen Verlauf der Ummagnetisierung, wie dies Abbildung 4.3 für das ebenfalls abgebildete Scheibchen zeigt. Der Verlauf der Hallkurven wird durch das Einbringen der Defekte in die Scheibchen deutlich komplexer (schwarze Kurve). Eine individuelle Interpretation der einzelnen Bereiche ist ohne zusätzliche Untersuchungen nicht mehr möglich. Unverändert zugeordnet werden können Vortexnukleation und -annihilation – im Graph durch Pfeile markiert. Auch das stets beobachtbare Abfallen in der Hallkurve, das sich jeweils bei der Reduzierung des Feldes aus der Sättigung kommend vor der Vortexnukleation ausbildet, ist erkennbar. Dies deutet wieder stark auf so genannte Buckling-Zustände hin, bei denen sich die Magnetisierung am Rand entlang der Kontur ausrichtet. Wie bereits in [4] gefunden und im Rahmen dieser Arbeit bestätigt, variiert der exakte Verlauf der Kurve in diesem Bereich bei aufeinander folgenden Ummagnetisierungen. Offenbar unterscheiden sich verschiedene Konfigurationen nur wenig in ihrer Energie und die Entstehung des Vortex kann daher über unterschiedliche Zustände verlaufen.

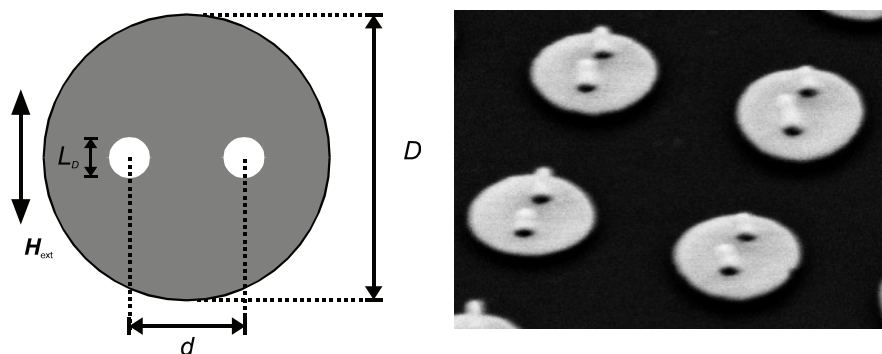


Abbildung 4.2: Links: Skizze eines Scheibchens mit zwei Antidots und den charakteristischen Abmessungen. Der Scheibchendurchmesser D beträgt 500 nm, der Defektdurchmesser L_D beträgt 80 nm. In Simulationen und Experimenten werden Defektabstände d zwischen 160 nm und 270 nm untersucht. Rechts: Die REM-Aufnahme unter 45° zeigt deutlich die zwei eingebrachten Defekte und zusätzlich die herstellungsbedingten hellen PMMA-Säulchen in diesen Defekten.

Deutliche Abweichungen im Verhalten von Scheiben mit und ohne Defekte gibt es bei den so genannten Minor-Loops. Bei einem Minor-Loop wird der Ummagnetisierungsverlauf

¹ Hier wird der kleine Streufeldanteil durch die out-of-plane Magnetisierung im Vortexzentrum vernachlässigt.

über einen kleineren Feldbereich untersucht – ohne die Sättigung zu erreichen (rote Kurve in Abbildung 4.3). Der gezeigte Minor-Loop im Magnetfeldbereich von -50 mT bis 70 mT weist im Wesentlichen ein bistabiles Verhalten mit sprunghaften Übergängen bei $\pm 15,2$ mT zwischen zwei Zuständen auf (vgl. Abbildung 4.4). Aus dem Vergleich mit Simulationen konnte gefolgert werden, dass es sich bei den remanenten Zuständen (Plateaus in der Hallkurve) um einen Vortex handelt, der jeweils an einen der Defekte gepinnt ist, wie dies die simulierten Magnetisierungskonfigurationen im rechten Teil von Abbildung 4.4 illustrieren. Im angeführten Fall handelt es sich um eine Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm und einem Defektabstand von 210 nm. Mit diesen Erkenntnissen zeigt ein nochmaliger Blick auf die schwarze Kurve in Abbildung 4.3 (aus positiver Sättigung kommend) deutlich, dass offensichtlich nicht notwendigerweise die gepinnten Zustände durchlaufen werden müssen (mit dickem Pfeil markiert).

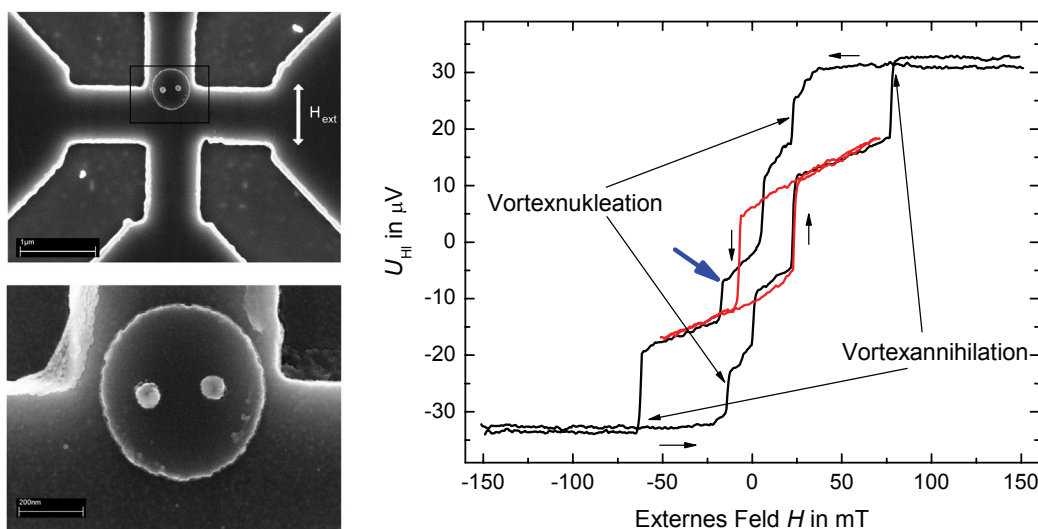


Abbildung 4.3: Links: REM-Aufnahmen eines Scheibchens mit einem Defektabstand von 210 nm auf einem Hallsensor. Das untere Bild zeigt detailliert den im oberen Bild markierten Ausschnitt. Rechts: Zugehörige komplette Ummagnetisierungskurve eines Scheibchens (schwarz). Durch das Einbringen der beiden Defekte ist der Verlauf der Kurve vergleichsweise komplex geworden. Der Minor-Loop (rote Kurve) hingegen besitzt einen relativ einfachen Verlauf, wie dies in Abbildung 4.4 detailliert dargestellt ist.

Im Folgenden wird nur der Minor-Loop betrachtet, der sich – wie bereits erläutert – aus zwei Plateaus und einem sprunghaften Übergang zusammensetzt. Beim charakteristischen Schaltfeld erfolgt der Übergang zwischen den beiden gepinnten Zuständen. Die nach unten bzw. oben versetzt aufgetragenen Graphen in Abbildung 4.4 (links) zeigen, dass sich die Magnetisierung vor den Sprüngen nur reversibel ändert. Es wird lediglich die Magnetisierungskonfiguration durch das äußere Feld leicht verzerrt, d.h. die in Feldrichtung ausgerichteten Bereiche wachsen. Dadurch wird das Streufeld leicht erhöht und folglich zeigen die Plateaus eine endliche Steigung. Erst bei höheren Feldstärken würde sich

der Vortextkern vom Defekt lösen und die Magnetisierung und damit der Verlauf der Hallkurve sich sprunghaft ändern.

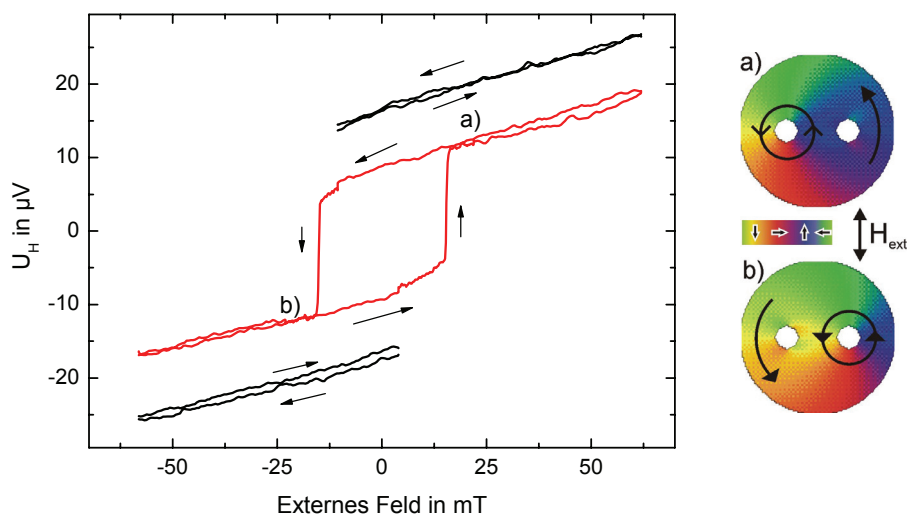


Abbildung 4.4: Minor-Loop (roter Graph) aus Abbildung 4.3, der das Umschalten bei $\pm 15,2$ mT zwischen den beiden gepinnten Zuständen – Vortex am linken a) bzw. am rechten b) Defekt gefangen – zeigt. Die nach oben bzw. nach unten versetzten Sweeps entlang der Plateaus (schwarze Graphen) belegen, dass sich die Magnetisierung in diesem Bereich lediglich reversibel verändert. Im Nullfeld bleibt das Pinning erhalten.

4.2 Mikro-Hall-Messungen

Aus Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* ($T = 0\text{K}$) war bereits eine nahezu lineare Abhängigkeit der Schaltfelder H_{SW} des Vortex zwischen den Defekten von deren Abstand bekannt (siehe Abbildung 4.6, rote Linie). So verringern sich diesen Simulationen zufolge (bei gleichbleibendem Durchmesser von 500 nm) die Schaltfelder mit größer werdendem Abstand von etwa 16,5 mT bei 160 nm Abstand auf etwa 8 mT bei 280 nm (vgl. Abbildung 4.6, Rechtecke). Anschaulich lässt sich die sinkende Depinningfeldstärke dadurch verstehen, dass mit zunehmendem Defektabstand das im Defekt gepinnte Vortexzentrum immer weiter zum Rand verschoben werden muss. Die radiale Symmetrie des geschlossenen Magnetisierungsverlaufs geht dabei zunehmend verloren, da er am Scheibchenrand immer stärker deformiert wird. Dieser Zustand stellt damit keinen perfekt geschlossenen Magnetisierungsverlauf mehr dar, d.h. die Gesamtenergie wird durch Streufeldanteile erhöht. Der Vortex erfährt so eine Art „rücktreibende Kraft“ und der gepinnte Zustand ist mit zunehmendem Defektabstand energetisch immer ungünstiger und damit kann das Depinnen bereits bei einem niedrigeren externen Magnetfeld erfolgen.

Mit Mikro-Hall-Magnetometrie wurde daher eingehend das „Umschalten“ zwischen den beiden gepinnten Magnetisierungszuständen betrachtet und die Abhängigkeit der Schaltfelder vom Defektabstand untersucht. Diese Messungen zeigen mit zunehmenden Defektabstand eine abnehmende Schaltfeldstärke (siehe Abbildung 4.6, Rechtecke). Während die gemessenen Schaltfelder bei kleinen Defektabständen noch relativ eng an der Fitgerade liegen, wächst die Streuung mit zunehmendem Defektabstand deutlich an. Die Ursache für die starke Streuung könnte in kleinsten Abweichungen von der exakten Geometrie liegen. Wenngleich die nominell identisch strukturierten Scheibchen in den REM-Aufnahmen keine Auffälligkeiten zeigen und praktisch perfekt erscheinen, weisen sie zum Teil deutlich unterschiedliche Schaltfelder auf, z.B. bei einem Defektabstand d von 240 nm. Trotz gleicher Abmessungen ergeben die Mikro-Hall-Untersuchungen an drei Scheibchen drei deutlich unterschiedliche Schaltfelder mit Werten von 8,9 mT, 9,4 mT und 12,3 mT. Die REM-Aufnahme in Abbildung 4.5 zeigt exemplarisch eines dieser drei Scheibchen.

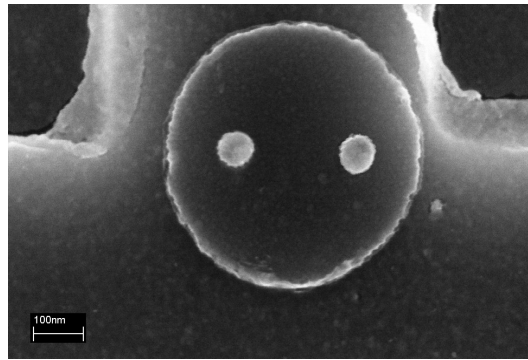


Abbildung 4.5: REM-Aufnahme eines typischen Scheibchens mit einem Defektabstand von 240 nm platziert auf einem Hallensensor. Durch den Einsatz des sehr oberflächensensitiven InLens-Detektors kann auch der helle Saum am Rand (dünne Lift-Off-Ränder) noch abgebildet werden.

Auch mit Hilfe von theoretischen Ansätzen wurde versucht dieses Verhalten zu beschreiben. A.R. Pereira [104] hat ausgehend von einem Defekt das Rigid-Vortex-Modell verwendet und konnte bezüglich des Pinnings am Defekt qualitativ gute Übereinstimmungen mit den Experimenten erreichen. Leider enthalten diese Berechnungen keine direkt überprüfbareren Werte, da nur ein Defekt im Modell berücksichtigt wurde. Im Gegensatz dazu bietet ein Ansatz von S. Komineas [105] einen relativ einfachen analytischen Ausdruck, der einen direkten Vergleich mit den Experimenten gestattet:

$$H_{SW} = \frac{3}{2} \pi \left[2,18 + \ln \left(\frac{L_D^*}{10} \right) \right] \frac{2}{D^* \cdot d^*} \cdot 4\pi M_S . \quad (4.1)$$

Die Größen L_D^* , D^* und d^* bezeichnen jeweils die auf die Austauschlänge normierten geometrischen Größen der Scheibchen (vgl. Abbildung 4.2). Diese allgemeine Formel hängt nicht von der Dicke t der Scheibchen ab, was aus der Annahme $t \ll D$ resultiert. Für die

Herleitung wurde angenommen, dass $L_D \ll D$ und $L_D \ll d$ erfüllt ist. Für die hier verwendete Geometrie mit einem Scheibchendurchmesser von 500 nm und einem Defektdurchmesser von 80 nm zusammen mit den Materialparametern für Permalloy lässt sich Gleichung 4.1 vereinfachen und die Schaltfeldstärke H_{SW} ergibt sich zu:

$$H_{SW} \approx \frac{1551 \text{ mT/nm}}{d}. \quad (4.2)$$

Der zugehörige Graph ist ebenfalls in Abbildung 4.6 eingetragen und besitzt im Gegensatz zur Simulation einen $1/d$ -Verlauf. Die berechneten Schaltfelder liegen hier deutlich unter den Werten aus den Mikro-Hall-Untersuchungen. Eine ausführlichere Diskussion dieses Ansatzes erfolgt in Abschnitt 4.3.

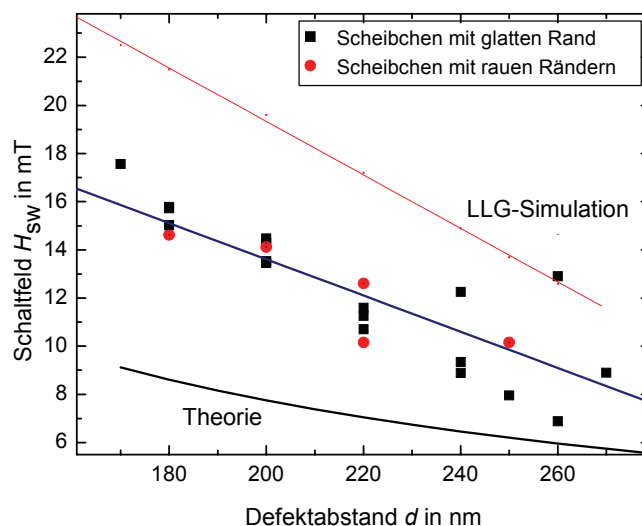


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Schaltfelder vom Abstand der Defekte. Die schwarzen bzw. roten Messpunkte (Mikro-Hall-Messungen bei 1,4 K) stammen von optimal geformten Scheibchen bzw. solchen mit rauen Rändern. Der zusätzlich eingezeichnete lineare Fit der Messwerte lässt – trotz relativ großer Streuung der Schaltfelder – eine eindeutige Tendenz erkennen. Die rote Gerade kennzeichnet die mit dem *LLG Micromagnetics Simulator* erhaltenen Werte, die qualitativ den gleichen Verlauf zeigen. Die Unterschiede zwischen Simulation, Experiment und Theorie sind deutlich erkennbar.

Weiter ungeklärt ist bislang, worin die zum Teil relativ große Streuung der Schaltfelder begründet ist. Daher wird im Folgenden intensiv der Einfluss geometrischer Faktoren untersucht und hier zunächst eine Variation der Defekte. Aus strukturierungstechnischen Gründen ist die kreisförmige Geometrie der Defekte festgelegt, lediglich der Durchmesser kann in Grenzen variiert werden. Korreliert man den Defektdurchmesser mit dem Schaltfeld, so lässt sich eine Abhängigkeit erkennen. Mit größer werdenden Defekten nehmen auch die Depinningfeldstärken zu, wie dies in den Ergebnissen der Mikro-Hall-Messungen in Abbildung 4.7 ersichtlich ist. Bei gleichem Defektabstand steigt die Schaltfeldstärke mit dem Defektdurchmesser an. Diese Tendenz zeigen sowohl Simulationen als auch Gleichungen.

chung 4.1. Wenngleich sich die absoluten Werte der gemessenen Schaltfelder deutlich von denen aus dem rechnerischen Ansatz unterscheiden, so stimmt die Tendenz der beiden Kurven gut überein. Auch diese Abhängigkeit der Schaltfelder von der Größe der Antidots lässt sich sehr gut anschaulich verständlich machen: Mit ansteigendem Defektdurchmesser wird ein immer größerer Bereich des stark mit Austauschwechselwirkung behafteten Bereichs des Vortextzustands ausgespart, und somit kann der gepinnte Zustand energetisch weiter abgesenkt werden. Als Teilergebnis bleibt festzuhalten, dass kleine Unterschiede im Defektdurchmesser nur bedingt als Ursache für die Streuung der Schaltfelder in Frage kommen, denn eine relativ große Abweichung des Defektdurchmessers von 60 nm statt 80 nm würde das Schaltfeld nur etwa um 1 mT verändern. Abweichungen dieser Größe wären aber in den REM-Aufnahmen leicht feststellbar.

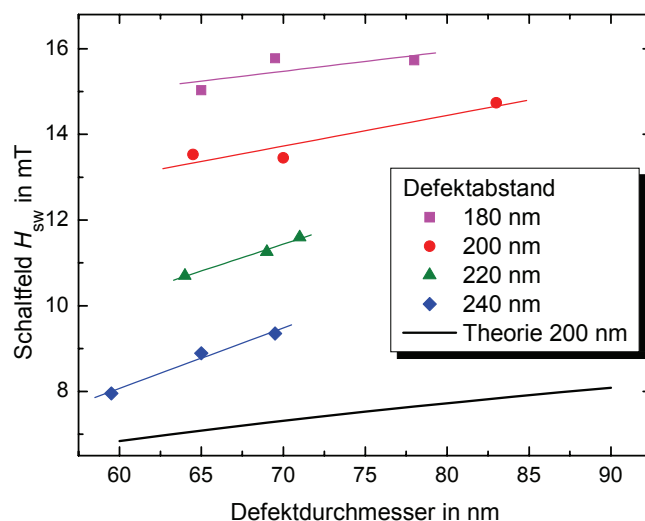


Abbildung 4.7: Abhängigkeit der Schaltfelder vom Defektdurchmesser für verschiedene Defektabstände. Die Symbole markieren jeweils Messwerte – die durchgezogenen Geraden dienen nur zur Visualisierung. Sowohl die experimentellen als auch die nach Gleichung 4.1. ermittelten Daten (durchgezogene schwarze Linie) zeigen einen Anstieg der Schaltfelder mit zunehmendem Defektdurchmesser.

Als weitere geometrische Einflussgröße auf die Schaltfelder werden die Probenränder näher betrachtet. Dazu werden Scheibchen mit rauen Rändern untersucht, die gezielt mit Eindellungen versehen wurden bzw. nach dem Lift-Off Prozess noch Randsäume aufwiesen. Abbildung 4.8 zeigt REM-Aufnahmen zweier ausgewählter Strukturen. Die zugehörigen Ummagnetisierungskurven sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Trotz der nicht idealen Geometrie läuft die gesamte Ummagnetisierung annähernd genauso wie bei Teilchen mit einwandfreier Geometrie über Vortexnukleation und -pinning ab und zeigt im Vergleich zu deren Verhalten nur kleine Abweichungen. Der Schaltmechanismus im Minor-Loop zeigt sich als recht robust gegenüber kleinen Störungen an den Rändern der Strukturen. Auch die genaue Form der Defekte scheint von untergeordneter Bedeutung zu sein. Selbst bei ovalen Defekten bleibt der direkte Umschaltmechanismus zwischen den beiden an den

Defekten gepinnten Zuständen voll erhalten. Die hieraus experimentell erhaltenen Schaltfelder (siehe Abbildung 4.6, Kreise) streuen ebenso um die Fitgerade wie die der „perfekten“ Strukturen. Diese Toleranz gegenüber Abweichungen in der Geometrie hat natürlich ihre Grenzen. Werden die geometrischen Störungen zu groß, so verlieren auch die Minor-Loops ihre charakteristische Form und bei der Ummagnetisierung können in den Hallkurven zusätzlich Sprünge bzw. Plateaus auftreten, die einen deutlich anderen Verlauf der Ummagnetisierung vermuten lassen. Für moderate Abweichungen lassen sich keine geometrischen Ursachen für die Streuung der Schaltfelder identifizieren.

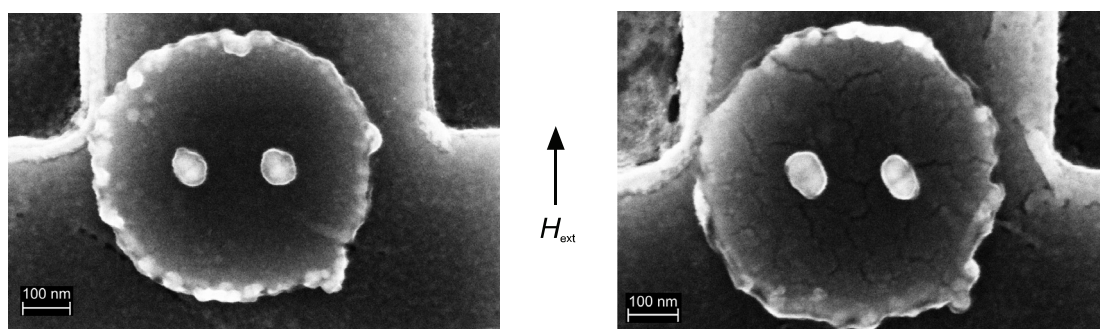


Abbildung 4.8: Scheibchen mit zwei Defekten und mit Defektabständen von jeweils 220 nm. In den REM-Aufnahmen sind die rauen Ränder deutlich erkennbar, die zum Teil auf Probleme beim Lift-Off zurückzuführen sind. Zusätzlich zu diesen Abweichungen von der idealen Außenkontur sind beim rechten Scheibchen die Defekte oval (Astigmatismus bei ESL).

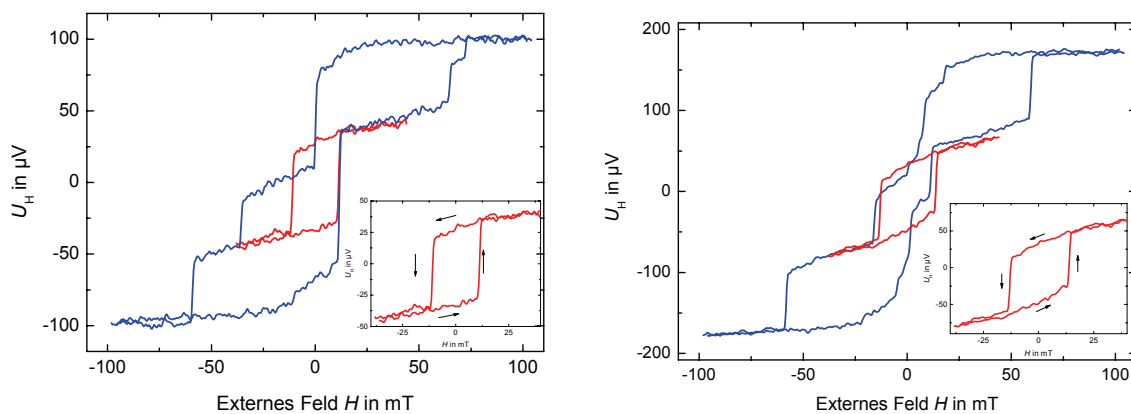


Abbildung 4.9: Ummagnetisierungskurven der in Abbildung 1.1 abgebildeten Scheibchen. Jeweils im Inset ist der Minor-Loop nochmals separat abgebildet. Trotz der unsauberen Form bleibt in beiden Fällen das Umschalten zwischen den Defekten erhalten und die Form der Minor-Loops ist praktisch unverändert.

Für den Vergleich mit weiter unten folgenden Messungen bei RT sollen bereits hier Messungen im Kryo bis maximal 250 K vorgestellt werden. Die temperaturabhängigen Messungen der Schaltfelder zeigen eine thermische Aktivierung des Schaltvorgangs. Das bedeutet, dass die notwendige Magnetfeldstärke für das Umschalten zwischen den zwei

gepinnten Zuständen mit einer Erhöhung der Temperatur sinkt. Im Temperaturbereich um 150 K zeigen die Hallsonden ein derart starkes Rauschen, dass sich keine charakteristischen Feldwerte extrahieren lassen. Abbildung 4.10 zeigt die Schaltfelder zweier ausgewählter Scheibchen mit unterschiedlichem d , die in guter Näherung linear von der Temperatur abhängen. Das Schaltfeld sinkt dabei im Mittel um $7 \mu\text{T/K}$ ($d = 270 \text{ nm}$) bzw. $9 \mu\text{T/K}$ ($d = 240 \text{ nm}$). Damit liegen diese Werte in der gleichen Größenordnung wie in der Messung für einen Antidotabstand von $d = 200 \text{ nm}$ [4]. Im direkten Vergleich mit dem dort erhaltenen Wert von etwa $16 \mu\text{T/K}$ sind die hier gemessenen Werte um etwa einen Faktor zwei kleiner. Außerdem waren auch die Schaltfelder in den Messungen der vorliegenden Arbeit deutlich größer. Die Ursachen für diese Unterschiede konnten bislang noch nicht ergründet werden.

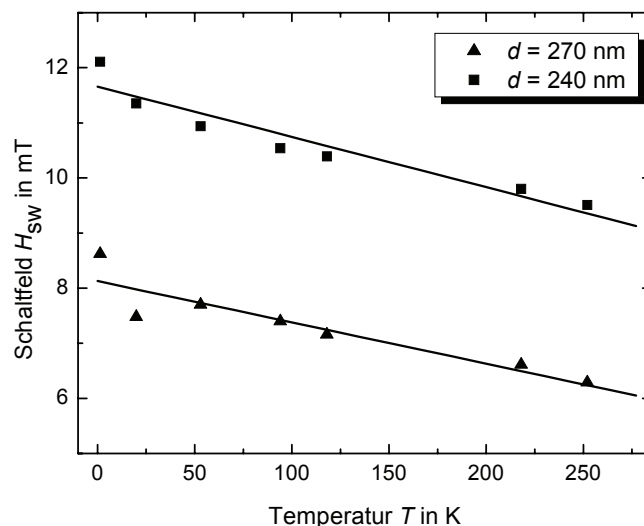


Abbildung 4.10: Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder am Beispiel zweier Scheibchen im Bereich von 1,4 K bis 250 K. Die gemessenen Schaltfelder sinken mit steigender Temperatur und lassen sich mit linearen Fits (durchgezogene Linien) gut beschreiben.

Für die Untersuchung einer Vielzahl einzelner Scheibchen ist die Mikro-Hall-Magnetometrie wegen des großen Strukturierungs- und Messaufwands nur begrenzt geeignet. Um für eine verlässliche Statistik eine größere Anzahl von Teilchen untersuchen zu können, wurde die Lorentzmikroskopie eingesetzt.

4.3 LTEM-Messungen

Ziel der LTEM-Untersuchungen ist es die Zuverlässigkeit, d.h. die Reproduzierbarkeit des Schaltvorgangs, die Streuung der Schaltfelder bei einer großen Zahl von nominell gleichen Strukturen und mögliche Wechselwirkungen benachbarter Teilchen untereinander genauer zu studieren. Im Gegensatz zur Mikro-Hall-Magnetometrie bietet sich hier die

Möglichkeit mehrere Teilchen gleichzeitig zu beobachten und so eine gewisse Statistik zu erhalten. Während die vorangegangenen Messungen bei tiefen Temperaturen durchgeführt wurden, finden alle LTEM-Untersuchungen bei Raumtemperatur statt. Für die Messung wurden Arrays von Scheibchen mit zwei Defekten auf einer elektronentransparenten Siliziumnitridmembran strukturiert. Die notwendigen Strukturierungsprozesse finden sich detailliert zusammengestellt in Anhang A. Die REM-Aufnahme in Abbildung 4.11 (links) zeigt einen Ausschnitt aus einem Array von Scheibchen mit 300 nm Defektabstand und einem Abstand der Scheibchen von 1 μm . Die rechte Aufnahme wurde mittels LTEM (ohne Defokus) hergestellt und dient für die folgenden magnetischen Untersuchungen (Defokus) als Orientierungshilfe und Vergleichsobjekt. Bemerkenswert ist das unterschiedliche Erscheinungsbild der Defekte im REM und im TEM. Um dies zu verstehen ist es nötig sich zu vergegenwärtigen, dass diese künstlichen Defekte herstellungsbedingt aus einem PMMA-Säulchen mit einer Höhe von etwa 150 nm bestehen, auf dessen Spitze ebenfalls Permalloy aufgebracht ist. Auf das magnetische Verhalten der Strukturen haben diese Säulchen mit Permalloyabschluss zwar keinen Einfluss, wohl aber auf die Entstehung der Bildkontraste. Im REM-Bild erscheinen die Defekte heller als die Scheiben, weil im Bereich der Säulchen durch den Kantenkontrast deutlich mehr Sekundärelektronen entstehen (siehe auch am Rand der Scheiben). Im Gegensatz dazu beruht im TEM die Kontrastentstehung auf Absorption, d.h. die PMMA-Säulchen absorbieren den Elektronenstrahl zusätzlich, so dass die Defekte hier im Vergleich zum Scheibchen dunkler erscheinen.

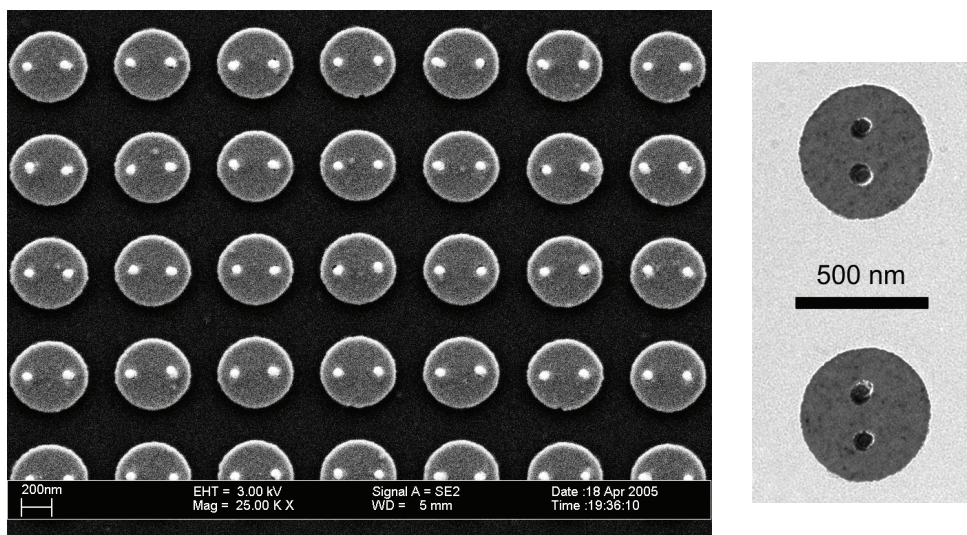


Abbildung 4.11: Links: REM-Aufnahme eines Scheibchenarrays mit zwei Defekten (Defektabstand: 300 nm, Defektdurchmesser: 80 nm) strukturiert auf einer Siliziumnitridmembran. Bedingt durch die Strukturierungsmethodik der Defekte werden die Scheibchen hier bereits ganz leicht oval. Für Defektabstände kleiner als 300 nm treten derartige Abweichungen nicht auf. Rechts: LTEM-Aufnahme ohne Defokus zur Abbildung der Struktur. Der Abstand der Antidots beträgt jeweils 200 nm.

Das für die Ummagnetisierung notwendige in-plane Magnetfeld kann im LTEM indirekt durch ein leichtes Anregen der Objektivlinse erzeugt werden. Durch Verkippen der Probe um einen Winkel α , kann das notwendige in-plane Magnetfeld H erzeugt werden, wie dies in Abbildung 4.12 skizziert ist. Der Kippwinkel beträgt maximal ca. 10° .

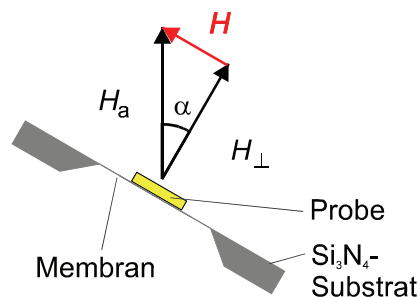


Abbildung 4.12: Skizze zur Erzeugung eines in-plane Magnetfeldes im LTEM-Modus. Mit Hilfe der Objektivlinse lässt sich im TEM ein Feld H_a parallel zum Elektronenstrahl erzeugen. Durch Verkippen der Probe um einen Winkel α erhält man neben einer Magnetfeldkomponente senkrecht zur Probenebene H_\perp auch eine in-plane-Komponente H , die für die Ummagnetisierung in den hier untersuchten Scheibchen entscheidend ist.

Die laterale Auflösung im Lorentz-Modus von etwa 80 nm stellt sich – trotz der künstlichen Defekte in den Scheibchen – als ausreichend heraus, um die in den Defekten gepinnten Vortices aufzulösen. Abbildung 4.13 zeigt zwei typische Scheibchen mit einem Durchmesser von 500 nm und einem Defektabstand von 240 nm. Die LTEM-Abbildung (links in Teilbild a)) zeigt die remanente Magnetisierung zweier Scheibchen, nachdem zuvor ein Magnetfeld in negativer x-Richtung (7,0 mT) angelegt worden war. In der oberen Scheibe ist der Vortex am oberen Defekt gepinnt. Im Unterfokus entsteht so durch eine im Uhrzeigersinn orientierte Magnetisierung ein weißer Fleck im Vortexzentrum (vgl. auch Abbildung 2.12); der Vortex wirkt als Sammellinse. Im Gegensatz dazu entsteht in der unteren Scheibe durch die entgegen dem Uhrzeigersinn verlaufende Magnetisierung ein schwarzer Fleck. Weil hier jedoch auch die Defekte im TEM bereits als dunkler Bereich abgebildet werden (Abbildung 4.11 rechts), erscheint dieser durch eine entsprechende Magnetisierungskonfiguration nur noch leicht vergrößert (Abbildung 4.13 a: unterer Defekt in der unteren Scheibe). Nach einem Magnetfeldpuls in die positive x-Richtung (7,0 mT) sind die Vortices nun an dem jeweils anderen Defekt gepinnt (Abbildung 4.13 b)). Die beiden Zustände in Teilbild a) und Teilbild b) – jeweils unten – lassen sich experimentell durch direkten Vergleich gut voneinander unterscheiden.

Im Gegensatz zu den Mikro-Hall-Messungen bei tiefen Temperaturen, bei denen bis zu einem Defektabstand von 280 nm das Umschalten zwischen den beiden gepinnten Zuständen zuverlässig beobachtet werden konnte, ist die Situation bei den höheren Temperaturen der LTEM-Messungen deutlich anders. Neben einer thermischen Aktivierung des Schaltprozesses ist ferner bekannt, dass die Wechselwirkung der auftreffenden hochenergetischen Elektronen zu Veränderungen in der Kristallitstruktur der untersuchten Probe führen kann [106]. Außerdem könnte die in den LTEM-Untersuchungen stets präsente

senkrechte Magnetfeldkomponente (vgl. Abbildung 4.12) das Verhalten der Magnetisierung beeinflussen. Dies ist möglicherweise der Grund dafür, dass bereits bei Defektabständen ab etwa 240 nm in Remanenz vermehrt auch zwischen den Defekten sitzende Vortices beobachtet werden. Mit zunehmendem Abstand der beiden Antidots wird dieser Zustand immer wahrscheinlicher und bei 280 nm kann man bereits erreichen, dass nahezu alle Strukturen diesen Zustand einnehmen (vgl. Abbildung 4.14).

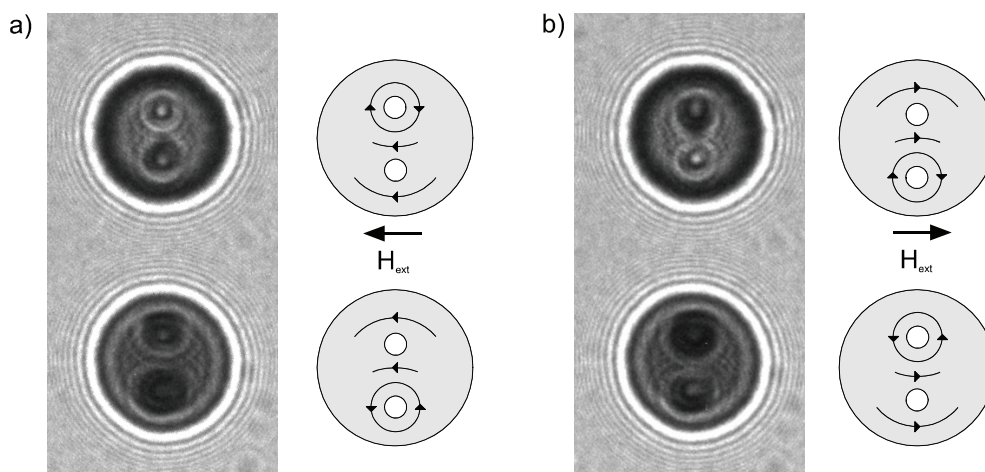


Abbildung 4.13: a) LTEM-Bild zweier Scheibchen mit je zwei Antidots (Defektabstand 240 nm) in Remanenz nach dem Anlegen eines Magnetfeldes in negativer x-Richtung (7,0 mT); die Skizzen nebenan veranschaulichen die Magnetisierung mit verschiedenem Drehsinn des Vortex, was in diesem Fall dazu führt, dass der Vortex einmal am oberen und einmal am unteren Defekt gepinnt ist. b) Zweiter remanenter Zustand: Die Teilchen aus a) wurden vorher durch ein Magnetfeld (positive x-Richtung) so geschaltet, dass sich der Vortex an dem jeweils anderen Defekt befindet. Im oberen (unteren) Scheibchen ist der Vortex nun am unteren (oberen) Defekt gepinnt.

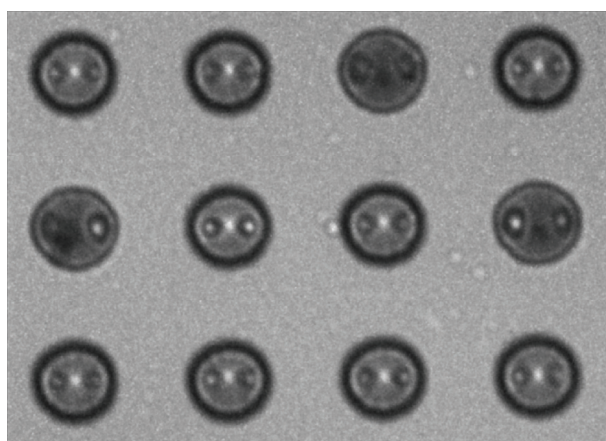


Abbildung 4.14: Die abgebildete LTEM-Aufnahme (Defektabstand 280 nm) zeigt zwischen den Defekten lokalisierte Vortices (weiße bzw. schwarze Punkte), die hier einen remanenten Zustand ausbilden. LTEM-Aufnahme nach [103].

Ummagnetisierungszyklen an einigen identischen Teilchen zeigten auch hier, dass die Schaltfelder relativ stark streuen. So liegen sie bei dem in Abbildung 4.15 gezeigten Array ($d = 220$ nm) mit 13 Strukturen verteilt im Bereich zwischen 4,9 mT und 8,1 mT, wie dies der Graph in Abbildung 4.16 veranschaulicht. Aus der breiten Verteilung der Schaltfelder ergibt sich ein Mittelwert von 6,9 mT. Die TEM-Bilder offenbaren keine geometrischen Auffälligkeiten an den Strukturen, und auch das Teilchen mit dem sehr niedrigen Schaltfeld von lediglich 4,9 mT zeigt keine erkennbaren Abweichungen in der Form. Die relativ kleine Anzahl der untersuchten Teilchen erlaubt jedoch keine verlässliche statistische Betrachtung. Daher erfolgten weitere Untersuchungen an verschiedenen Arrays mit näher beieinander liegenden Strukturen, so dass jeweils deutlich mehr Strukturen gleichzeitig untersucht werden konnten. Das Säulendiagramm in Abbildung 4.17 zeigt die relativ breite Verteilung der Schaltfelder von insgesamt 31 Scheibchen mit einem Abstand der künstlichen Defekte von 200 nm mit einem mittleren Schaltfeld von 9,2 mT. Auch hier zeigen die TEM-Bilder keine geometrischen Unregelmäßigkeiten.

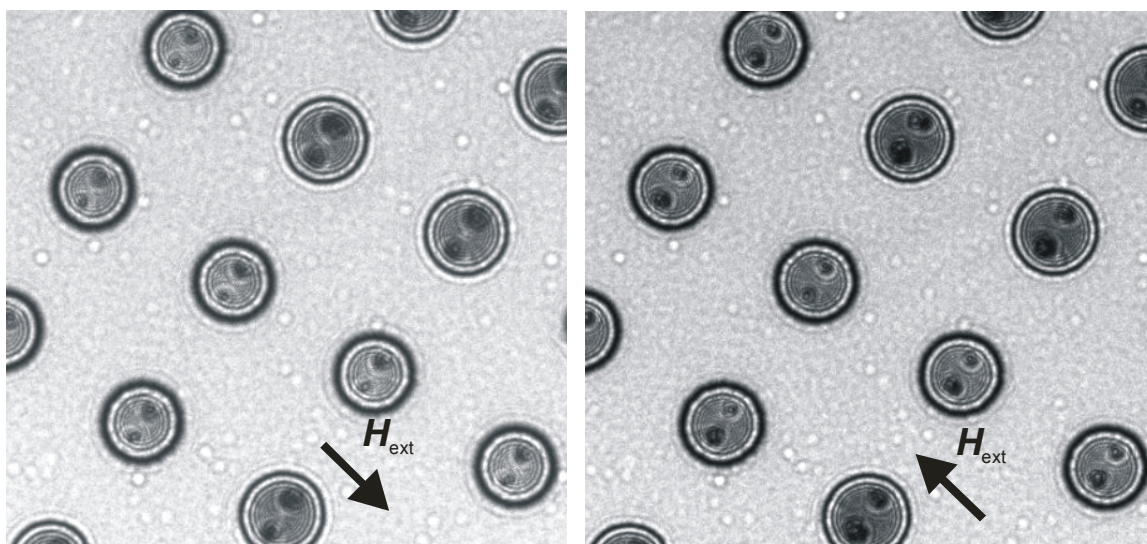


Abbildung 4.15: LTEM-Aufnahmen nominell gleicher Scheibchen (Defektabstand 220 nm) jeweils in Remanenz nachdem ein externes Magnetfeld in der angegebenen Richtung angelegt wurde. Die Vortices wurden dadurch an den entsprechenden Defekten gepinnt. Die gemessenen Schaltfelder der Strukturen zeigt Abbildung 4.16.

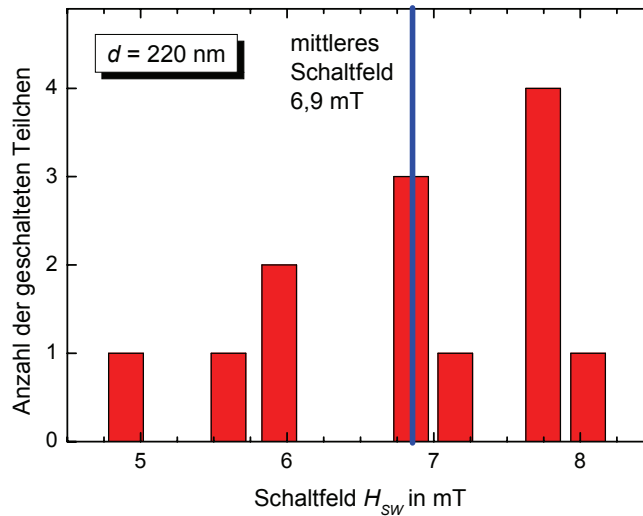


Abbildung 4.16: Schaltfelder von insgesamt 13 untersuchten Scheibchen mit einem Antidotabstand von 220 nm (gegenseitiger Abstand 1 μ m). Es ergibt sich eine breite Verteilung der Schaltfelder mit einem mittleren Schaltfeld von 6,9 mT.

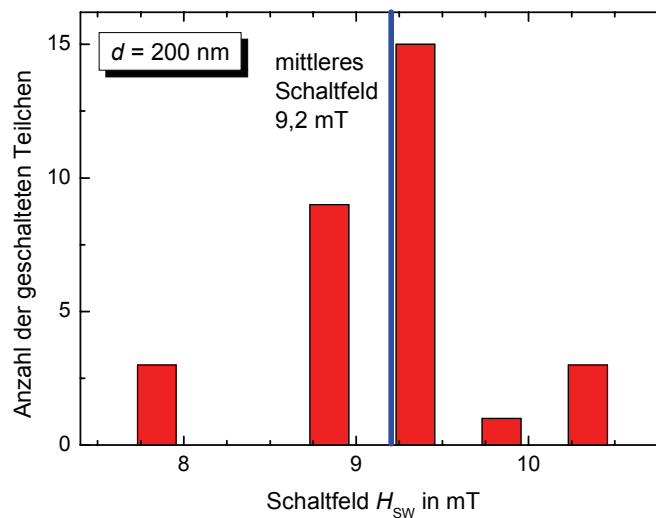


Abbildung 4.17: Verteilung der Schaltfelder von insgesamt 31 Scheibchen mit einem Antidotabstand von 200 nm (gegenseitiger Abstand 750 nm). Die gaußförmige Verteilung besitzt ein mittleres Schaltfeld von 9,2 mT.

Zur Untersuchung der Auswirkungen von hohen Packungsdichten der Strukturen, wie sie für Anwendungen notwendig sind, wurden Arrays mit unterschiedlichem Abstand der Teilchen voneinander strukturiert. Damit sollten eventuelle Wechselwirkungen der Strukturen untereinander beispielsweise durch Streufelder feststellbar sein. Mit 750 nm, 850 nm und 1 μ m wurden dabei drei verschiedene Abstände (Zentrum-Zentrum) studiert. In Abbildung 4.18 sind exemplarisch zwei typische Ergebnisse von Strukturen mit einem Defektabstand von 240 nm dargestellt. Dabei zeigen die beiden Säulendiagramme die Schaltfelder der

jeweiligen Arrays. Die schraffierten (roten) Säulen im Graphen illustrieren dabei die Umschaltvorgänge von 16 (45) Teilchen mit einem Abstand von 1 μm (750 nm). Als mittlere Schaltfelder ergeben sich 7,0 mT für den großen bzw. 7,3 mT für den kleinen Abstand und auch hier ist die Streuung der Schaltfelder offensichtlich.

Weitere Vergleiche dieser Art zeigen ebenfalls nur eine sehr kleine Variation der Schaltfelder zwischen Arrays mit nominell gleichen Strukturen, aber unterschiedlichem Teilchenabstand. Die Scheibchen in den Arrays nehmen in beiden gepinnten Zuständen im Wesentlichen die bereits vom isolierten Scheiben bekannte, leicht verzerrte Vortexkonfiguration ein. Das resultierende Streufeld, das die Ummagnetisierung der (nächsten) Nachbarn beeinflussen könnte, ist somit relativ klein. Bei einem Abstand der Teilchen von 1 μm kann davon ausgegangen werden, dass die Teilchen voneinander unabhängig agieren können. Der Unterschied in den mittleren Schaltfeldern zwischen den verglichenen Arrays ist klein gegen die große Streuung der Schaltfelder und damit nicht signifikant. Insbesondere fehlt auch eine Tendenz, so dass z.B. näher beisammen liegende Strukturen etwa stets erst bei höheren Magnetfeldern umschalten würden. Diese Resultate lassen daher stark vermuten, dass sich benachbarte Strukturen auch bei kleinen Abständen nur sehr wenig beeinflussen und so eine hohe Packungsdichte prinzipiell ermöglichen würden.

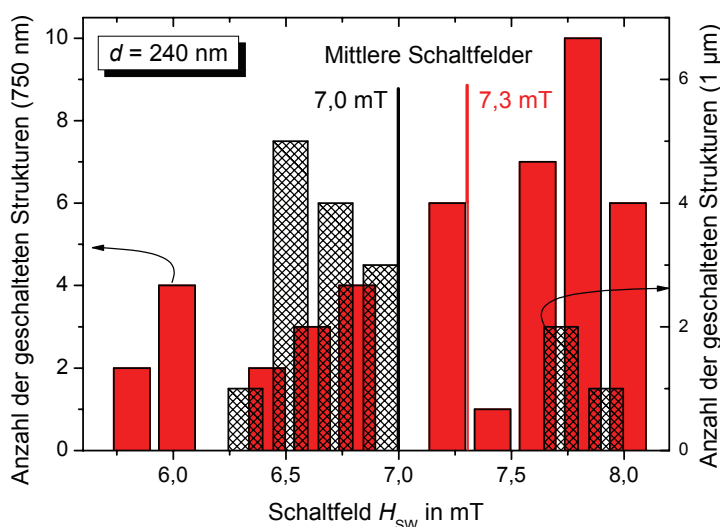


Abbildung 4.18: Das Säulendiagramm zeigt jeweils die Zahl der geschalteten Teilchen bei der entsprechenden Feldstärke. Dazu wurden Messungen an zwei verschiedenen Arrays durchgeführt: Das schraffierte (rote) Säulendiagramm zeigt Messdaten aus einem Feld, bei dem der Abstand benachbarter Strukturen 1 μm (750 nm) beträgt. Auf Grund der großen Streuung innerhalb eines Arrays ist der Unterschied im mittleren Schaltfeld jedoch nicht signifikant und lässt daher vermuten, dass eine eventuelle Wechselwirkung zwischen benachbarten Teilchen sehr schwach ist.

Wie bereits erläutert, ist der zweite wesentliche Aspekt für die technische Brauchbarkeit einer solchen Struktur die Zuverlässigkeit des Schaltvorgangs. Um diese zu untersuchen,

wurden gezielt einzelne Scheibchen sehr häufig ummagnetisiert und jeweils die Schaltfelder bestimmt. Diese Messungen bei aufeinander folgenden Umschaltvorgängen zeigen eindeutig, dass ein Teilchen stets das gleiche Schaltfeld H_{SW} aufweist. Bis auf eine messtechnisch bedingte Unsicherheit von lediglich $\pm 0,15$ mT durch die diskreten Magnetfeldschritte, ist der Wert für ein einzelnes Teilchen gut reproduzierbar und kann als konstant betrachtet werden.

Abschließend sollen die mit LTEM ermittelten Schaltfelder sowohl mit den gemessenen Werten aus der Mikro-Hall-Magnetometrie, als auch mit dem theoretischen Ansatz (Gleichung 4.1) verglichen werden. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Mikro-Hall-Magnetometrie bei tiefen Temperaturen zeigen die LTEM-Untersuchungen insgesamt deutlich niedrigere Schaltfelder. Allerdings wurde auch hier in allen Arrays – unabhängig vom Defektabstand – eine große Variation der Schaltfelder beobachtet (siehe Abbildung 4.19). Im Graphen stellen die Fehlerbalken die Bandbreite der jeweils beobachteten Schaltfelder dar. Der Verlauf des Schaltfeldes in Abhängigkeit vom Defektabstand lässt sich gut durch eine Gerade annähern und die Schaltfelder nehmen auch hier mit zunehmendem Defektabstand ab.

Für Defektabstände von über 280 nm müssen die LTEM-Ergebnisse mit besonderer Vorsicht betrachtet werden, da hier häufig Vortices zwischen den beiden Defekten nukleieren (vergleiche Abbildung 4.14). Bei diesen Messungen wurden die Strukturen, bei denen sich während der Ummagnetisierung ein Vortex zwischen den Defekten ausbildet, nicht in die Auswertung einbezogen.

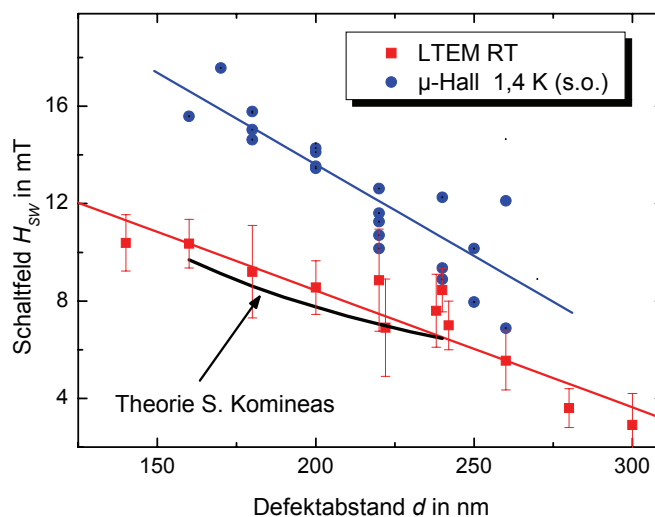


Abbildung 4.19: Vergleich der Ergebnisse aus den LTEM-Messungen (rote Quadrate) mit der analytischen Kurve aus Gleichung 4.1 (schwarz). Die Fehlerbalken kennzeichnen dabei das maximale bzw. minimale Schaltfeld, das jeweils im untersuchten Array gemessen wurde. Bei Defektabständen im Bereich von 160 nm bis 240 nm werden die LTEM-Messergebnisse gut durch die theoretische Kurve beschrieben. Zum direkten Vergleich sind die Schaltfelder aus den Mikro-Hall-Messungen von oben nochmals eingetragen.

Der Vergleich mit der analytischen Kurve (Gleichung 4.2) zeigt eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den LTEM-Messungen. Für Defektabstände im Bereich von etwa 160 nm bis 240 nm, für die die Formel abgeleitet wurde, liegen die gemessenen Werte sehr nahe an der berechneten Kurve.

Insgesamt liegen die Schaltfelder aus den LTEM-Messungen (nominell Raumtemperatur) jedoch deutlich unter den Mikro-Hall-Messungen bei 1,4 K. Dies ist in soweit verständlich, da beim Ableiten der Formel davon ausgegangen wurde, dass die Strukturen stets den energetisch günstigsten Zustand einnehmen [105]. Bei Raumtemperatur sind die Teilchen thermisch soweit aktiviert, dass eventuelle kleinere Pinning-Defekte überwunden werden können und diese Annahme als erfüllt betrachtet werden kann. Da bereits temperaturabhängige Messungen in Abschnitt 4.2 eine thermische Aktivierung des Schaltvorgangs zeigten, werden diese Ergebnisse hier nochmals aufgegriffen und mit denen aus den LTEM-Messungen verglichen (siehe Abbildung 4.20). Wie bereits festgestellt, nehmen die Schaltfelder in guter Näherung über den gemessenen Temperaturbereich linear ab und es wird vereinfachend angenommen, dass sich dieses Verhalten extrapolieren lässt. Die LTEM-Ergebnisse liegen jedoch deutlich unterhalb dieser Geraden. Dies deutet auf höhere Temperaturen der magnetischen Proben von etwa 110-170°C im TEM hin. Bei den verwendeten isolierenden Siliziumnitrid-Membranen mit einer schlechten Wärmeleitfähigkeit sind Temperaturen in dieser Größenordnung durchaus realistisch [107]. Außerdem ist nicht auszuschließen, dass die im TEM stets präsente senkrechte Magnetfeldkomponente H_{\perp} die Schaltfelder reduzieren kann, wie dies numerische Simulationen [4] nahelegen.

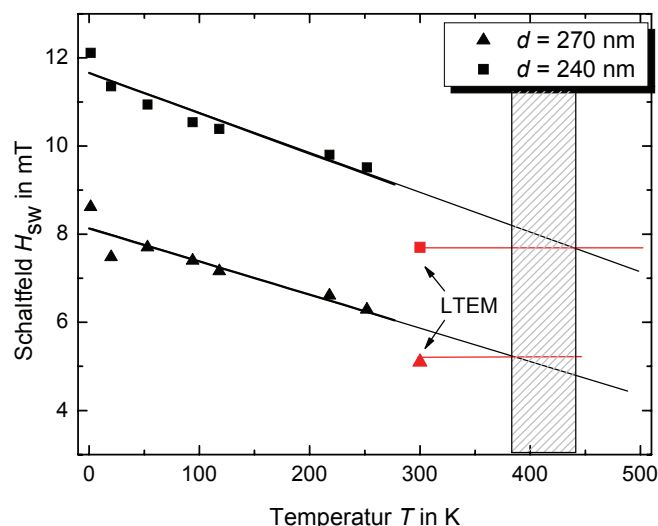


Abbildung 4.20: Lineare Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder für verschiedene Defektabstände (siehe Abbildung 4.10). Zusätzlich wurde der jeweilige Wert aus den LTEM-Messungen eingetragen, welcher in beiden Fällen deutlich unterhalb der extrapolierten Geraden liegt, was darauf hindeutet, dass die Probe im TEM deutlich aufgeheizt wird.

4.4 PEEM-Messungen

Die Motivation für diese zeitaufgelösten Untersuchungen besteht darin, die Ummagnetisierung „live“ abzubilden und mit den oben erwähnten Simulationen zu vergleichen. Für die Messungen mittels PEEM wurde zunächst auf einem semiisolierenden GaAs-Substrat ein metallischer, koplanarer Wellenleiter aus Gold/Palladium mit einer Höhe von etwa 200 nm strukturiert. Dieser besteht aus einer Stripline, die 10 μm breit ist, und einer großen Masseflächen an beiden Seiten, die zur Anpassung der Impedanz dient. Der Aufbau ist im linken Teil von Abbildung 4.21 skizziert. Auf diesem Leiter werden anschließend mittels Elektronenstrahlolithographie, thermischem Aufdampfen von Permalloy und Lift-Off die ferromagnetischen Strukturen definiert. Die Details der Strukturierung werden in Anhang A beschrieben. Die aufgetragenen Scheibchen besitzen Durchmesser von 500 nm, 1 μm bzw. 2 μm und verschiedene Defektabstände. Die REM-Aufnahme in Abbildung 4.22 zeigt ein derartiges Array aus 500 nm Scheibchen mit verschiedenen Defektabständen, in der auch die kleinen Kristallite der AuPd-Schicht (Stripline) zu erkennen sind.

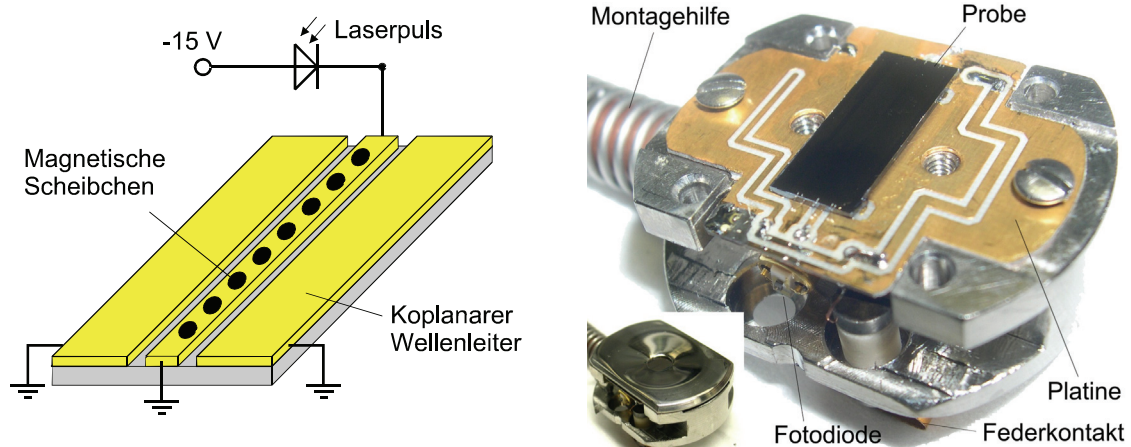


Abbildung 4.21: Links: Skizze des koplanaren Wellenleiters strukturiert auf semiisolierendem GaAs-Substrat. Mit Hilfe von Laserpulsen auf eine schnelle Photodiode werden Strompulse durch die Stripline und so magnetische Feldpulse erzeugt. Damit werden die auf der Stripline platzierten ferromagnetischen Strukturen angeregt. Rechts: Foto des PEEM-Probenhalters mit montierter Probe. Die Probenkontakte werden mittels Bonddrähten auf die Platine mit der Photodiode geführt und von dort über Federkontakte in der Halteraufnahme kontaktiert. Inset: Fertig zusammengebauter Probenhalter mit Abdeckung.

Bei der Messung wird durch die Stripline ein ultraschneller Strompuls geschickt, der ein magnetisches Feld um den Leiter herum erzeugt. Auf Grund der Geometrie der Stripline kann das Magnetfeld mit der Formel für ein stromdurchflossenes Blech abgeschätzt werden [108]:

$$H = \frac{1}{2} I/w, \quad (4.3)$$

wobei W die Breite der Stripline bezeichnet.

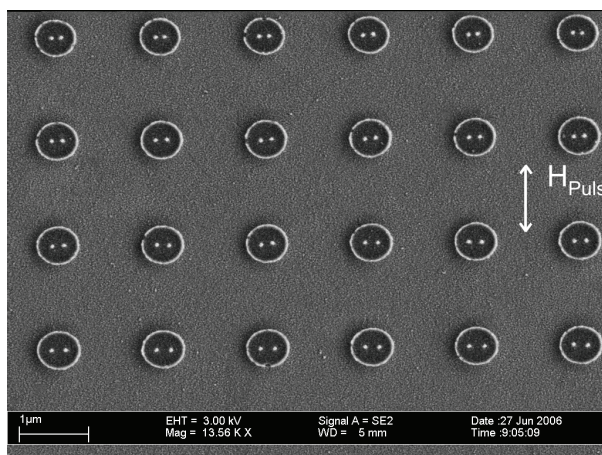


Abbildung 4.22: REM-Aufnahme eines Arrays aus 500 nm Scheibchen mit verschiedenen Defektabständen strukturiert auf der Stripline. Die polykristalline Struktur der Stripline (Gold/Palladium-Kristallite) ist an der körnigen Struktur erkennbar.

Die Elektronen im SLS-Speicherring laufen zusammengefasst in Paketen, so genannten Buckets, durch den Ring. Bei einem Umfang des Speicherrings von 288 m und einer Geschwindigkeit der Elektronen nahe an der Lichtgeschwindigkeit ergibt sich eine Umlaufzeit von 960 ns. Durch die 500 MHz Hochfrequenz zur Beschleunigung ergibt sich ein zeitlicher Abstand von 2 ns und damit passen 480 Buckets in den Speicherring, wovon 380 gefüllt sind (Bunch). Die Pulsbreite FWHM (full width at half maximum) eines Bunches beträgt etwa 80 ps. Zusätzlich wird ein weiteres Bucket mit einem sehr intensiven Einzelpuls mit 2-3 mA gefüllt, das für zeitaufgelöste Messungen dient und eine Repetitionsrate von 1,04 MHz besitzt.

Die Erzeugung der Strompulse und damit der Magnetfeldpulse erfolgt mit einem vom Speicherring synchronisiertem Lasersystem. Die Laserpulse treffen auf eine in Sperrichtung geschaltete Photodiode und sorgen so für einen Strompuls in der Probe. Seriell zu der Photodiode ist die Stripline angeschlossen, so dass ein Strompuls hier den Magnetfeldpuls erzeugt. Die Repetitionsrate des Lasersystems liegt bei 62,5 MHz, d.h. die Probe wird alle 16 ns mit einem Magnetfeldpuls angeregt, aber erst nach jeweils 960 ns folgt der nächste Probe-Puls aus dem Synchrotron. Es wird also nur nach jeder sechzigsten Anregung (960 ns/16 ns) gemessen.

Zunächst wurde untersucht, inwieweit die laterale Auflösung des Systems ausreicht, um die an den Defekten gepinnten Vortices aufzulösen. Dafür wurden Scheibchen mit einem Durchmesser von 2 µm und relativ großen Defektabständen von 300 nm bis 700 nm verwendet, weil diese ein kleineres Schaltfeld besitzen. Ein derartiges Teilchen mit einem Defektabstand von 500 nm und ansonsten gleicher Defektgeometrie schaltet beispielsweise in der Simulation bereits bei 5,5 mT und damit deutlich früher als die Scheibchen mit 500 nm Durchmesser (vergleiche Abbildung 4.6). Auf Grund der obigen Ergebnisse

darf angenommen werden, dass das tatsächliche experimentelle Schaltfeld wohl auch hier kleiner sein wird. Für die PEEM-Messungen wurden die ferromagnetischen Strukturen nacheinander nur Magnetfeldpulsen aus jeweils einer Richtung für ca. eine Sekunde (ca. 100 Millionen Pulse) ausgesetzt und anschließend die Messung durchgeführt. Um das magnetische Signal zu extrahieren, müssen für jede „magnetische“ Aufnahme sowohl mit rechts- als auch mit linkszirkular polarisiertem Röntgenlicht Bilder aufgenommen werden. Dabei wird über eine Vielzahl von Anregungen gemittelt. Ein typisches Bild im nicht zeitaufgelösten Modus benötigt größenordnungsmäßig eine Minute. Durch Division der beiden Bilder können alle Kontraste in der Abbildung eliminiert werden, die nicht auf dem magnetischen Zirkulardichroismus beruhen. Die in-plane Magnetisierung ist dann als Graustufenkodierung im Bild erkennbar (siehe Abschnitt 2.4).

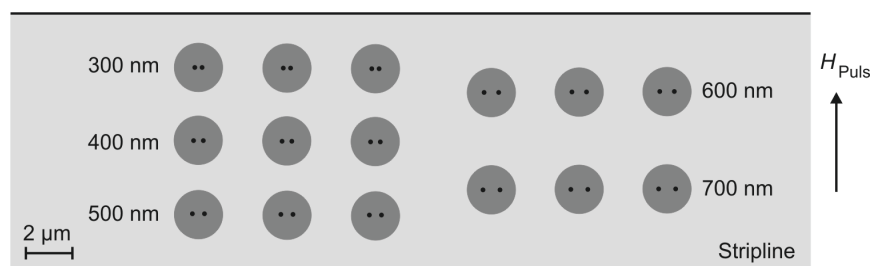


Abbildung 4.23: Skizze der im Folgenden untersuchten 2 µm-Scheibchen mit verschiedenen Defektabständen (jeweils 3 gleiche Scheibchen). Auch bei diesen Strukturen kann der Vortex an den Defekten gepinnt werden, wie Simulationen zeigen. Ein Strompuls durch die Stripline erzeugt ein in-plane Magnetfeld senkrecht zur Verbindungsline der Defekte.

Bei der „statischen“ Untersuchung der in Abbildung 4.23 skizzierten Strukturen wurde folgendermaßen vorgegangen. Zunächst wurden für etwa eine Sekunde Strompulse in einer Richtung durch die Stripline geschickt. Das resultierende Magnetfeld – sofern die Stärke ausreichend ist – schaltet dann die Vortices an den entsprechenden Defekt – abhängig von dem Drehsinn des Vortex. Somit ist ein stabiler Ausgangszustand präpariert (Abbildung 4.24 Bild a)). Anschließend werden Magnetfeldpulse in die andere Richtung angelegt; das Ergebnis zeigt Teilbild b). Nach dem Zurückschalten (Teilbild c)) befinden sich alle Teilchen wieder im Ausgangszustand. Nur vier der insgesamt 15 Strukturen (in den Bildern mit roten Kreisen gekennzeichnet) zeigen während dieser Sequenz ein Umschalten zwischen zwei verschiedenen Magnetisierungskonfigurationen. Auch hier macht sich die große Streuung in den Schaltfeldern wieder bemerkbar. Teilbild d) entsteht durch Division der Teilbilder b) und c) und macht die Unterschiede in Form von dunklen Bereichen deutlich sichtbar. Die Scheibchen 1 und 2 (600 nm Defektabstand) und 3 (700 nm Defektabstand) zeigen eine große Verschiebung des Vortexzentrums. Offenbar schalten diese zwischen den beiden defektgepinnten Zuständen. Teilchen 4 zeigt hingegen nur eine kleine Verschiebung des Vortexzentrums. Möglicherweise konnte hier der Vortex – auf Grund des großen Defektabstandes – zwischen den Defekten nukleieren. Ganz anders verhalten sich die beiden nominell identischen, dazwischen liegenden Strukturen, die keinerlei Änderung der Magnetisierungskonfiguration zeigen. Für das Schalten wurde hier

ein mittlerer Pulsstrom von 3,1 mA verwendet. Nimmt man den Puls als Rechtecksignal mit einer Dauer von einer Nanosekunde an [93] und berücksichtigt man ferner das Zeitintervall zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen von 16 ns, so muss der mittlere Strom etwa mit dem Faktor 16 multipliziert werden, um den Peakstrom zu erhalten. Diese entspricht dann etwa 50 mA und damit nach Gleichung 4.3 einem Feld von etwa 3,1 mT.

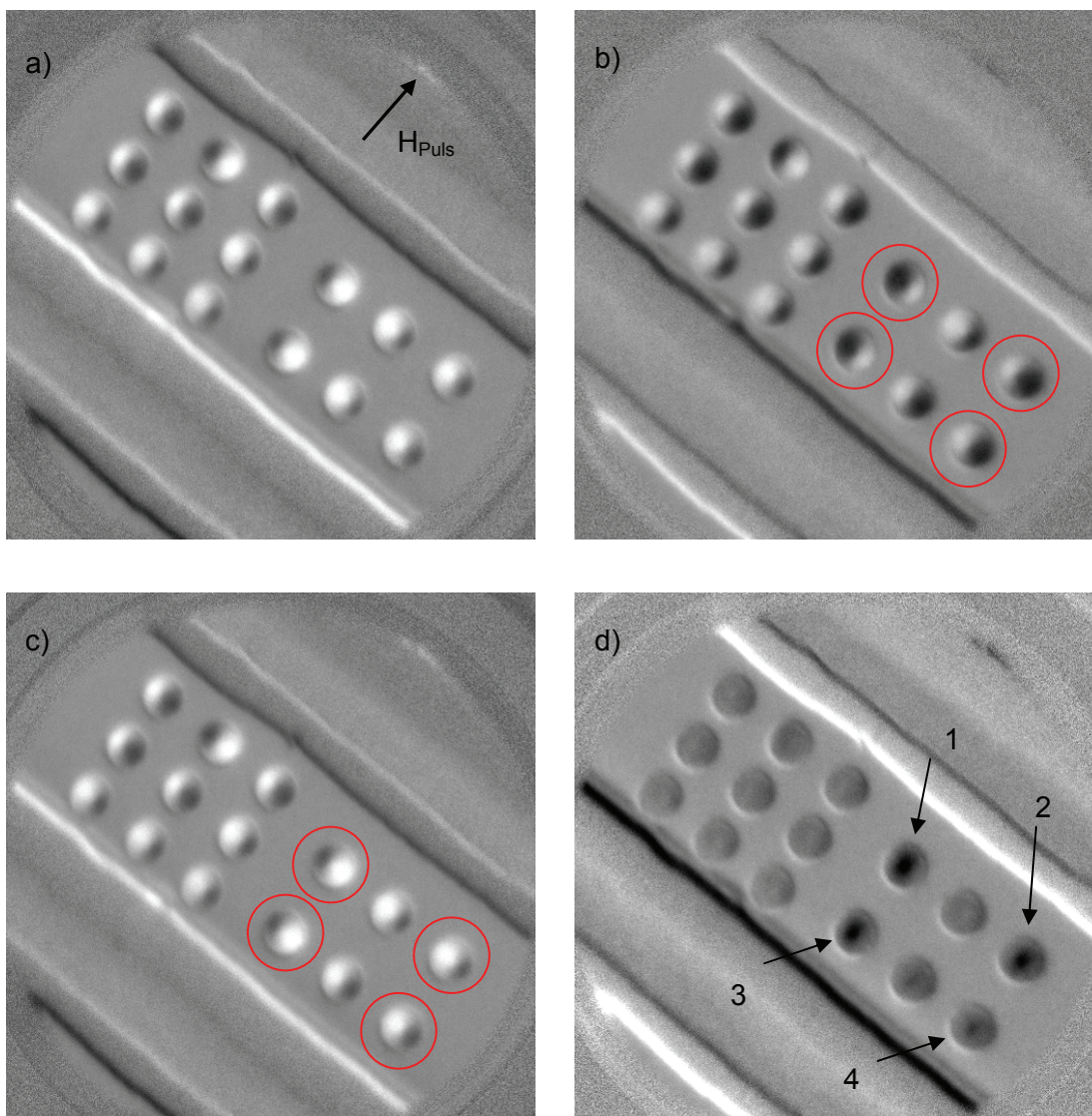


Abbildung 4.24: In den PEEM-Aufnahmen ist der in Abbildung 4.23 skizzierte Bereich dargestellt. Die Stripline ist deutlich erkennbar. Nach Magnetfeldpulsen in die markierte Richtung ist in allen Scheibchen klar eine Vortexkonfiguration erkennbar. b) Statischer Zustand nach Magnetfeldpulsen in die entgegengesetzte Richtung: Mit der hier verwendeten Pulstärke schalten jeweils zwei der drei Scheibchen mit großen Defektabständen (600 nm/700 nm) – im Bild mit Kreisen markiert. c) Feldpulse in die ursprüngliche Richtung ergeben wieder die Ausgangskonfiguration. d) Die Division der Bilder b) und c) macht die umschaltenden Teilchen (1-4) deutlich sichtbar. Für kleinere Defektabstände ist diese Pulstärke offensichtlich nicht ausreichend. Aufgrund einer leichten Probedrift während der Aufnahmen sind auch an Kanten des Wellenleiters starke Kontraste erkennbar.

Variiert man den Pulsstrom und wiederholt diese Messung, so zeigt sich, dass mit steigendem Pulsstrom und damit höheren Magnetfeldpulsen – wie erwartet – die Zahl der schaltenden Teilchen steigt. So schalten bei 3 mT nur zwei der 15 Strukturen, während es bei 6,1 mT insgesamt sechs sind, wie die entsprechenden Bilder in Abbildung 4.25 zeigen. Allerdings ist die maximale Pulsstärke im Wesentlichen begrenzt durch die Charakteristik der Fotodioden, wie dies unten gezeigt wird.

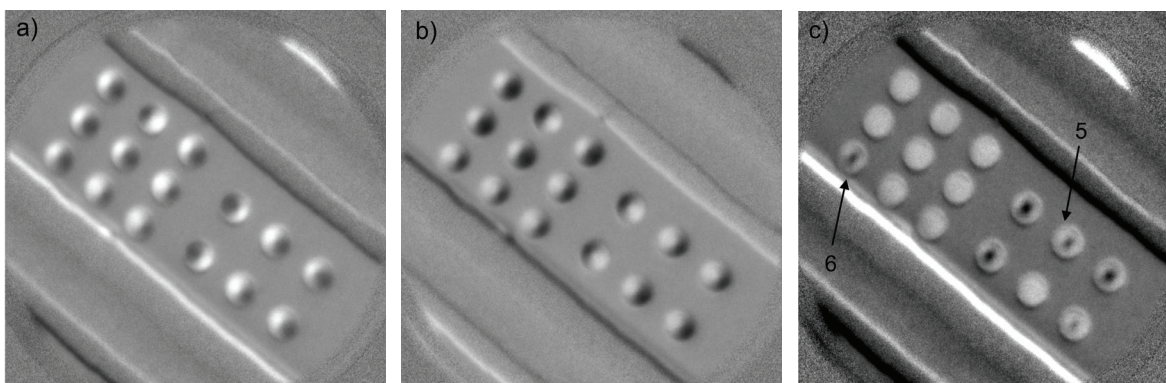


Abbildung 4.25: PEEM-Aufnahmen, jeweils nach Magnetfeldpulsen mit etwa 6 mT in entgegengesetzte Richtungen – Teilbild a) bzw. b). Im Differenzbild (Bild c)) zeigt sich deutlich, dass durch das höhere Magnetfeld zwei weitere Teilchen (mit 5 und 6 markiert) geschaltet werden konnten.

Der bisher verwendete Aufbau war ursprünglich dazu bestimmt mit periodischen Magnetfeldpulsen (in nur einer Richtung) die magnetische Konfiguration leicht aus der Ruhelage auszulenken und die Relaxation zu studieren. Im Folgenden wurde der Aufbau erstmals dahingehend geändert, dass auch Umschaltprozesse mit mehreren remanenten Zuständen zeitaufgelöst beobachtet werden können. Das Wissen um den zeitlichen Ablauf der Ummagnetisierung wird insbesondere dann wichtig, wenn man diese Strukturen beispielsweise als MRAM-Elemente verwenden möchte [101] und diese zuverlässig innerhalb einer definierten Zeitspanne umschalten müssen. Zusätzlich zum bisherigen Laserpuls, der Magnetfeldpulse mit einem zeitlichen Abstand von 16 ns auslöst, wird daher noch ein weiterer, zeitverzögerter Laserpuls benötigt, der einen entgegengesetzt gerichteten Strompuls und damit ein entgegengesetzt gerichtetes Magnetfeld initiiert. Der zweite Laserpuls wird aus dem ersten mit Hilfe eines halbdurchlässigen Spiegels generiert; seine zeitliche Verzögerung wird durch eine zusätzlich im Strahlengang eingebaute Strecke erreicht. Die zeitliche Struktur der Pulse wird so eingerichtet, dass der zweite Puls (Rücksetzpuls) in der Mitte des 16 ns Intervalls liegt. Die beiden Laserpulse werden durch Fenster in das PEEM geführt und treffen dort auf schnelle Photodioden (Fd1 bzw. Fd2) vom Typ Hamamatsu S7911. Diese sind im Probenhalter unterhalb des koplanaren Wellenleiters verbaut, wie dies das Foto in Abbildung 4.21 rechts zeigt. Die zugehörige elektrische Schaltung ist in Abbildung 4.26 skizziert und zeigt die in Sperrichtung betriebenen Photodioden. Dieser Aufbau ermöglicht es Strom- und damit Magnetfeldpulse in beide Richtungen zu generieren und funktioniert wie folgt: Beim Auftreffen des ersten Laserpulses auf Fd1 bricht sprunghaft die an dieser Diode abfallende Spannung ein und es kann ein

Strompuls direkt zwischen -15 V und Masse über die Stripline fließen. Ein entgegengesetzt gerichteter Strompuls wird durch den zeitversetzten Laserpuls generiert, der auf Fd2 auftrifft. Über den Widerstand ($1\text{ k}\Omega$) lädt sich der Kondensator zwischenzeitlich auf der probenabgewandten Seite negativ auf (-15 V) – auf der anderen Seite entsprechend positiv. Dieser Kondensator wird mit dem zweiten Laserpuls über Fd2 entladen (Masse). Gleichzeitig fließt die positive Ladung des Kondensators auf der probenzugewandten Seite durch die Stripline ebenfalls auf Masse und erzeugt so einen entgegengesetzt gerichteten Rücksetzpuls. Durch eine geeignete Dimensionierung von Kondensator und Widerstand lassen sich symmetrische Pulse erreichen.

Für die zeitaufgelösten Messungen kann wegen des definierten Zeitintervalls zwischen Magnetfeldpuls und Synchrotronpuls nur der Einzelpuls des Synchrotrons verwendet werden. Wie oben erläutert, ist der zeitliche Abstand zwischen aufeinanderfolgenden Umschaltvorgängen von 8 ns ausreichend, dass die Magnetisierungsdynamik in dieser Zeit nahezu vollständig abklingen kann. Simulationen zeigen, dass bei einer Pulsanregung von 700 ps bereits nach einer Nanosekunde der Umschaltvorgang praktisch abgeschlossen ist. Übrig bleibt danach noch ein leichtes Klingeln, das dann seinerseits nach wenigen Nanosekunden ebenfalls abgeklungen ist [101]. Um Bilder zu unterschiedlichen Zeiten nach dem jeweiligen Puls zu erhalten, die dann einen Film ergeben, wird mit Hilfe eines Triggersystems der Laserpuls und damit der Magnetpuls relativ zum Synchrotronpuls zeitlich verschoben.

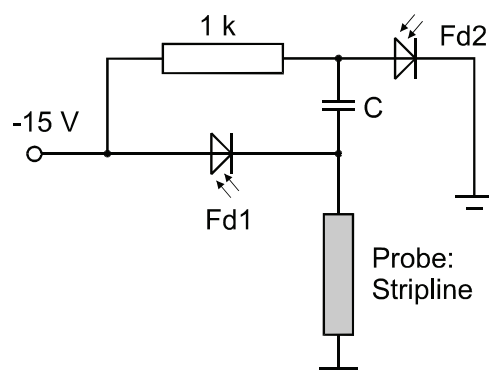


Abbildung 4.26: Skizze einer Schaltung für die Erzeugung der entgegengesetzt gerichteten Strom- und damit Magnetfeldpulse, wie sie in dem Probenhalter integriert wurde. Die Pulse werden durch das abwechselnde Auftreffen kurzer Laserpulse auf die beiden schnellen Photodioden ausgelöst. Eine detaillierte Beschreibung findet sich im Text.

Aus den obigen Voruntersuchungen wurde bereits klar, dass die Stromstärken und damit die Magnetfeldpulse noch zu gering sind, um alle Strukturen zu schalten. Daher wurde zunächst versucht die Pulse zu maximieren. Mit höherer Laserleistung lässt sich deren Stärke in einem gewissen Bereich erhöhen. Die Kurven in Abbildung 4.27 zeigen den zeitlichen Verlauf der Pulse und sind der besseren Übersicht wegen vertikal verschoben. Bei kleinen und mittleren Strömen bis etwa 9 mA (jeder Puls etwa $4,6\text{ mT}$) sind zwei entge-

gegenseitig gerichtete Pulse deutlich zu erkennen, die relativ schnell wieder auf Null abfallen. In diesem Bereich wächst die magnetische Pulsstärke mit zunehmender Laserleistung. Allerdings ist auch hier beim direkten Vergleich der schwarzen mit der roten Kurve bereits eine Verbreiterung der Pulse feststellbar. Wird die Leistung der Laserpulse weiter erhöht, so werden die Photodioden zunehmend übersteuert, d.h. die Strompulse werden deutlich breiter. Bereits ab etwa 16 mA ist die Pulsbreite fast so groß, dass sich die Pulse überschneiden. Wird der Strom weiter gesteigert (20 mA: blaue Kurve), so wächst lediglich die Pulsbreite weiter an; die Stärke des Magnetpulses nimmt sogar wieder ab. Die Pulsform ist sehr undefiniert und damit für das Experiment nicht mehr brauchbar.

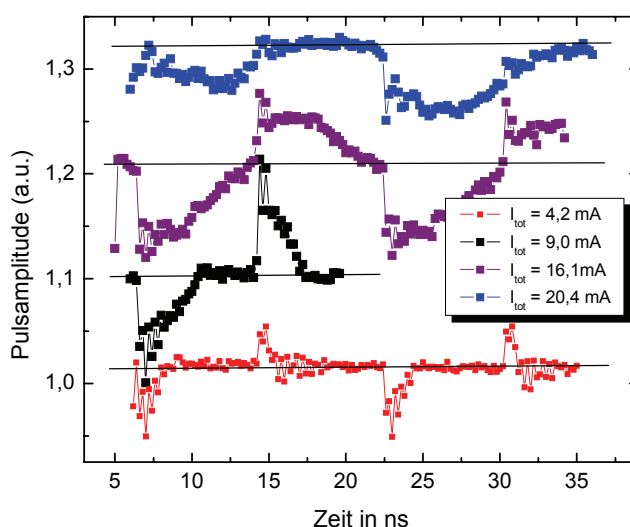


Abbildung 4.27: Abfolge und Form der Magnetfeldpulse: Alle 8 ns erfolgt ein Puls in wechselnder Richtung. Nur anfangs nimmt mit die Stärke der Magnetfeldpulse mit der mittleren Stromstärke zu; später werden die Pulse lediglich breiter, bis sich benachbarte Pulse überschneiden und gegenseitig stören (blaue Kurve).

Für erste Versuche mit zeitaufgelösten Messungen wurde ein mittlerer Strom von 15,9 mA verwendet. Die zu unterschiedlichen Zeitpunkten relativ zu den Pulsen aufgenommenen Bilder zeigen identische Magnetisierungskonfigurationen der Strukturen. Wahrscheinlich ist die Stärke der Pulse zu klein, so dass ein einzelner Puls die Ummagnetisierung nicht bewerkstelligen kann. Das würde dazu führen, dass die Magnetisierungskonfiguration von den alle 8 ns induzierten Magnetfeldpulsen nicht verändert wird und folglich keine Änderungen in den zeitaufgelösten Messungen feststellbar sind.

Wegen eines noch fehlenden Laserpulspickers am Aufbau, mit dem sich gezielt die Auswirkung eines einzelnen Pulses studieren ließe, konnte dies hier nicht weiter untersucht werden. Außerdem würde es ein solches System erlauben den zeitlichen Abstand der Magnetfeldpulse weiter auseinanderzuziehen und an die 1,04 MHz Pulsrate des Synchrotrons anzupassen. Zusammen mit neuen Photodioden, die mit einer größeren Spannung betrieben werden können, sollten so größere Strom- und damit größere Magnetfeld-

pulse ermöglichen. Auch die thermische Belastung der Stripline und damit der Probe könnte so deutlich reduziert werden. Wie sich im Nachhinein herausstellte [93], führte während der bewilligten Strahlzeit ein fehlerhaftes Netzteil dazu, dass die Qualität der Abbildungen deutlich verschlechtert wurde. Reizt man diese Reserven aus, so sind für zukünftige Messungen auch eine Verbesserung der lateralen Auflösung und kürzere Integrationszeiten durchaus realistisch.

5 Übergang Vortex – Single-Domain

5.1 Der Übergang im Detail

In diesem Abschnitt wird der Übergangsbereich zwischen Vortex- und eindomänigem Zustand untersucht. Die hier vorgestellten Py-Strukturen sind sehr flach und kreisrund mit einem Durchmesser von teilweise unter 100 nm. Für die Mikro-Hall-Magnetometrie stellt dies eine Herausforderung dar, da auf Grund des deutlich geringeren magnetischen Volumens ein deutlich kleineres Hallsignal zu erwarten ist, weil die Hallsonden nicht im gleichen Maß verkleinert werden können. Dies resultiert in einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis als beispielsweise bei den in Abschnitt 4.2 gemessenen deutlich größeren Strukturen. Stellt man die dort betrachteten Permalloy-Scheibchen (Durchmesser: 500 nm, Dicke: 30 nm) den hier untersuchten mit einem Durchmesser in der Größenordnung von 100 nm und einer Höhe von 10 nm gegenüber, so ergibt sich ein Volumenverhältnis des magnetischen Materials dieser beiden Teilchen von etwa 75:1. Vergleicht man die Streufeldenergien, jeweils für gesättigte Magnetisierung, so erhält man für die großen Strukturen eine maximale Streufeldenergie von $1,6 \cdot 10^{-16}$ J, während bei den kleinen Scheiben der Wert mit $2,4 \cdot 10^{-18}$ J auf etwa ein 65stel sinkt und somit ungefähr das Volumenverhältnis widerspiegelt.

Die Grenze zwischen Vortexzustand und Single-Domain-Zustand für polykristalline Permalloy-Scheiben (aus LLG-Simulationen) ist in Abbildung 5.1 nochmals gezeigt (siehe auch Abbildung 1.6). Der energetische Hintergrund für den Übergang zwischen den beiden Zuständen wird im Folgenden am Beispiel von Scheiben mit 100 nm Durchmesser und unterschiedlicher Höhe (Punkte im Graphen) genauer erläutert. Ursächlich für die Ausbildung der beiden unterschiedlichen Magnetisierungskonfigurationen ist die Minimierung der Gesamtenergie, die sich hier (im Nullfeld) aus Austauschenergie und Streufeldenergie zusammensetzt und in Abbildung 5.2 in Abhängigkeit von der Scheibchenhöhe dargestellt ist. Die Gesamtenergie der geschlossenen Magnetisierung im Vortexzustand wird von der Austauschwechselwirkung dominiert, die – bei konstantem Durchmesser – nahezu linear mit der Dicke der Scheibe zunimmt. Der kleine Anteil der Streufeldenergie ist durch die magnetischen Pole im Vortexkern an der Unter- und Oberseite der Scheibe bedingt. Abgesehen von diesem kleinen Beitrag ist die Gesamtenergie pro Volumen für einen festen Durchmesser konstant.

Anders verhält es sich im Single-Domain-Zustand: Bei kleinen Dicken ist es energetisch günstiger die Austauschenergie durch eine homogene Magnetisierung zu minimieren. Dies geschieht auf Kosten der Streufeldenergie, die hier maximal wird. Insgesamt lässt

sich so im Vergleich zum Vortexzustand eine geringere Gesamtenergie erzielen. Mit zunehmender Höhe der Zylinder wächst die Streufeldenergie bei beibehaltener homogener Magnetisierung allerdings schneller an, d.h. die Gesamtenergie pro Volumen nimmt zu. Dies resultiert in einen Schnittpunkt der beiden „Energiekurven“. Oberhalb des Schnittpunktes, der für die betrachteten Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 100 nm bei einer Dicke von etwa 9,5 nm liegt, lässt sich die Gesamtenergie durch die Ausbildung einer magnetischen Vortexkonfiguration verkleinern.

Bei dieser rein energetischen Betrachtung der Zustände wird die Energiebarriere zwischen den beiden Magnetisierungskonfigurationen nicht beachtet. Sie führt dazu, dass sich z.B. ausgehend vom gesättigten Zustand der Vortexzustand nicht ausbildet, wenn die Energie nicht ausreicht, um die Barriere zu überwinden. Das System verhält sich dann als Single-Domain-Teilchen und liegt in einem metastabilen Zustand vor [109]. Experimentell kann dies dazu führen, dass sich auch geometrisch etwas oberhalb der energetischen Grenze angesiedelte Strukturen noch als Single-Domain-Teilchen verhalten, wie dies die Messergebnisse von Cowburn *et al.* ([24], Abbildung 1.6) andeuten.

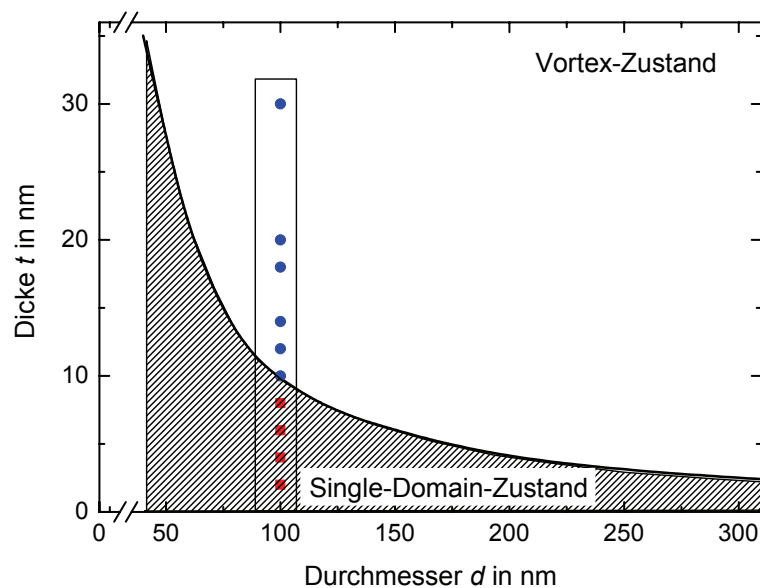


Abbildung 5.1: Übergang zwischen Vortexzustand und Single-Domain-Zustand im untersuchten Bereich (Grenze aus Abbildung 1.6 – LLG-Simulationen). Die Rechtecke (Kreise) kennzeichnen Simulationen für Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 100 nm, bei denen der Vortexzustand (Single-Domain-Zustand) energetisch günstiger ist.

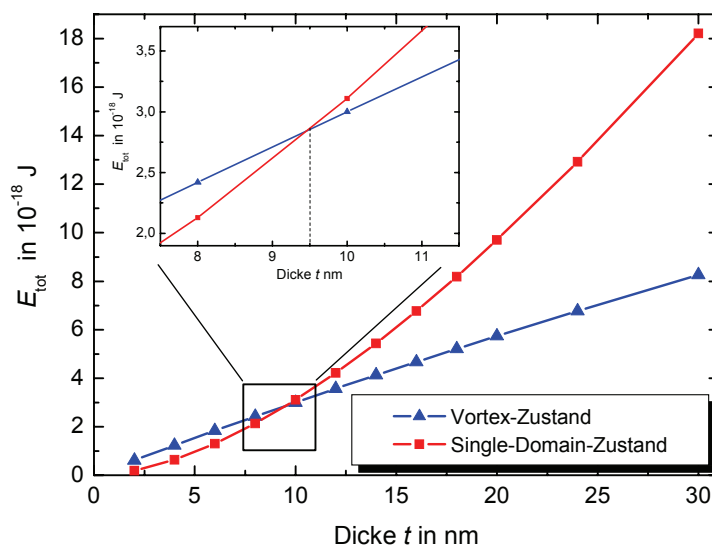


Abbildung 5.2: Gesamtenergie E_{tot} für Permalloy-Scheibchen mit einem Durchmesser von 100 nm aus Simulationen mit dem *LLG Micromagnetics Simulator*. Nur bei kleinen Höhen bis etwa 9,5 nm ist die Gesamtenergie des Single-Domain-Zustands geringer. Der Bereich des Schnittpunktes ist im Inset nochmals vergrößert dargestellt.

5.2 Ummagnetisierungsverhalten im S-D-Bereich

Im Weiteren werden exemplarisch Untersuchungen vorgestellt, die den geometriebedingten Übergang zwischen Vortexregime und Single-Domain-Regime detailliert aufzeigen. Dabei wird die Dicke der Scheibe beibehalten (10 nm), während der Durchmesser variiert wird. Alle gezeigten Kurven stammen jeweils von *einer einzelnen* reproduzierbaren Ummagnetisierung eines *individuellen* Teilchens, wie sie mit der Mikro-Hall-Magnetometrie zugänglich sind. Außer den in Abschnitt 3.2 beschriebenen Korrekturen wurden die gemessenen Rohdaten nicht verändert. Insbesondere wurden keine Mittelungen über benachbarte Punkte oder aufeinanderfolgende Sweeps durchgeführt.

Für Zylinder mit einem Durchmesser größer 250 nm ergibt sich eindeutig die Signatur einer Ummagnetisierung über einen Vortexzustand. Die Kurven besitzen eine Charakteristik wie sie bereits in Abschnitt 4.1 diskutiert wurde (siehe Abbildung 4.1) und auf die hier nicht mehr eingegangen wird.

Verkleinert man den Durchmesser der zu untersuchenden Scheiben auf etwa 200 nm, so können die Ummagnetisierungskurven deutliche Unterschiede zeigen, die wahrscheinlich hauptsächlich geometriebedingt sind. Bei dieser Größe befindet man sich noch deutlich oberhalb der Phasengrenze, die bei einer Dicke von 10 nm (laut Simulation) bei einem Durchmesser von etwa 100 nm liegt. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 5.3 zeigen zwei Scheiben mit einem Durchmesser von 200 nm, die jeweils auf einem Hallsensor platziert

sind. Während die linke nahezu perfekt erscheint, ist in der rechten eine kleine Eindellung am linken Rand erkennbar. Die zugehörigen Hallkurven in Abbildung 5.4 spiegeln diesen Unterschied deutlich wider. Die Ummagnetisierung der linken Scheibe verläuft über einen metastabilen Zustand (Plateaus im linken Graphen), bei dem es sich wahrscheinlich um eine asymmetrische Vortexkonfiguration handelt, wie dies die gestrichelte Linie im Graphen zeigt, welche die reversible Verschiebung des Vortex in der Struktur andeutet. Auch der abrupte Übergang in den gesättigten Zustand, der erst bei +33 mT bzw. -43 mT erfolgt, deutet auf eine Vortexannihilation hin. Bei dieser Geometrie steht eine Ummagnetisierung über einen Vortexzustand auch im Einklang mit den Erwartungen. Die Scheibe mit der kleinen Eindellung schaltet im Unterschied dazu bereits bei einer relativ kleinen Feldstärke von etwa 7 mT und über einen sehr kleinen Feldbereich. Bei genauerer Betrachtung der Kurve stellt sich heraus, dass jeweils ausgehend von der Sättigung das Streufeld (und damit die Magnetisierung) bis zum Nullfeld nahezu unverändert bleibt. Durch die Eindellung kann die Ausbildung des Vortexzustands bereits energetisch nachteilig sein. Das Teilchen kann möglicherweise einen so genannten C-Zustand ausbilden, wie er im Inset von Abbildung 5.3 (rechts) skizziert ist. Bereits bei dieser Scheibengröße können offenbar kleine Abweichungen von der kreisrunden Geometrie einen starken Einfluss auf die Magnetisierung und die Schaltfelder ausüben.

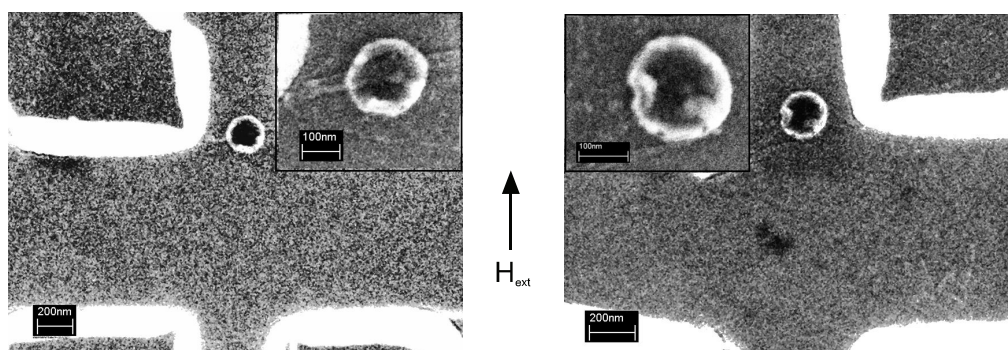


Abbildung 5.3: Die REM-Aufnahmen zeigen jeweils Permalloy-Scheibchen mit einem Durchmesser von 200 nm und einer Dicke von 10 nm. Die Insets in den Aufnahmen zeigen die entsprechende Struktur vergrößert. Die ausgeprägten hellen Ränder an den Einschränkungen der Hallkreuze sind schwerlösliche, nichtmagnetische SiCl_x -Verbindungen aus dem Trockenätzschritt. Die hellen Ränder an den Scheiben sind sehr dünne Lift-Off-Reste, die mit dem oberflächensensitiven InLens-Detektor des Mikroskops abgebildet werden können. Die rechte Scheibe besitzt eine Eindellung, die offenbar die Ummagnetisierung stark beeinflusst.

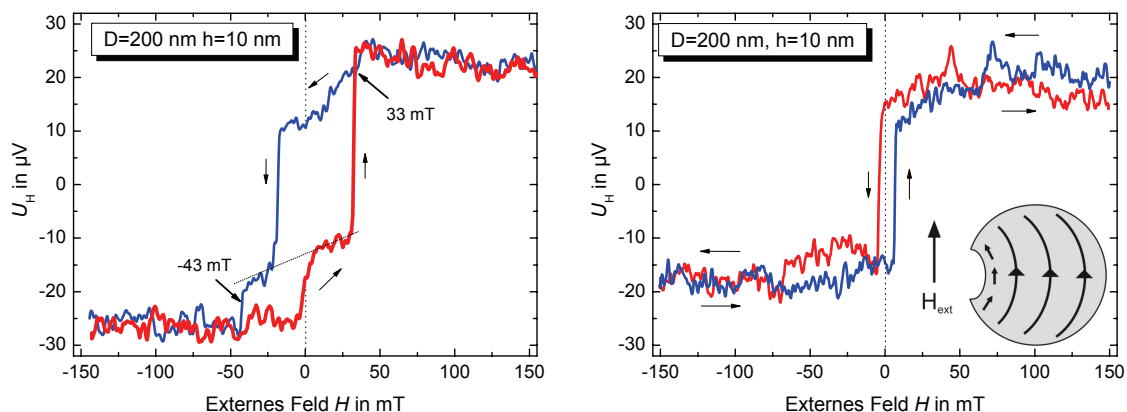


Abbildung 5.4: Ummagnetisierungskurven der in Abbildung 5.3 gezeigten Py-Scheiben. Im linken Graphen erfolgt die Ummagnetisierung über eine Vortexkonfiguration, die erst bei relativ großen Feldstärken in die Sättigung übergeht. Im Gegensatz dazu erfolgt der Übergang in die Sättigung bei dem Scheibchen mit der kleinen Eindellung über einen sehr engen Feldbereich und bei einer deutlich kleineren Feldstärke von nur etwa 7 mT ohne erkennbaren Zwischenzustand (rechter Graph). Ein möglicher C-Zustand (skizziert im Inset) könnte das Verhalten erklären.

Reduziert man den Scheibendurchmesser weiter, so zeigen die Scheiben ebenfalls ein deutlich unterschiedliches Schaltverhalten. Die Ummagnetisierungskurven in Abbildung 5.5 belegen dies exemplarisch anhand zweier Scheiben mit einem Durchmesser von 165 nm bzw. 150 nm. Sie liegen deutlich oberhalb der simulierten Phasengrenze, besitzen aber näherungsweise eine rechteckförmige Ummagnetisierungskurve, die charakteristisch für eindomäniges Schalten ist. Beide Scheiben weisen keinerlei geometrische Auffälligkeiten auf und dennoch liegen die Schaltfelder deutlich auseinander. Bei der größeren Scheibe findet der Übergang in die Sättigung im Bereich von 10 mT bis 15 mT annähernd symmetrisch bezüglich des Nullfeldes statt. Die kleine Kinke im Up-Sweep (Pfeil im linken Graphen) ist nicht reproduzierbar. Möglicherweise bleibt die Magnetisierung hier an einem Defekt hängen. Im Down-Sweep hingegen verläuft die Stufe sehr steil und lässt ein sprunghaftes Umschalten einer homogenen Magnetisierung vermuten. Bei der 150 nm-Scheibe erfolgt das Umschalten jeweils über einen Zwischenzustand. Zur besseren Veranschaulichung wurden in den Graphen in Abbildung 5.5 (rechts) auch diese Zwischenzustände mit waagrechten Linien eingezeichnet und mit Pfeilen markiert. Jeweils im Nullfeld werden diese Zwischenzustände bereits eingenommen. Im Up-Sweep geht das Teilchen bereits bei etwa 23 mT in den gesättigten Zustand über. Im Gegensatz dazu findet das Umschalten beim Down-Sweep erst in einem Magnetfeld von über 40 mT statt. Die Struktur verharrt hier über einen deutlich größeren Magnetfeldbereich im Zwischenzustand. Große Unterschiede in den Schaltfeldern nominell identischer Teilchen wurden auch von Heumann [110] bei Raumtemperatur beobachtet. Die stark asymmetrischen, aber reproduzierbaren Schaltfelder sind wahrscheinlich auf individuelle Defekte, Fehlstellen, Unebenheiten in der Scheibenfläche oder kleine geometrische Abweichungen von der zylinderförmigen Geometrie zurückzuführen. Letztere sind teilweise in den REM-

Aufnahmen erkennbar. Auch Insgesamt ist das Hallsignal bei diesen beiden Strukturen deutlich verrauschter als bei den vorher gezeigten Messungen. Die Signalqualität ist im Allgemeinen von Sensor zu Sensor stark unterschiedlich, auch für lokal unmittelbar benachbarte Sensoren. Offenbar spiegelt sich im Signal-Rausch-Verhältnis die lokale Qualität des 2DEGs – vor allem in der aktiven Fläche und deren Umgebung – wider.

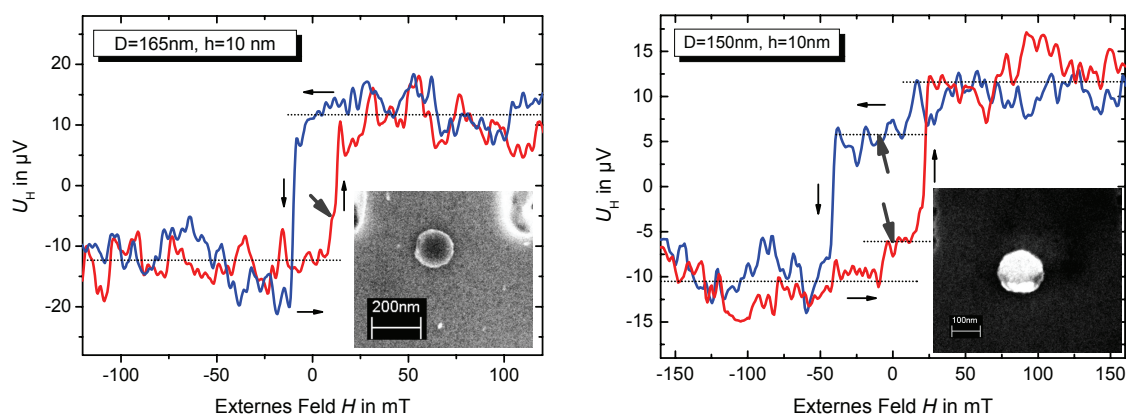


Abbildung 5.5: Ummagnetisierungskurve zweier Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 165 nm bzw. 150 nm und einer Höhe von 10 nm mit den entsprechenden REM-Aufnahmen. Die Schaltfelder unterscheiden sich deutlich und sind bei der kleineren Scheibe auch stark asymmetrisch. Die Ummagnetisierung erfolgt zumindest bei der 150 nm-Scheibe über Zwischenzustände (mit Pfeilen markiert). Die waagrechten Linien dienen zur besseren Visualisierung der Niveaus.

Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 115 nm zeigen ein sprunghaftes Umschalten zwischen zwei remanenten Zuständen. Die Hallkurven in Abbildung 5.6 bestehen lediglich aus zwei (nahezu) vollkommen waagrechten Niveaus – die Abweichungen im rechten Graphen werden weiter unten noch genauer diskutiert. Die beiden Niveaus entsprechen jeweils einer in Magnetfeldrichtung ausgerichteten Magnetisierung. Die sprunghaften Übergänge entsprechen dem Verhalten, wie man sie bei einer raschen, kohärenten Drehung der Magnetisierung erwartet. In der Hallkurve befinden sich im Übergangsbereich meist zwei (höchstens drei) Messpunkte. Diese sind keineswegs durch die Magnetisierung bedingt, sondern vielmehr durch die Messtechnik. Die endliche Integrationszeit der Lock-in-Verstärker (hier: 1 s) zusammen mit dem sekundlichen Auslesen des Messwertes führen dazu, dass die Messdaten eine kleine Dämpfung aufweisen und so der tatsächlichen Hallspannung hinterherhinken. Durch die Integration wird stets der alte Messwert teilweise mit berücksichtigt und man erhält die erwähnten Messpunkte zwischen den beiden Plateaus. Reduziert man die Integrationszeit beispielsweise auf 200 ms, so treten die angesprochenen Messpunkte am Übergang zwischen den beiden Niveaus nicht mehr auf. Die kürzere Integrationszeit führt jedoch zu einem schlechteren Signal-Rausch-Verhältnis, weshalb für die weiteren Untersuchungen meist eine Integrationszeit von 1 s verwendet wurde. Dies erklärt auch die Zwischenwerte der Hysteresekurve der in Abbildung 5.7 abgebildete Ellipse mit einer Ausdehnung von 160 nm bzw. 420 nm. Durch die ausgeprägte Formanisotropie zeigt sie eindomäniges Verhalten mit einer rechteckigen

Hysteresekurve. Jeweils an den Sprüngen zwischen den beiden Niveaus finden sich auch hier drei Zwischenwerte, was zeigt, dass diese durch die Messtechnik bedingt sind.

Damit lassen derartige Kurven eine eindomänige Magnetisierung vermuten, wenngleich die Scheiben aufgrund ihrer Größe noch leicht über der aus Simulationen bestimmten Phasengrenze liegen. Die Schaltfelder der Teilchen liegen mit 14 mT bzw. 19 mT relativ weit auseinander. Diese Unterschiede in den Schaltfeldern können aber noch deutlicher ausfallen, wie ein weiteres Scheibchen mit einem Durchmesser von 105 nm (REM-Aufnahme und Hallkurve siehe Abbildung 5.9) zeigt. Es besitzt ebenfalls eine rechteckige Hysterese, aber das reproduzierbare Schaltfeld liegt lediglich bei etwa 5 mT. Die deutlichen Unterschiede sind nicht durch den geringfügig unterschiedlichen Durchmesser der Scheiben erklärbar. Die Simulationen mittels *LLG Micromagnetics Simulator* lassen bei Formen dieser Größe ein Feld von 3,9 mT (100 nm Durchmesser) erwarten. Auch Kontrollsimulationen, die mit Hilfe des OOMMF-Softwarepaketes¹ durchgeführt wurden, ergeben relativ kleine Schaltfelder im Bereich zwischen 2 mT und 3 mT. Diese Werte liegen relativ nahe an den Werten, wie sie experimentell für die in Abbildung 5.9 gezeigte 105 nm-Scheibe erhalten wurden. Auch in [25] wurde die Ummagnetisierung einer Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 100 nm simuliert. Diese besitzt lediglich eine Dicke von 5 nm und lässt sich damit nur bedingt vergleichen. Das Schaltfeld lag bei 20 mT und damit um ein Vielfaches höher als bei den hier durchgeführten Simulationen. Der hohe Wert wurde dort auf die konfigurable Stabilität zurückgeführt (siehe Abschnitt 2.3). Berücksichtigt man dies, so passt dieses hohe Schaltfeld relativ gut zu den experimentell ermittelten Schaltfeldern der Strukturen in Abbildung 5.6, die mit 14 mT bzw. 19 mT ebenfalls in diesem Bereich liegen.

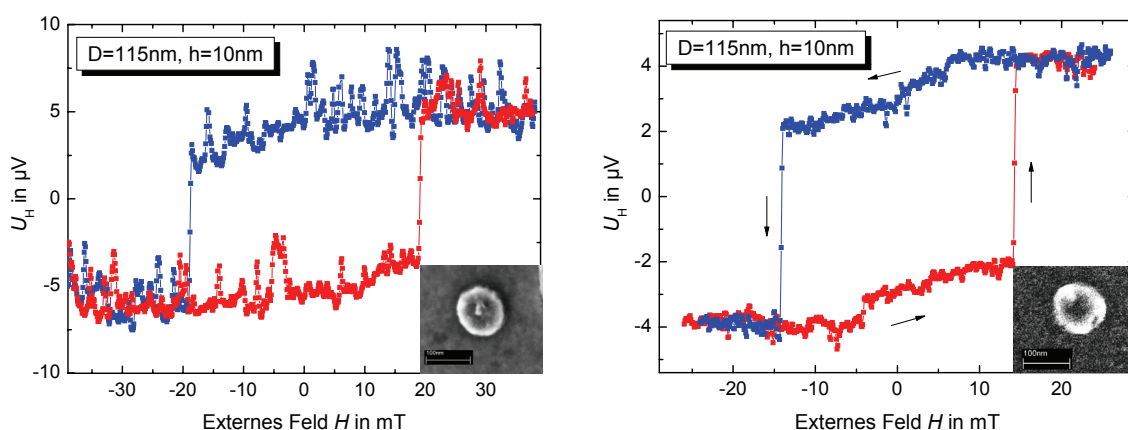


Abbildung 5.6: Vergleich der Schaltfelder zweier Kreisscheiben mit einem Durchmesser von jeweils 115 nm. Die Schaltfelder liegen bei 19 mT bzw. 14 mT. Beide Kurven zeigen eine nahezu rechteckige Hysterese, wie man sie von Strukturen im Single-Domain-Regime erwartet.

¹ OOMMF: Object Oriented Micro Magnetic Framework, <http://math.nist.gov/oommf/>, M. Donahue.

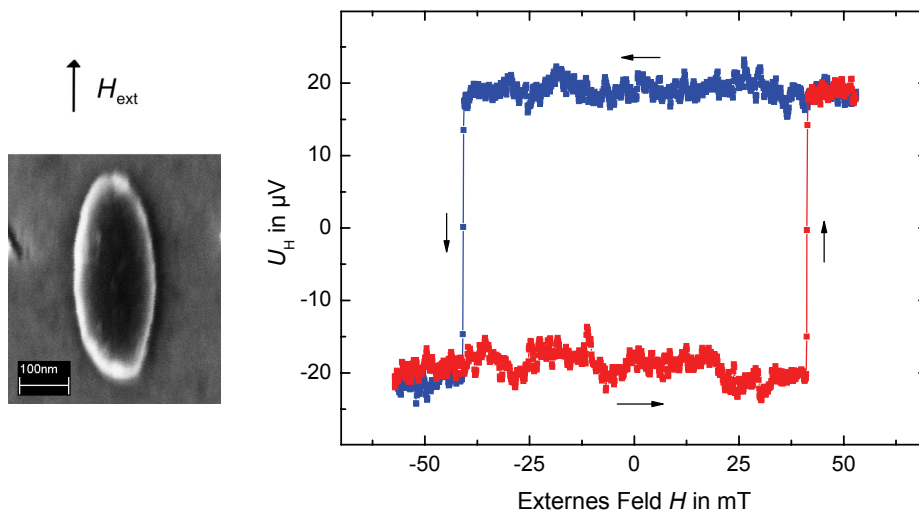


Abbildung 5.7: Links: REM-Aufnahme einer Ellipse mit einer Ausdehnung von 160 nm bzw. 420 nm. Rechts: Die zugehörige Ummagnetisierungskurve zeigt eine rechteckige Hysterese. Aufgrund der starken Formanisotropie der Struktur ist – trotz der größeren Abmessungen – ein eindomäniger Zustand energetisch günstiger.

Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 90 nm stellen die kleinsten im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strukturen dar. Das Inset in Abbildung 5.8 (oberer Graph) zeigt eine REM-Aufnahme der untersuchten Struktur. Die Scheibe wurde auf einem AlGaAs/GaAs-Hallsensor platziert. Damit das Streufeld optimal in den Sensor einkoppeln kann, muss – aufgrund der Verarmungsbreite (vergleiche Abschnitt 2.1.3) – die Scheibe unterhalb der geometrisch definierten Grenze des Kreuzungsbereichs angeordnet werden. Diese Korrektur ist insbesondere bei sehr kleinen Strukturen notwendig (siehe Abschnitt 3.1). Auch bei dieser 90 nm-Scheibe zeigen die Mikro-Hall-Untersuchungen einen abrupten Übergang und mit 15 mT ein relativ hohes Schaltfeld (Graphen in Abbildung 5.8). Der untere Graph zeigt exemplarisch zwei weitere aufeinanderfolgende Ummagnetisierungen derselben Scheibe und belegt die Reproduzierbarkeit der Schaltfelder. Die beiden Graphen zeigen eine perfekt rechteckige Hysterese mit einer praktisch 100%igen Remanenz und einem sehr guten Signal-Rausch-Verhältnis. Die rechteckige Hysterese und die Schaltfelder bleiben auch dann reproduzierbar, wenn bei der Ummagnetisierung die Sweeprichtung bereits geringfügig oberhalb der Schaltfeldstärke geändert wird (16 mT – Pfeil im unteren Graphen). Das Umschalten der Magnetisierung erfolgt damit genau so, wie man es von einem eindomänigen Teilchen erwartet.

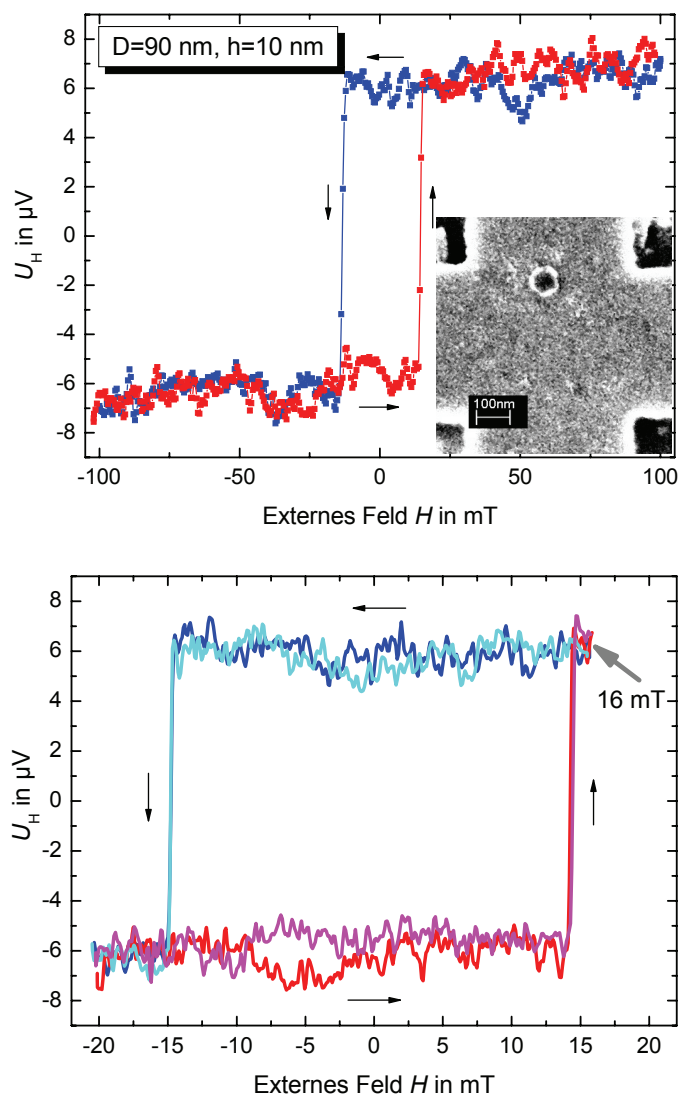


Abbildung 5.8: Oberer Graph: Hysteresekurve einer Permalloy-Scheibe auf einem effektiv ca. 300 nm großen AlGaAs/GaAs-Hallsensor (Inset) mit einem Durchmesser von 90 nm. Unterer Graph: Auch mehrmaliges Durchlaufen der Ummagnetisierung führt zu reproduzierbaren Schaltfeldern von annähernd 15 mT: Exemplarisch sind zwei weitere Sweeps eingezeichnet. Die rechteckige Hysteresekurve und die Reproduzierbarkeit entsprechen einem reinen Single-Domain-Verhalten.

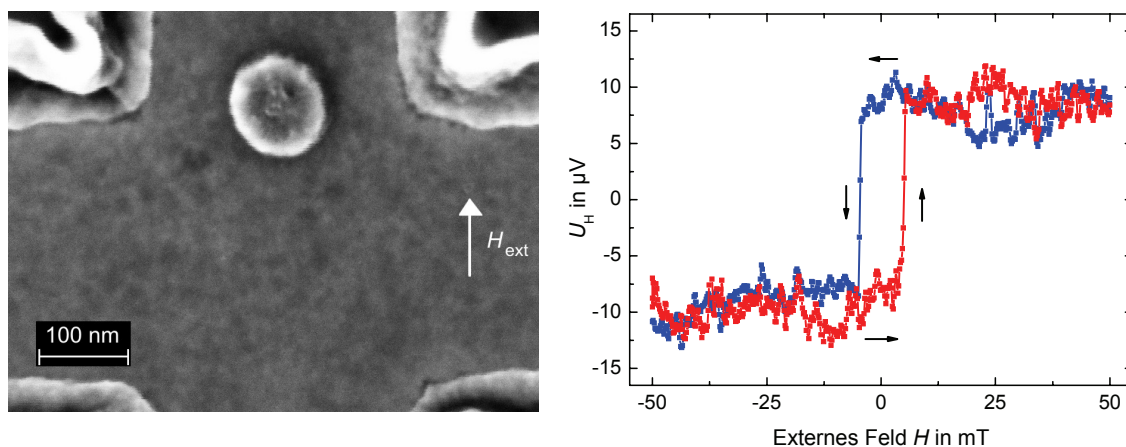


Abbildung 5.9: Links: REM-Aufnahme einer Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 105 nm auf einem AlGaSb/InAs-basierten Hallsensor mit 300 nm Breite. Rechts: Zugehörige Ummagnetisierungskurve mit einer rechteckigen Hysterese und abrupten Übergängen, wie von einem eindomänen Teilchen zu erwarten ist.

Bislang wurde ausschließlich der abrupte Sprung in der Hallkurve als einziges Indiz für ein Single-Domain-Verhalten gewertet. Im Folgenden wird ein weiteres Merkmal aufgezeigt, das auf eine Single-Domain-Charakteristik hinweist. Dazu wird das in Abbildung 5.9 gezeigte Teilchen mit einem Durchmesser von 105 nm verwendet. Die Struktur zeigt eine rechteckige Ummagnetisierungskurve mit abrupten Übergängen zwischen den beiden Niveaus (REM-Aufnahme und Hallkurve siehe Abbildung 5.9). Dieser nanostrukturierte Ferromagnet wird zusammen mit dem Sensor in der Scheibenebene gedreht, bei einem gleichzeitig anliegenden konstanten in-plane Magnetfeld. Das Feld wird für verschiedene Drehungen schrittweise erniedrigt, bis es schließlich nur noch geringfügig über dem Schaltfeld von etwa 5 mT liegt. In der Messung wird in Abhängigkeit vom Drehwinkel das Hallsignal aufgenommen, wie dies in Abbildung 5.10 skizziert ist. Folgt die Magnetisierung stets dem externen Feld, so kann bei einem Winkel von 0° bzw. 180° (Teilbild a) bzw. c)) das Streufeld optimal in den Sensor einkoppeln, und man erhält jeweils die maximale Hallspannung – mit entgegengesetztem Vorzeichen. Bei einem Drehwinkel von 90° bzw. 270° (Teilbild b) bzw. d)) hingegen ist aufgrund der Symmetrie der Magnetisierung und des Sensors keine Hallspannung detektierbar. Zwischen den Extremwerten zeigt die Simulation einen kosinusförmigen Verlauf (durchgehende Kurve in Abbildung 5.11). Die gemessenen Hallkurven in Abbildung 5.11 zeigen ebenfalls bei einem rotierenden Magnetfeld in guter Näherung den simulierten, kosinusförmigen Verlauf. Auch für eine kleine Magnetfeldstärke von nur 6 mT bleibt die Form der Kurve erhalten. Dies entspricht den Erwartungen für eindomäne Teilchen, da für die kohärente Rotation der Magnetisierung keine Energiebarriere vorhanden sein darf. Wenn die Magnetisierung einem rotierenden Feld unmittelbar folgt, das nicht größer als das Schaltfeld ist, dann lässt sich die Existenz einer derartigen Barriere ausschließen.

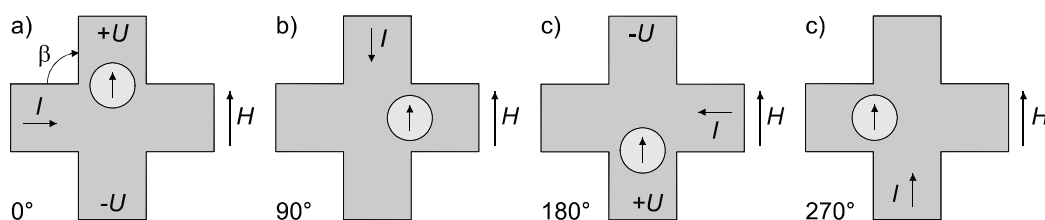


Abbildung 5.10: Die Hallsonde mit der magnetischen Scheibe wird im Uhrzeigersinn so gedreht, dass das externe Magnetfeld immer in-plane orientiert ist. Im Fall eines Single-Domain-Teilchens ist dessen Magnetisierung stets entlang des externen Feldes ausgerichtet. In den Fällen a) und c) ergibt sich so die maximale Hallspannung (entgegengesetztes Vorzeichen), während das Hallsignal in den Fällen b) und d) verschwindet. Dazwischen ergibt sich ein Übergang, der einen annähernd kosinusförmigen Verlauf aufweisen sollte, wie dies Simulationen mittels B-Prober des *LLG Micromagnetics Simulator* zeigen (siehe Abbildung 5.11).

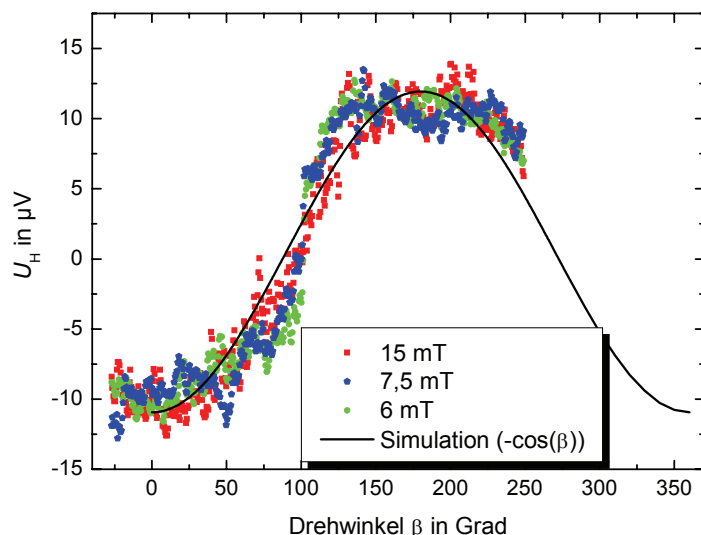


Abbildung 5.11: Hallspannung in Abhängigkeit von einem rotierenden in-plane Magnetfeld, wie es in Abbildung 5.10 skizziert ist, für verschiedene externe Magnetfeldstärken. Der annähernd kosinusförmige Verlauf auch bei einem Magnetfeld nur knapp oberhalb der Schaltfeldstärke (6 mT-Kurve) deutet, wie die abrupte Änderung in der Hallspannung beim Ummagnetisieren, ebenfalls stark auf ein Single-Domain-Verhalten des untersuchten Teilchens hin.

Auch Cowburn *et al.* [24] haben Ummagnetisierungskurven an polykristallinen Supermalloy-Scheiben durchgeführt (siehe auch Abschnitt 1.4). Sie mittelten dabei mittels Kerr-Mikroskopie über eine Vielzahl nominell identischer Strukturen. Die Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt und ergaben für Strukturen mit 100 nm Durchmesser und einer Dicke von 10 nm das in Abbildung 5.12 gezeigte Ummagnetisierungsverhalten. Aus dem sich kontinuierlich ändernden Kerrsignal zusammen mit der Annahme, dass es sich um nahezu identische Teilchen mit (nahezu) gleichen Schaltfeldern handelt, konnte dies dort nur auf eine Rotation der, über eine Vielzahl von Teilchen, gemittelten Netto-

magnetisierung erklärt werden. Diese Interpretation deutet auch die Skizze des Magnetisierungszustandes im Übergangsbereich zwischen den beiden in Feldrichtung orientierten Zuständen an, während das Verhalten einer einzelnen Struktur nur vermutet werden konnte.

Durch die in dieser Arbeit neu gewonnenen Erkenntnisse über das Ummagnetisierungsverhalten individueller Teilchen – insbesondere die große Variation der Schaltfelder nominell gleicher Strukturen – lässt sich die Ummagnetisierung jedoch genauer interpretieren. Durch die breite Verteilung der Schaltfelder einzelner nominell gleicher Teilchen im untersuchten Ensemble, können die Strukturen nacheinander schalten und so den stetig abnehmenden bzw. zunehmenden Verlauf der Magnetisierung in Richtung des externen Magnetfeldes verursachen. Damit kann jedoch nicht erklärt werden, dass die Magnetisierung noch im Feld, also bevor das Nullfeld bzw. Gegenfeld erreicht wird, leicht abfällt.

Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich darin begründet, dass wenigstens ein Teil der Strukturen eine magnetisch leichte Richtung aufweist. Diese kann durch individuelle Rauigkeiten, Defekte oder einfach durch eine leichte Formanisotropie bedingt sein, die jeweils statistisch in der Ebene orientiert ist. Um die Folgen einer Anisotropie zu veranschaulichen, wird die Ummagnetisierung am Beispiel von Ellipsen (Formanisotropie) diskutiert. Zunächst für den speziellen Fall, dass die leichte Achse (lange Halbachse der Ellipse) entlang des externen Magnetfeldes ausgerichtet ist, wie dies in Abbildung 5.13 (links) skizziert ist. Ausgehend von der Sättigung bleibt die Magnetisierung mit abnehmendem Feld und auch in Remanenz unverändert. Erst im Gegenfeld bei einer bestimmten Feldstärke dreht sich die Magnetisierung sprunghaft um 180° und dies resultiert in einer rechteckigen Hysteresekurve. Im zweiten Fall (Abbildung 5.13, rechts) liegt die magnetisch leichte Richtung nun nicht entlang des externen Feldes – in der Skizze liegt sie um 45° gedreht zum äußeren Feld. Aus der Sättigung kommend dreht sich nun mit abnehmendem Magnetfeld die Magnetisierung des Teilchens langsam in die magnetisch leichte Richtung, bis sie schließlich im Nullfeld entlang dieser ausgerichtet ist. Dadurch nimmt die Magnetisierung in Richtung des angelegten Feldes schon vor dem Nullfeld ab. Dies setzt sich im Gegenfeld fort, wo die Magnetisierung wieder versucht dem externen Feld zu folgen. Dabei wird sie zunächst in Richtung der magnetisch schweren Achse gedreht. Sobald eine kritische Feldstärke erreicht ist, kann die Struktur schlagartig die schwere Richtung überwinden. Die Magnetisierungsrichtung wird nun durch die Konkurrenz von Formanisotropie- und Zeemanenergie bestimmt. Wird das Feld weiter erhöht, so ist die Magnetisierung schließlich in Sättigung vollkommen entlang des äußeren Magnetfeldes ausgerichtet. Insgesamt wird durch den beschriebenen Mechanismus die Hysteresekurve abgerundet. Unter diesem Aspekt soll nochmals die Ummagnetisierung des Teilchens in Abbildung 5.6 (rechts) betrachtet werden. Auch diese Kurve zeigt eine leichte Abnahme der Hallspannung bereits in Feldrichtung und damit einen abgerundeten Verlauf der Ummagnetisierung. Betrachtet man das Teilchen genauer, so ist diese Struktur leicht elliptisch mit einer langen Achse in Richtung der Winkelhalbierenden des zweiten Quadranten. Ist die Magnetisierung (im Nullfeld) entlang dieser Richtung orientiert, so kann ein Teil des Streufeldes nicht mehr vom Hallsensor detektiert werden, dies resultiert in einer ab-

nehmenden Signalstärke und rundet die Hysteresekurve ab. Überträgt man dieses Ergebnis auf die Messkurve in Abbildung 5.12, so lässt sich damit auch der Abfall der Magnetisierung (bzw. des Kerrsignals) vor der Remanenz erklären.

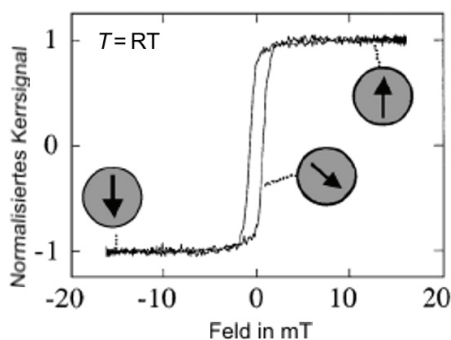


Abbildung 5.12: Ummagnetisierungskurve einer Vielzahl nominell identischer Supermalloy-Teilchen mit einem Durchmesser von 100 nm. Die Ummagnetisierung wurde mit einer kohärenten Drehung der Magnetisierung erklärt. Aus [24].

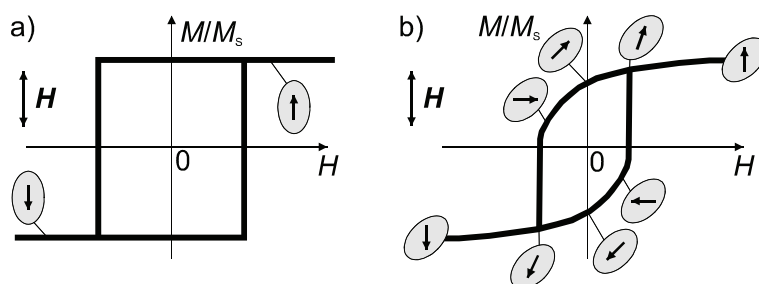


Abbildung 5.13: Ummagnetisierung eines elliptischen Single-Domain-Teilchens. a) Liegt das externe Feld entlang der langen Halbachse, so existieren nur zwei entlang dieser leichten Achse (Formanisotropie) ausgerichtete Zustände. Wird das Magnetfeld um 45° zur langen Halbachse angelegt, so läuft die Ummagnetisierung teilweise über eine Drehung der Magnetisierung ab, bevor diese in eine andere Richtung springt. Siehe auch Text. Nach [11].

Die Form der Kurve lässt sich also im Wesentlichen mit der Streuung der Schaltfelder der unterschiedlichen Teilchen und mit einer geringen statistisch gerichteten magnetischen Anisotropie einzelner Teilchen erklären.

Insgesamt konnte die Mikro-Hall-Magnetometrie hier ihr Potenzial beweisen. Zum einen zeigte sie auf, dass die Annahme identischer Teilchen mit gleichen Schaltfeldern nicht gerechtfertigt ist. Zum anderen konnte mit dieser Untersuchungsmethode auch die Ursache der abnehmenden Magnetisierung vor der Remanenz aufgeklärt werden. Insgesamt resultieren daraus neue Erkenntnisse über das Verhalten individueller Nanoteilchen, die dieser Untersuchungsmethode – trotz des großen präparativen Aufwands – weiterhin ihre Berechtigung verleiht.

6 Vorarbeiten – μ -Hall an (Ga,Mn)As-Strukturen

In diesem Abschnitt werden die Fortschritte vorgestellt, die während dieser Arbeit gemacht wurden, um die „bisherige“ Mikro-Hall-Magnetometrie derart weiterzuentwickeln, dass Ummagnetisierungsvorgänge an DMS-Mikrostrukturen untersucht werden können. Die zu erwartenden Streufelder für (Ga,Mn)As-Mikrostrukturen wurden bereits mittels Simulationen in Abschnitt 1.6 abgeschätzt und haben sich für geeignete Hallsonden im Mikrometerbereich als ausreichend groß erwiesen.

6.1 Vorversuche mit 2DEG-basiertem Material

Nachdem die Frage nach der Detektierbarkeit der Ummagnetisierung mittels Mikro-Hall-Magnetometrie positiv beantwortet werden konnte, steht nun die Weiterentwicklung der Methode hinsichtlich der Realisierung geeigneter Strukturen im Vordergrund der weiteren Betrachtungen. Dabei müssen im Hinblick auf die Probenpräparation neue Wege eingeschlagen werden. Bei den bisher mit Mikro-Hall-Magnetometrie untersuchten ferromagnetischen Strukturen wird das magnetische Material (vornehmlich weichmagnetisches Permalloy) erst zum Schluss in Form des Teilchens aufgebracht, wenn das Hall-Kreuz bereits fertig strukturiert ist.

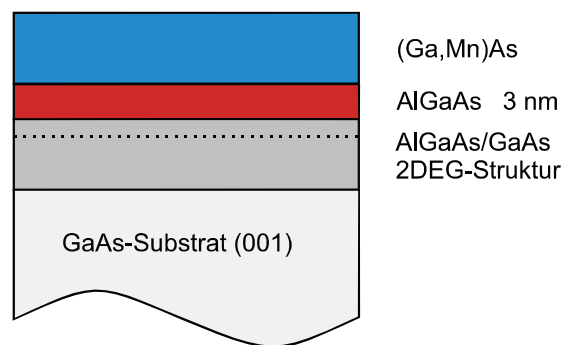


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des verwendeten Schichtsystems: Auf einem GaAs-Substrat mit flachem 2DEG (Hall-Sensor) wurden eine dünne AlGaAs-Ätzbarriere mit hohem Aluminiumanteil und schließlich eine (Ga,Mn)As Schicht aufgewachsen.

Im Gegensatz dazu muss der DMS sofort im Anschluss an das zweidimensionale Ladungsträgersystem in der MBE flächig aufgewachsen werden und „sieht“ so alle durchlaufenden Strukturierungsschritte. Die Prozessierung, insbesondere der Einlegivorgang, der typischerweise bei etwa 450° Celsius erfolgt, muss so modifiziert werden, dass die aufgewachsene ferromagnetische Schicht – an der Stelle, an der später die magnetische

Struktur aus der Schicht herauspräpariert wird – nicht geschädigt wird. Dazu muss die ganzflächig gewachsene DMS-Schicht so strukturiert werden, dass das darunter liegende zweidimensionale Ladungsträgersystem nicht nennenswert beeinträchtigt wird. Eine Zwischenschicht aus AlGaAs dient als Ätzstoppschicht (siehe Abbildung 6.1).

Für die Herstellung ohmscher Kontakte zum 2DEG (GaAs/AlGaAs-2DEG-System: 37 nm 2DEG-Tiefe) wurde zunächst versucht mit Hilfe eines Temperaturgradienten mit einer entsprechend großen Probe ($7 \times 1,5\text{mm}^2$) zu arbeiten (maximale Größe für Chipcarrier bei diagonalem Einbau). Dadurch sollte die Temperaturbelastung des DMS beim Einlegieren der Kontaktpads minimiert werden. Während sich auf der einen Seite der Probe später die Kontakte zum 2DEG befinden, sollen die Hall-Kreuze mit den temperaturempfindlichen (Ga,Mn)As-Strukturen auf der anderen Seite angeordnet werden (siehe Abbildung 6.2). Im Legierofen unter Formiergasatmosphäre wurde nun die eine Seite mit den Kontakten geheizt, während die andere Seite auf einem kühlenden Kupferblech lag. Gleichzeitig wurde die Temperatur mit Hilfe eines Pyrometers, das jeweils vorher entsprechend kalibriert wurde, erfasst. Abbildung 6.3 zeigt die Temperaturen an beiden Seiten der Probe in Abhängigkeit von der Temperatur des Heizelements – jeweils am Ende des 45 Sekunden andauernden Einlegierens. Ausgehend von einer maximalen Temperatur von etwa 200°C , die das (Ga,Mn)As-System ohne Veränderungen besteht¹, darf die Temperatur folglich im Bereich der Kontakte (auf der gegenüberliegenden Seite) nicht über etwa 330°C ansteigen. Damit scheidet das standardmäßig verwendete Einlegierverfahren für AuGe und Nickel aus, da dieser Prozess eine Proben temperatur von 420°C bis 450°C erfordert. Für die Herstellung ohmscher Kontakte zu 2DEGs kann alternativ auch Indium verwendet werden, das bei niedrigeren Temperaturen gute ohmsche Kontakte erzeugt. Deshalb wurden 250 nm dicke Indium Kontaktpads mittels Fotolithografie, thermischen Aufdampfen und Lift-Off definiert. Ab Temperaturen von etwa 320°C bis 350°C auf der heißen Seite zeigen die Proben durchwegs ohmsches Verhalten. Zum direkten Vergleich wurden Proben aus dem gleichen Material mit konventionell einlegierten AuGe/Ni-Kontakten strukturiert. Beide Varianten zeigen vergleichbare Widerstände. Das Einlegieren mit einem Temperaturgradienten ermöglicht also gleichzeitig eine Ankontaktierung des 2DEGs und eine Schonung des DMS, das dadurch nur auf etwa 200°C erwärmt wird. Dies ist unkritisch, da sogar beim Tempern dieses Materialsystems Temperaturen in diesem Bereich durchaus üblich sind.

¹ Oberhalb dieser Temperatur wird die Struktur des DMS irreversibel verändert und der Ferromagnetismus schließlich zerstört.

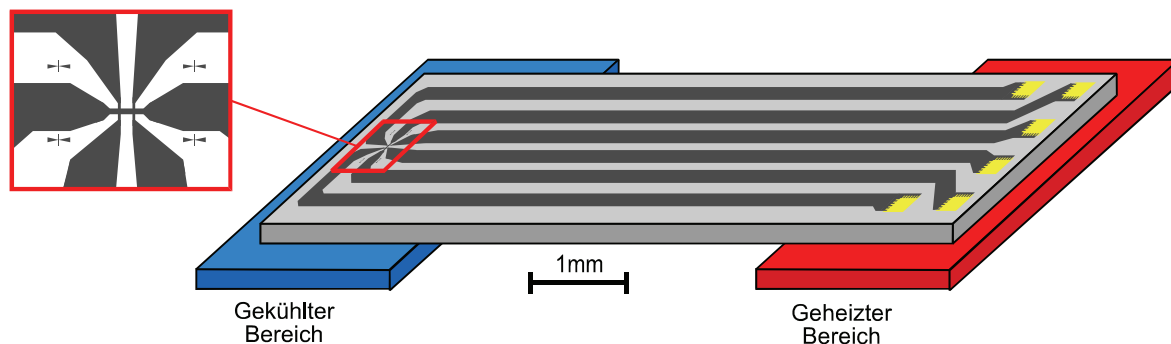


Abbildung 6.2: Skizze des experimentellen Aufbaus zum Einlegieren der Kontakte. Die Hallbars sind ca. 6 mm von den rechts im Bild gelegenen Kontaktpads (gelb im Bild) entfernt. Während das Gebiet unter den Kontaktpads zum Einlegieren erwärmt wird, kühlt man den Bereich unter den Hallbars (links). Der entstehende Temperaturgradient verhindert, dass das im Bereich der Hall-Sonden verbliebene DMS-Material eine übermäßige Temperaturbelastung erfährt.

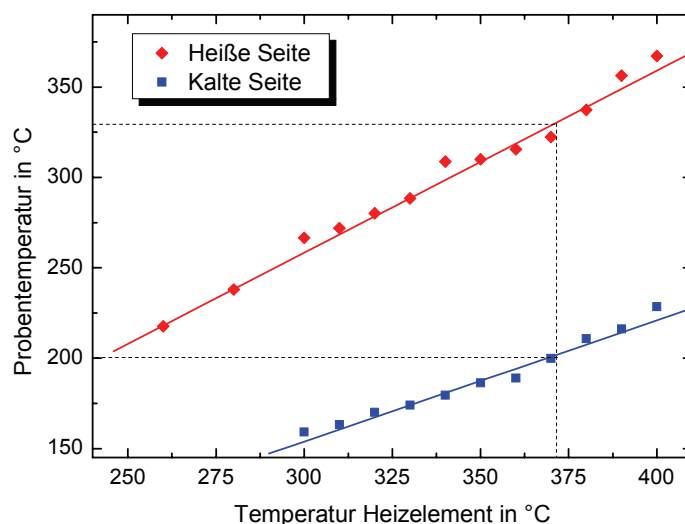


Abbildung 6.3: Temperatur an den beiden gegenüberliegenden Rändern (ca. 6 mm Abstand) einer GaAs/(Ga,Mn)As-Probe, unter Verwendung der Anordnung aus Abbildung 6.2. Für das Einlegieren von Indium ist eine Proben temperatur (heiße Seite) von ca. 330°C notwendig. Bereits bei dieser wird die Probe auf der anderen Seite einer Temperatur von etwa 200°C ausgesetzt.

Zur Untersuchung mikrostrukturierter DMS-Teilchen fand zunächst ein Schichtsystem (siehe Abbildung 6.1) basierend auf einem auf GaAs-Substrat aufgesetzten flachen GaAs/AlGaAs-2DEG (37 nm) Verwendung. Darauf befindet sich eine Ätzstoppschicht bestehend aus $\text{Al}_{80}\text{Ga}_{20}\text{As}$ und darauf schließlich eine zwischen 20 nm und 50 nm dicke DMS-Schicht mit ca. 5% Mn-Anteil. Die 3 nm dicke Ätzbarriere gestattet es, den DMS großflächig zu entfernen – nur kleine Gebiete (fotolithographisch definiert) in der unmittelbaren Umgebung des späteren Hall-Kreuzes werden belassen. Dies erfolgt mit Hilfe eines selektiven nasschemischen Ätzprozesses. Auf Grund der hohen Selektivität der Zitronen-

säure-Ätzmischung von GaAs gegenüber $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ mit einem Anteil von Aluminium ($x > 0,8$) [111] hat sich die 3 nm dicke Ätzbarriere als ausreichend stabil herausgestellt um 20-50 nm (Ga,Mn)As zuverlässig flächig bis zur Ätzstoppschicht abzuätzen, wie AFM-Messungen an Testproben zeigten. Anschließend werden Mesa (nasschemisch), ohmsche Kontakte (Indium – incl. Einlegieren), und Bondpads (Cr, Au) strukturiert. Zentraler Prozess ist schließlich die Herstellung der (Ga,Mn)As-Mikrostrukturen, die mit ESL und anschließendem selektiven nasschemischen Ätzen strukturiert werden. Im Bereich um die Hallsonde wird dazu ein Quadrat geschrieben, das vollständig den Bereich um die Sonden abdeckt, in dem die DMS-Schicht vorher belassen wurde. Die Teilchengengeometrie wird auch hier mit dem bei der Strukturierung der Antidots bewährten Negativ-ESL-Prozess definiert. Dazu wird dieser Bereich mit einem Vielfachen der normalen Dosis belichtet und dort das PMMA in eine unlösliche Kohlenstoff-Komplexverbindung überführt. Beim Entwickeln wird der Lack im Quadrat weggenommen; im Bereich der magnetischen Struktur bleibt der modifizierte Lack jedoch stehen. Anschließend wird mittels selektiven nasschemischen Ätzens mit einer Zitronensäuremischung die DMS-Schicht im freigelegten Bereich entfernt. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 6.4 zeigen das dann verbleibende magnetische Teilchen auf einem fertig strukturierten Sensor. Das DMS-Scheibchen besitzt einen Durchmesser von 3 μm und eine Höhe von 20 nm (DMS-Schichtdicke).

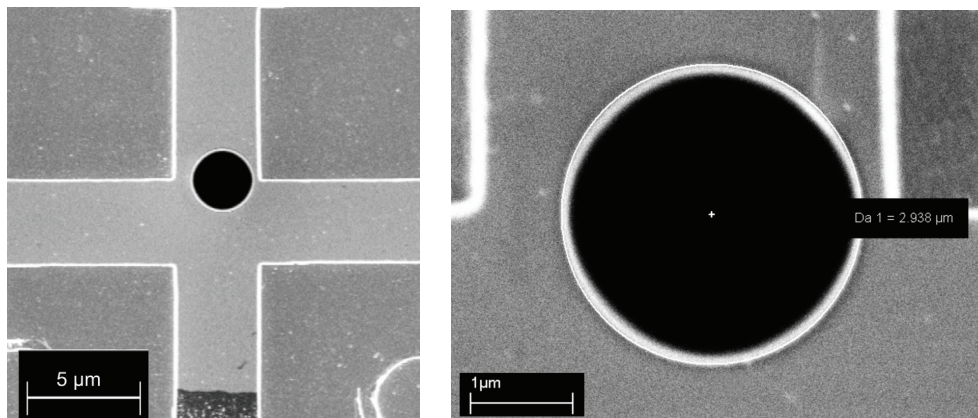


Abbildung 6.4: REM-Aufnahmen an einem fertig strukturierten DMS-Scheibchen mit etwa 3 μm Durchmesser auf einer Hallbar. Das rechte Bild zeigt den zentralen Ausschnitt des linken Bildes vergrößert und verdeutlicht, dass die vorher flächig aufgewachsene DMS-Schicht im Bereich des Hallkreuzes vollständig entfernt wurde.

Bis zum Ende der Arbeit stand jedoch noch kein derartiges Materialsystem mit einem funktionierenden 2DEG unterhalb der DMS-Schicht zur Verfügung. Als mögliche Ursache für die Störung des 2DEGs kommt eine Diffusion von Mangan-Atomen (aus dem DMS) in die darunterliegende Heterostruktur in Betracht. Bei dem verwendeten sehr flachen 2DEG kommt dieser Effekt – auf Grund des geringen Abstands zwischen hochdotiertem DMS und 2DEG – womöglich sehr stark zum Tragen [112]. Die so diffundierten Mn-Atome könnten dann in der 2DEG-Struktur als Akzeptoren fungieren und die Elektronen im 2DEG (teilweise) kompensieren und so das Elektronengas (zer)stören.

6.2 Kontaktierung von 2DHGs mit Laser

Wegen der möglichen Diffusion der Mn-Akzeptoren in das 2DEG wurde dieses durch ein zweidimensionales Lochgas (2DHG) ersetzt. Ansonsten bleibt der Aufbau wie in Abbildung 6.1 skizziert. Eventuell diffundierende Mn-Atome könnten dann im 2DHG nur zusätzliche Ladungsträger einbringen, nicht aber Ladungsträger kompensieren. Ohmsche Kontakte an 2DHG werden gewöhnlich mit Gold/Zink (Au/Zn) hergestellt. Die Temperaturen zum Einlegieren im Legierofen sind dabei nochmals deutlich höher als bei AuGe/Ni und liegen bei 500°C bei dem heißesten Schritt [113]. Hier versagt das oben vorgestellte Verfahren, weil sich ein dermaßen großer Temperaturgradient mit diesem Aufbau nicht mehr einfach realisieren lässt. Hinzu kommt als weiterer Nachteil, dass bedingt durch die Größe der Probe von ca. 7 mm die Zuleitungen sehr lang sind, was zu höheren Widerständen führt. Außerdem ist die Ausbeute nicht optimal – lediglich eine Probe mit zwei Hallkreuzen kann in einem Chipcarrier eingebaut und auf einmal (im Kryo) gemessen werden.

Auf Grund der hohen Temperaturen für das Einlegieren musste eine Alternative gefunden werden. Als vielversprechend erschien das Einlegieren mittels kurzer Laserpulse. In der Literatur fanden sich Arbeiten, bei denen bereits mit Laserannealing und verschiedenen Metallen ohmsche Kontakte zu vorwiegend hoch dotierten Halbleiterschichten erfolgreich hergestellt wurden [114,115,116,117]. Die Kontaktierung mittels Laserpulsen stellte zudem sehr gute ohmsche Kontakte in Aussicht, die herkömmlichen, thermisch einlegierten überlegen sein sollten.

Für diese Versuche, die im Rahmen dieser Arbeit auch Gegenstand einer Diplomarbeit [118] waren, stand ein gepulstes CO₂-Lasersystem zur Verfügung¹ mit einer Wellenlänge im infraroten Bereich von 9,6 µm bzw. 10,6 µm und variabler Energie. Für die Untersuchungen wurden relativ tiefe 2DHGs mit einem Abstand zur Oberfläche von 145 nm (D040617A²) und 180 nm (D040914A³) verwendet. Damit ist sichergestellt, dass das hier entwickelte Verfahren auch später für flachere Lochgase, die für die Mikro-Hall-Magnetometrie günstiger sind, funktioniert.

Die eleganteste Lösung zum Einlegieren der Au/Zn-Pads auf der ganzen Probe ist es zweifelsohne, diese ganzflächig mit einem oder mehreren Pulsen zu bestrahlen und auf Grund der unterschiedlichen Absorption gezielt die metallischen Kontaktpads stärker als das Substrat zu erhitzen und so diese einzulegieren. Dafür müsste die Energiedichte des Strahls, wie in den zitierten Arbeiten angegeben, homogen und sehr genau einstellbar sein. Das ist jedoch mit dem vorhandenen System nicht realisierbar [118].

¹ Der verwendete Laser der Arbeitsgruppe Prof. Dr. S. Ganichev, Lehrstuhl Prof. Dr. K. Renk, besitzt eine Pulsdauer von 150 ns.

² Materialeigenschaften von D040617A: $n = 3,12 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$, $\mu = 2,66 \cdot 10^5 \text{m}^2/\text{Vs}$ bei 1,4 K.

³ Materialeigenschaften von D040614A: $n = 1,83 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$, $\mu = 8,94 \cdot 10^5 \text{m}^2/\text{Vs}$ bei 1,4 K.

Stattdessen wurde die Methode so verändert, dass ein Laserpuls in unmittelbarer Nähe der Kontakte platziert wurde. Dabei zeigen sich bereits im Lichtmikroskop die Auswirkungen des Laserbeschusses. Abbildung 6.5 verdeutlicht im direkten Vergleich die Auswirkungen auf ein strukturiertes Kontaktpad (links), nachdem es einen Einlegierprozess mittels Legierofen (Mitte) bzw. mittels eines Laserbeschusses (rechts) durchlaufen hat. Während unmittelbar nach der Strukturierung die Padfläche homogen mit relativ kleinen Kristalliten überzogen ist, wachsen durch das Einlegieren im Ofen mittels des Standardprozesses¹ diese Kristallite zu etwas größeren Clustern, die aber weiterhin relativ homogen verteilt sind. Ganz anders beim lasereinlegierten Kontakt: Hier bilden sich vergleichsweise große, sehr unregelmäßig geformte Cluster. Eine Erklärung dafür ist möglicherweise in den kleinen „Pünktchen“ außerhalb des strukturierten Pads (Abbildung 6.5: rechts) zu finden. Bei diesen handelt es sich um kleine Cluster des aufgedampften Kontaktmaterials, das durch den Laserpuls auch im nahen Umfeld verteilt wird. Möglicherweise wird das Material durch den energiereichen Laserpuls kurzzeitig lokal so stark erhitzt, dass die ursprünglich geschlossene Schicht sich zu relativ großen Clustern vereinigt und einzelne Metalltröpfchen aus dem Bereich hinausgetragen werden (Laserablation). Dafür spricht auch, dass bei deutlich größeren Pulsenergien ein sehr viel größerer Anteil des Kontaktmaterials in die Umgebung getragen wird.

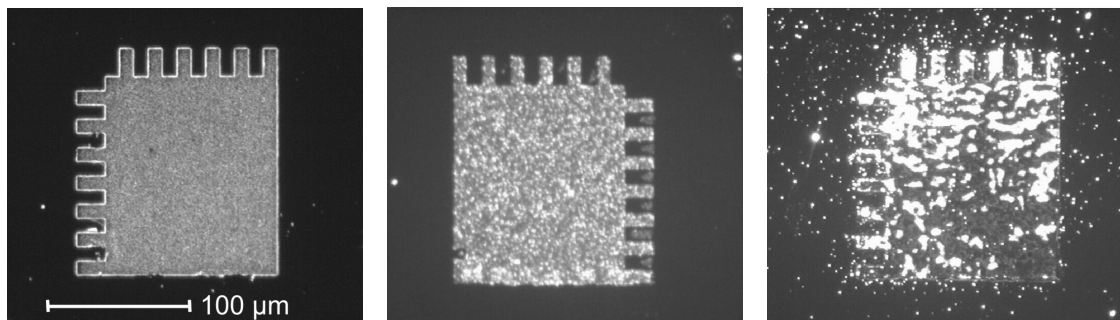


Abbildung 6.5: Auswirkungen des Einlegierens im Lichtmikroskop (Dunkelfeld) auf die Au/Zn-Kontakte. Links: Das Kontaktpad nach der Strukturierung besitzt eine homogene Struktur aus kleinen Kristalliten. Mitte: Nach dem Standardeinlegierprozess im Ofen sind die Kristallite gewachsen, aber weiterhin homogen verteilt. Rechts: Beim Einlegieren mit einem Laserpuls sind inhomogene Bereiche mit Clustern entstanden.

Die entsprechenden U-I-Kennlinien (2-Punkt-Messung) bei Raumtemperatur dokumentieren ebenfalls den Einlegiervorgang. Bei vergleichbarer Probengeometrie und gleichem Probenmaterial zeigen die Laserkontakte einen deutlich kleineren Kontaktwiderstand (siehe Abbildung 6.6) und sind damit im Ofen einlegierten Kontakten überlegen. Der Substratwiderstand kann als nahezu identisch angenommen werden, da sowohl Material als

¹ Zentraler Schritt des Einlegierens mittels eines Legierofens ist es die Probe im Legierofen für 60 Sekunden auf 500°C zu erwärmen.

auch Probengeometrie identisch sind. Der Unterschied von etwa $4\text{ k}\Omega$ im 2-Punkt-Widerstand ist damit nicht durch einen unterschiedlichen Substratwiderstand bedingt, sondern durch die Qualität der Kontakte. Dies bestätigt auch die U-I-Kennlinie im Bereich um Null: Während in der Ofenprobe noch eine deutliche Widerstandszunahme bei kleinen Spannungen unterhalb einiger 10 mV festzustellen ist, sind Anzeichen einer solchen Schottky-Barriere in der Laserprobe fast vollständig verschwunden. Einzig die Ursache für den leichten Widerstandsanstieg mit zunehmender Spannung bei den Laserkontakten bedarf einer weiteren Untersuchung und kann hier nicht schlüssig geklärt werden.

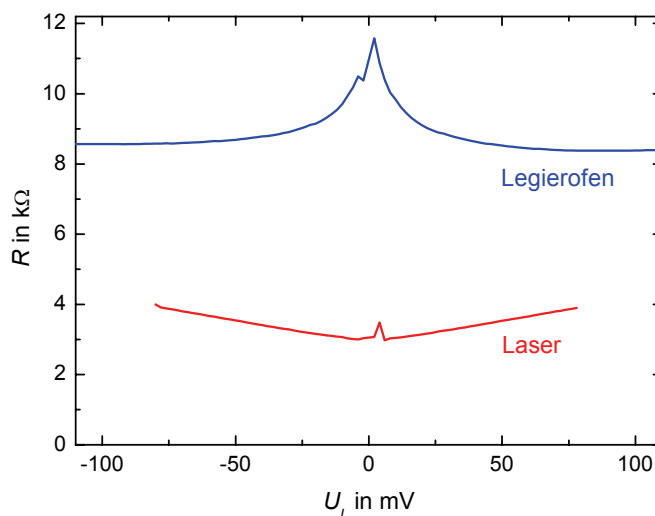


Abbildung 6.6: Vergleich der Längswiderstände von mit Legierofen bzw. Laser einlegierten Kontakten. Der deutlich geringere Widerstand bei der Laserprobe ist im Wesentlichen auf kleinere Kontaktwiderstände zurückzuführen. Dies zeigt auch das Verhalten um Null: In der Laserprobe sind praktisch keine Anzeichen einer Schottky-Barriere mehr vorhanden.

Auf Grundlage dieser Ergebnisse wurde ein spezielles Lithographie-Maskenlayout konzipiert (vergleiche Abbildung 6.7), das es einerseits erlaubt mit wenigen gezielten Pulsen (rote Symbole im Bild), in unmittelbarer Nähe der Kontakte, diese einzulegieren. Umfangreiche Tests und Messungen haben gezeigt, dass Kontakte im Umkreis von bis zu etwa 1 mm vom Laserauftreffpunkt – abhängig von der Pulsenergie – einlegiert werden können. Andererseits sind die Hallkreuze mit den DMS-Strukturen so angeordnet, dass sie zu den Kontakten eine Entfernung von mindestens 1 mm aufweisen, also insgesamt wenigstens 2 mm vom Lasertreffpunkt entfernt sind. Dadurch soll die Temperaturbelastung der DMS-Bereiche möglichst niedrig gehalten werden.

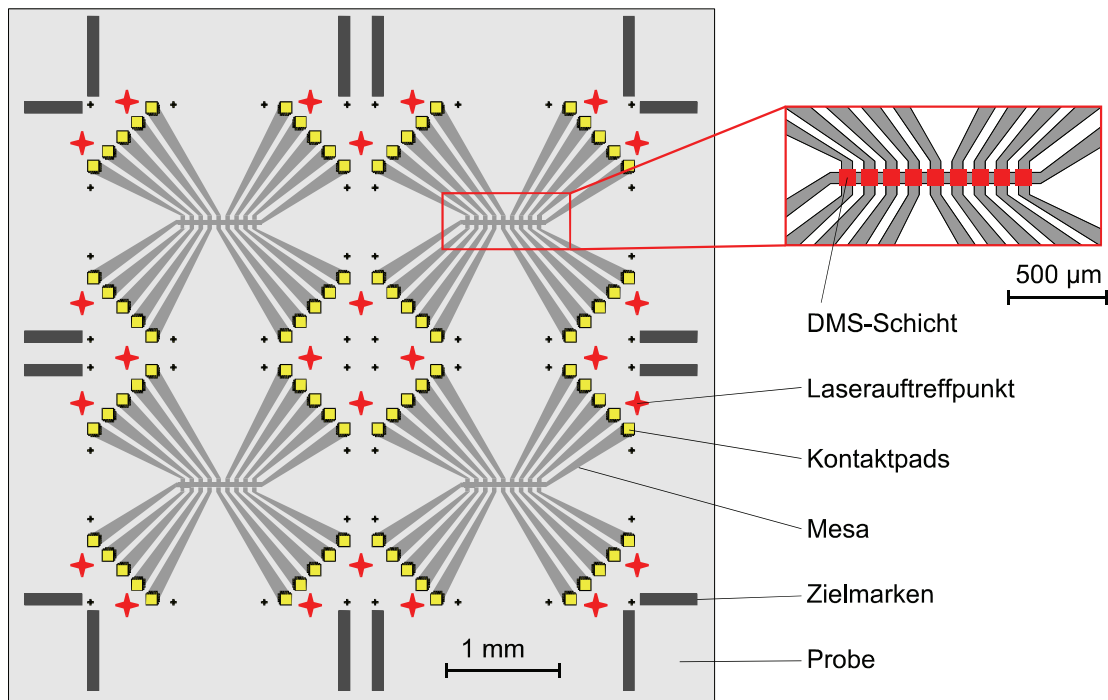


Abbildung 6.7: Design der neuen, optimierten Lithographie-Maske für das Einlegieren der Kontaktpads mit Laserpulsen. Mit Hilfe weniger gezielter Pulse (rote Symbole) ist es möglich an allen 80 Pads ohmsche Kontakte herzustellen. Der vergrößerte Ausschnitt zeigt den zentralen Bereich des Mesa mit der dort noch vorhandenen temperaturempfindlichen DMS-Schicht.

Für ein reproduzierbares Einlegieren mittels Laserpulsen ist es besonders wichtig die exakte Energie an definierten Stellen zuverlässig platzieren zu können. Durch örtliche Abweichungen der Laserpulse zeigen die Kontakte entweder einen sehr hohen Widerstand (zu großer Abstand vom Laserauftreffpunkt), werden durch direkte Treffer physikalisch zerstört oder aber erhitzen den Bereich der Hall-Sonden (DMS) zu stark. Das „Zielen“ wird daher mit Hilfe eines He-Ne-Lasers bewerkstelligt. Dessen Wellenlänge liegt im sichtbaren Bereich ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) und der Strahl wird exakt so justiert, dass er durch das gleiche Blenden- und Linsensystem exakt so läuft wie der CO_2 -Laser. Für das Positionieren wird die Probe so verschoben, dass der He-Ne-Laserstrahl (und damit auch später der CO_2 -Laserpuls) auf der gewünschten Stelle trifft. Die erreichbare Zielgenauigkeit liegt mit dieser Methode im Bereich von unter $250 \mu\text{m}$. Außerdem muss für die in Abbildung 6.7 gezeigte Probengeometrie die Energie des Pulses so optimiert werden, dass einerseits trotz einer gewissen verbleibenden Zielgenauigkeit die Kontakte zuverlässig einlegiert werden. Andererseits wird zugleich versucht eine möglichst geringe Pulsenergie zu finden, um die DMS-Bereiche auf den Hall-Sonden zu schonen. Die skizzierten Soll-Laserauftreffpunkte werden dazu mit Laserpulsen verschiedener Energie beschossen, wobei jedoch direkt benachbarte Punkte mit der gleichen Energie beschossen werden. Erste Versuche im Vorfeld konnten bereits die notwendige Energie der Laserpulse auf einen Bereich zwischen $4,7 \text{ mJ}$ bis $9,0 \text{ mJ}$ eingrenzen. Die Untersuchungen an der neuen Maskengeometrie zeigen, dass für Pulsenergien unter 7 mJ kein oder nur ein unzurei-

chendes Einlegieren der Kontakte gegeben ist. Die REM-Aufnahmen in Abbildung 6.8 a) zeigen keinerlei Veränderungen. Hier sind die Kristallite homogen verteilt und entsprechen dem Zustand, wie man ihn auch ohne Laserbeschuss vorfindet. Bei Pulsenergien von etwa 7,5 mJ bis 9,0 mJ erhält man zuverlässig einlegierte und damit ohmsche Kontakte (7,6 mJ: Bilder b) bzw. 9,0 mJ: Bilder c)). Neben den bekannten Bereichen mit Kristalliten, entstehen nun zusätzlich Inseln, in denen die Oberfläche weitaus glatter ist. Dies deutet darauf hin, dass die eigentlichen ohmschen Kontakte wohl in diesem Bereich entstehen. Das aufgebrauchte Material diffundiert hier wahrscheinlich teilweise in die Heterostruktur und schafft so den ohmschen Kontakt zum zweidimensionalen Lochgas. Für die Kontaktierung in dieser Geometrie ist damit das Energiefenster zwischen 7,6 mJ und 9,0 mJ optimal geeignet.

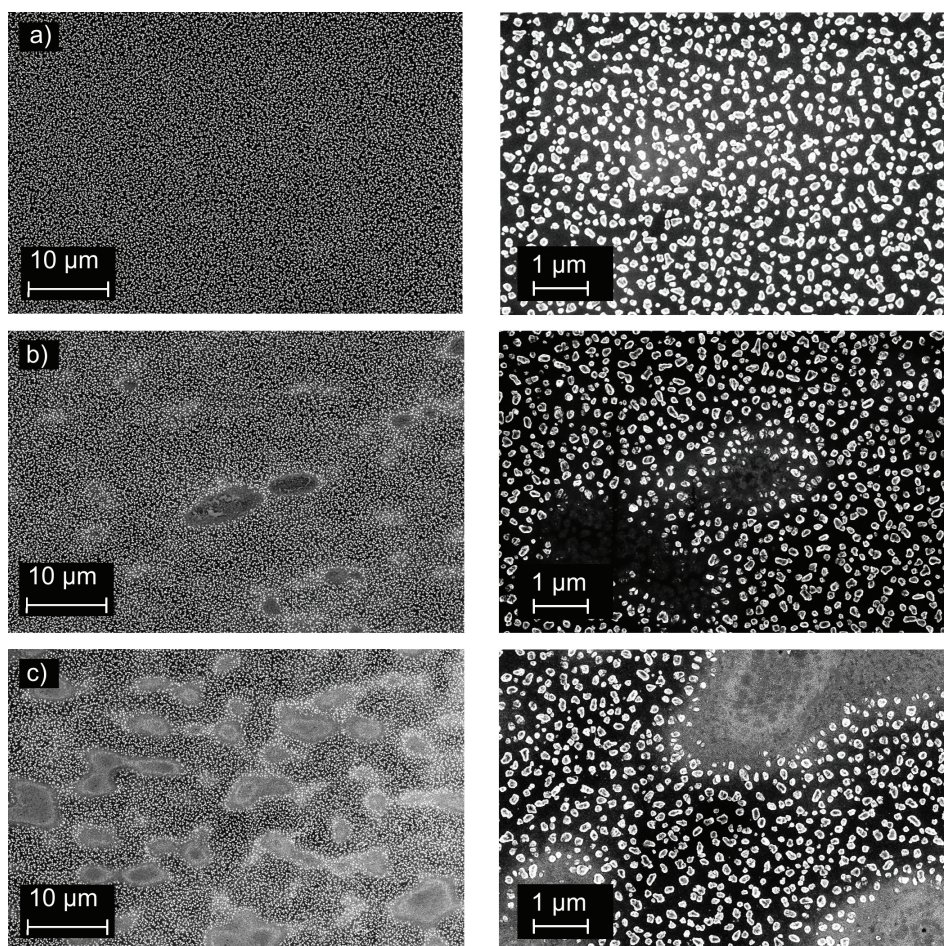


Abbildung 6.8: REM-Aufnahmen von Kontaktpads nach einmaligem Laserbeschuss. Das linke Bild zeigt jeweils ein Übersichtsbild, während das rechte einen zugehörigen Ausschnitt vergrößert abbildet. a) Laserpulsenergie von 6,0 mJ: Die Kristallite sind homogen über das ganze Pad verteilt und es besteht kein Unterschied zur Situation ohne Laserbeschuss. b) Laserpulsenergie von 7,6 mJ: Im Kontaktpad bilden sich deutlich Inseln aus, die eine offensichtlich andere Oberflächenstruktur zeigen, während sich die Struktur in der Umgebung nicht verändert. c) Laserpulsenergie von 9,0 mJ: Die Anzahl und damit der flächenmäßige Anteil dieser Inseln am Kontaktpad nimmt zu.

Wie aber beeinflussen nun derartige Laserpulse in der Nähe der Kontakte die DMS-Strukturen im Zentrum der Hall-Kreuze? Um diese Frage zu beantworten wurde die Auswirkung der Laserbehandlung auf zwei charakteristische Größen des DMS, nämlich AMR-Charakteristik und Curie-Temperatur, untersucht. Die Transportuntersuchungen erfolgten direkt an einer auf (001)-GaAs aufgewachsenen (Ga,Mn)As-Schicht mit einem Mn-Anteil von etwa 5%, das bereits eine Temperung erfahren hat (ohne darunterliegendes 2DHG). In diese 30 nm dicke DMS-Schicht wurden Multi-Hallbars strukturiert und mit Gold-Kontaktpads versehen. Auf Grund der hohen Ladungsträgerdichte der (Ga,Mn)As-Schicht bildet sich an der Grenzfläche keine Schottky-Barriere aus und damit entfällt auch das Einlegieren. Zwei nebeneinander liegende Hallbars werden so vereinzelt, dass sich die Strukturen jeweils auf der einen Seite einer etwa 3 mm langen Probe (ca. 1 mm breit) befinden. Damit kann die Geometrie der oben vorgestellten Maske nachgestellt werden. Die Hallbars sind entlang einer magnetisch leichten Richtung ausgerichtet, was für die nachfolgenden Messungen wichtig sein wird. Die beiden Proben werden wie in Abbildung 6.9 skizziert exakt parallel zueinander in einem Chipcarrier fixiert.

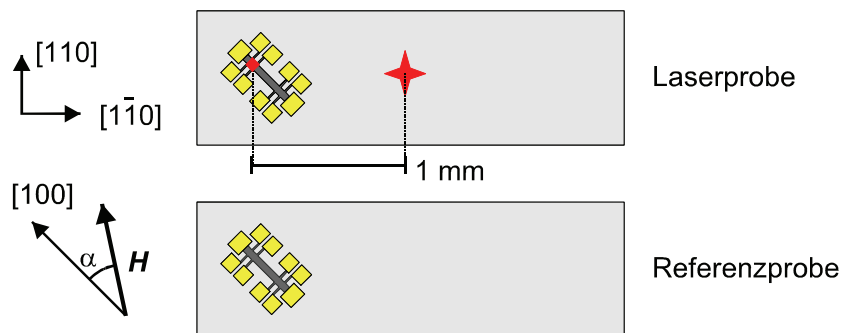


Abbildung 6.9: Beide Probenstücke werden im Chipcarrier fixiert. Wegen der starken Winkelabhängigkeit des AMR wurden beide Proben exakt parallel im Carrier fixiert und sind so in allen Messungen fest zueinander orientiert. Die Laserprobe wird sukzessive mit Laserpulsen wachsender Energie im Bereich der Markierung beschossen – die Referenzprobe bleibt unberührt. Etwaige Veränderungen in den rot unterlegten Bereichen werden mittels Magnetotransport-Messungen untersucht. Die Hallbar ist entlang einer magnetisch leichten Richtung strukturiert; die in-plane Feldrichtung wird relativ zur leichten Achse angegeben.

Während die Laserprobe nach und nach mit steigender Pulsenergie beschossen wird, dient die zweite Probe als Referenz. Durch das Vereinzeln der Proben wurde sichergestellt, dass ein Laserpuls die Referenzprobe nicht beeinflussen kann. Damit wird auch ausgeschlossen, dass eventuelle Veränderungen durch den Abkühl- und Aufwärmprozess, die dann an beiden Proben beobachtet werden könnten, irrtümlich als Folge der Laserpulse gewertet werden. Das gleiche gilt für Effekte durch nicht exakt gleiche Temperaturen beim Messen und auch für mechanisch bedingte Ungenauigkeiten beim Einstellen des Winkels relativ zum Strompfad. Die Pulse werden in einem Abstand von 1 mm zum betrachteten DMS-Bereich auf der Hallbar auf die Laserprobe abgegeben und die Geometrie ist somit mit der, in Abbildung 6.7 gezeigten, direkt vergleichbar. Zunächst wurden

beide Proben vor einem Laserbeschuss vermessen. Im Folgenden wurde die Laserprobe nacheinander mit einer Pulsenergie von 7 mJ bis 9 mJ beschossen und zwischendurch jeweils vermessen. Der Energiebereich stimmt mit dem oben gefundenen Bereich überein, der bei dieser Geometrie zuverlässig ohmsche Kontakte erzeugt.

Für ein umfassendes Verständnis etwaiger Veränderungen am DMS-Material werden hier zunächst charakteristische Features im Längswiderstand anhand von Abbildung 6.10 diskutiert, wie sie sich bei der oben vorgestellten Messung vor dem Laserbeschuss ergeben. Die Messungen wurden winkelabhängig an den oben beschriebenen (Ga,Mn)As-Hallbars durchgeführt (siehe Abbildung 6.9). Die magnetisch leichten Achsen liegen bei $T = 4,2$ K – also deutlich unterhalb von $T_c/2$ – annähernd senkrecht zueinander in der Schichtebene (siehe Abschnitt 1.6). Der hier exemplarisch diskutierte Winkel α zwischen Stromrichtung (eine leichte Achse) und in-plane-Magnetfeld beträgt bei dieser Messung 57° . Die Messdaten bzw. die Orientierung von Strom-, Magnetisierungsrichtung und externem Feld sind in Abbildung 6.10 bzw. Abbildung 6.11 gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, dass auch in (Ga,Mn)As ein AMR-Effekt (Sprünge) zusammen mit einem negativen Magnetowiderstand (NMR) auftritt, d.h. der Widerstand nimmt mit steigendem Magnetfeld ab [119]. Im gesättigten Zustand¹ ist die Magnetisierung entlang des äußeren Magnetfeldes ausgerichtet (a)². Mit abnehmendem externen Feld dreht sich die Magnetisierung langsam in die nächstgelegene magnetisch leichte Richtung (b). Die Magnetisierung ist entlang der [010]-Richtung orientiert und damit senkrecht zur Stromrichtung. Aus dem langsamen Drehen des Magnetisierungsvektors resultiert eine kontinuierliche Zunahme des Längswiderstands. Erst im Gegenfeld ändert sich die Magnetisierungsrichtung erneut. Der sprunghafte Übergang (erstes Schalten) erfolgt in die nächste leichte Richtung (c) und ist damit antiparallel zur Stromrichtung. Wird das Gegenfeld weiter vergrößert ändert der Magnetisierungsvektor erneut sprunghaft seine Richtung (zweites Schalten) parallel zu [010]. Im weiteren Verlauf des Sweeps dreht er wieder langsam in die Richtung des externen Feldes. Beim Rücksweep ergibt sich die Ummagnetisierung entsprechend. Die Feldwerte beider Sprünge bzw. deren Veränderung werden im Folgenden für eine Beurteilung der Auswirkungen des Laserbeschusses auf das DMS-Material herangezogen.

¹ Die Probe wurde vor den jeweiligen Sweeps bei einem Magnetfeld von 1 T aufmagnetisiert.

² Die Buchstaben (a), (b), (c), (d) und (e) beziehen sich hier auf die in Abbildung 6.10 entsprechend gekennzeichneten Bereiche, sowie auf das jeweilige Teilbild in Abbildung 6.11.

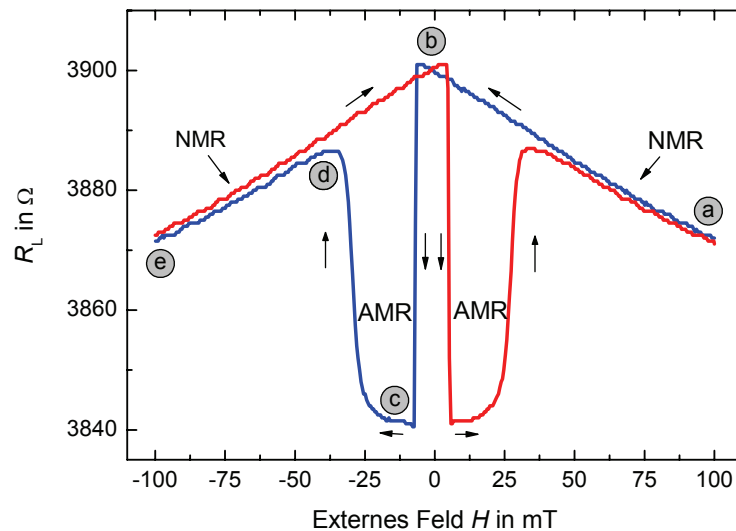


Abbildung 6.10: Längswiderstand einer entlang einer leichten Richtung strukturierten (Ga,Mn)As-Hallbar in Abhängigkeit von einem externen in-plane Magnetfeld ($T = 4,2\text{ K}$). Dieses ist um 57° relativ zur Stromrichtung orientiert. Die entsprechenden Magnetisierungskonfigurationen sind in Abbildung 6.11 skizziert.

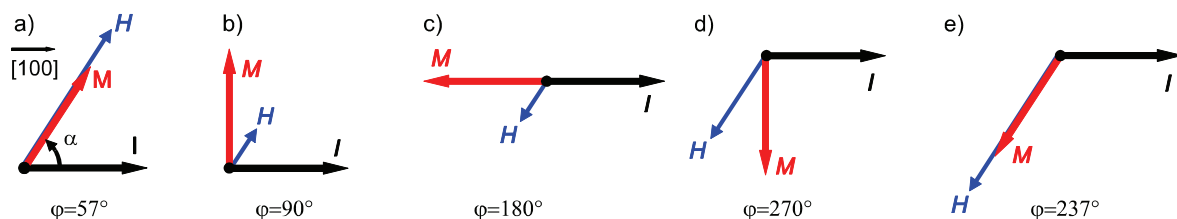


Abbildung 6.11: Veranschaulichung der Orientierung der Magnetisierung für Abbildung 6.9. Der Stromfluss erfolgt entlang einer leichten Richtung. Bei großen Feldern ist die Magnetisierung parallel zum externen Feld ausgerichtet (Sättigung). Die Ummagnetisierung erfolgt schrittweise über leichte Richtungen (Teilbilder b), c) und d)) bis die Magnetisierung schließlich wieder entlang des externen Feldes liegt (Teilbild e)) – siehe dazu Graph in Abbildung 6.10.

Auf die Laserprobe wurde jeweils ein Puls mit definierter Energie abgegeben und anschließend Laser- und Referenzprobe wieder gemeinsam vermessen. Die Längsspannungen der entsprechenden Sweeps sind in Abbildung 6.12 für die Laserprobe bzw. im Inset für die Referenzprobe aufgetragen. Dabei ist der besseren Übersichtlichkeit wegen nur jeweils der Down-Sweep dargestellt und außerdem wurde der Einfluss des NMR abgezogen. Die Ausgangssituation zeigt die blauen Kurve, die den Daten aus Abbildung 6.10 entsprechen. Bei der Laserprobe ändert sich der Widerstand geringfügig nach dem ersten Puls (7 mJ) und nach dem zweiten Puls (9,2 mJ). Allerdings liegen die Änderungen stets unter 1,5% und fallen damit nur unwesentlich größer aus als bei der Referenzprobe. Außerdem ist keine kontinuierliche Tendenz beobachtbar, d.h. bei beiden Proben fällt nach dem ersten Puls der Längswiderstand leicht ab, während er nach dem zweiten Puls

über den ursprünglichen Wert wieder ansteigt. Die Tatsache, dass auch bei der Referenzprobe der Widerstand genauso steigt bzw. fällt, deutet auf die unvermeidlichen kleinen Unterschiede beim wiederholten Einbau der Probe in den Kryostaten hin. Ein wichtiges Indiz dafür, dass sich die magnetischen Eigenschaften des DMS nicht verändert haben, sind die Schaltfelder, die durch die Laserpulse unverändert bleiben. Zusätzlich zeigt die Auswertung der winkelabhängigen Messungen, wie sie in Abbildung 6.13 dargestellt ist, dass sich auch bei verschiedenen Winkeln die Schaltfelder nicht ändern. Im Graphen sind die Schaltfelder der Laserprobe vor den Laserpulsen mit der Situation nach den beiden Pulsen mit 6,0 mJ und 9,2 mJ direkt gegenübergestellt. Zur Bestimmung der Schaltfelder sei Folgendes angemerkt: In unmittelbarer Nähe der leichten Achsen (0° und 90°) findet insbesondere das zweite Schalten weniger abrupt statt. Für die Bestimmung der Schaltfelder wurde deshalb die Mitte des Übergangs verwendet. Die experimentell erhaltenen Schaltfelder zeigen in beiden Messungen den gleichen Verlauf. Insgesamt deuten alle bisher erzielten Ergebnisse darauf hin, dass die magnetischen Eigenschaften durch die Laserpulse mit einer Energie von maximal 9,2 mJ unverändert bleiben.

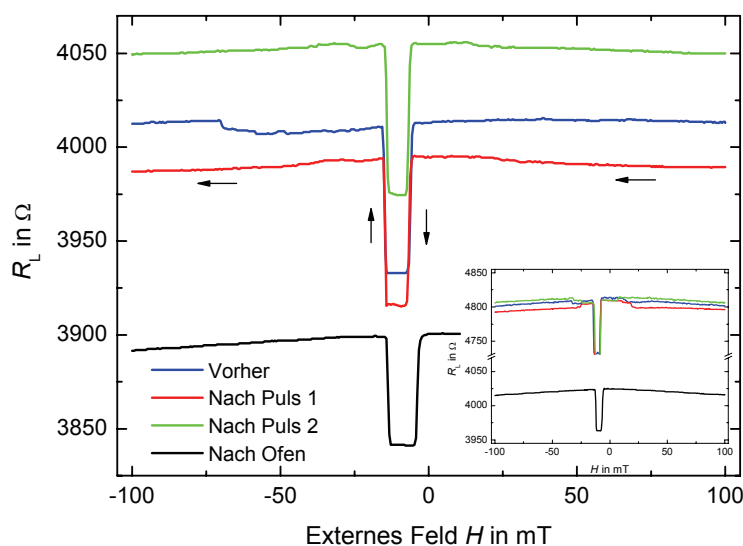


Abbildung 6.12: Längswiderstand mit den charakteristischen Sprüngen bei einem in-plane-Magnetfeld mit $\alpha = 57^\circ$. Die vier Kurven zeigen den Widerstand der Laserprobe jeweils nach den einzelnen Schritten. Das Inset zeigt die parallel dazu gemessenen Daten der Referenzprobe.

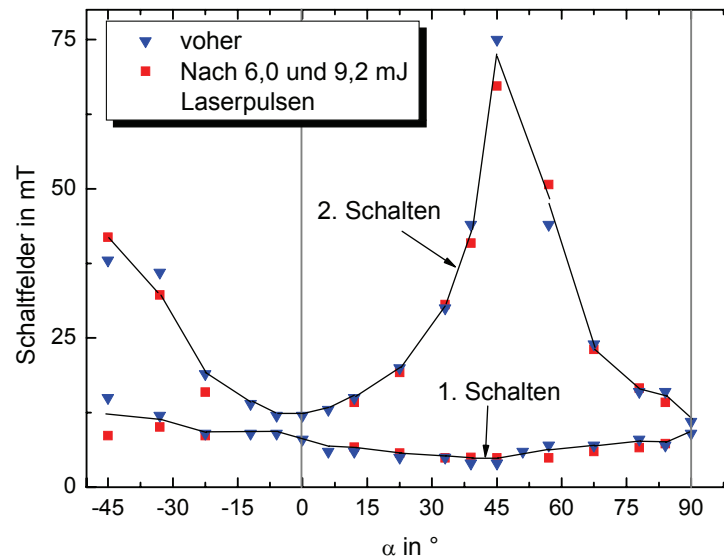


Abbildung 6.13: Abhängigkeit der beiden Schaltfelder vom Winkel α zwischen Strompfad und externem Magnetfeld vor den Laserpulsen (rot) und nach den beiden Laserpulsen mit 6,0 mJ und 9,2 mJ. Die Messpunkte aus allen Messungen zeigen den gleichen Verlauf, was darauf hindeutet, dass die magnetischen Eigenschaften sich durch den Laserbeschuss nicht verändern. Die schwarzen Linien dienen der besseren Visualisierung. Die vertikalen Linien (0° und 90°) kennzeichnen die magnetisch leichten Richtungen.

Ein Tempern im Ofen bei 250°C für eine Stunde ändert dagegen den Widerstand der Referenzprobe um etwa 20% und den der Laserprobe um etwa 3%. Zudem vollzieht sich bei der Laserprobe das erste Schalten danach bereits bei einem kleineren Gegenfeld, was eine Änderung der magnetischen Eigenschaften belegt. Eine derartige Verschiebung ist auch bei der Referenzprobe zu beobachten, ist jedoch dort nicht so deutlich ausgeprägt. Anschließend wurde die Probe 60 Minuten im Ofen bei 300°C getempert. Dieser Schritt soll zeigen, inwieweit Längswiderstand und Schaltfelder den bekannten negativen Einfluss dieser Behandlung auf die ferromagnetischen Eigenschaften eines DMS widerspiegeln. Im direkten Vergleich der Längswiderstände vor und nach dem 300°C -Schritt zeigen sich bei beiden Proben sehr deutliche Unterschiede. Dies belegt exemplarisch der Graph für $\alpha = 67,5^\circ$ in Abbildung 6.14. Die beobachteten charakteristischen Sprünge wurden zu deutlich kleineren Feldwerten verschoben: Während sie vorher bei 6 mT bzw. 24 mT lagen, erfolgen die Sprünge nach dem Tempersschritt mit 300°C bereits bei etwa 1 mT bzw. 10 mT. Auch der Widerstand in Sättigung sinkt annähernd auf ein Drittel ab. Außerdem ist die Signatur für ferromagnetisches Verhalten in der Abkühlkurve jetzt nicht mehr beobachtbar, so dass die Änderungen im Magnetowiderstand eindeutig mit einer Veränderung der magnetischen Eigenschaften der (Ga,Mn)As-Schicht korreliert sind.

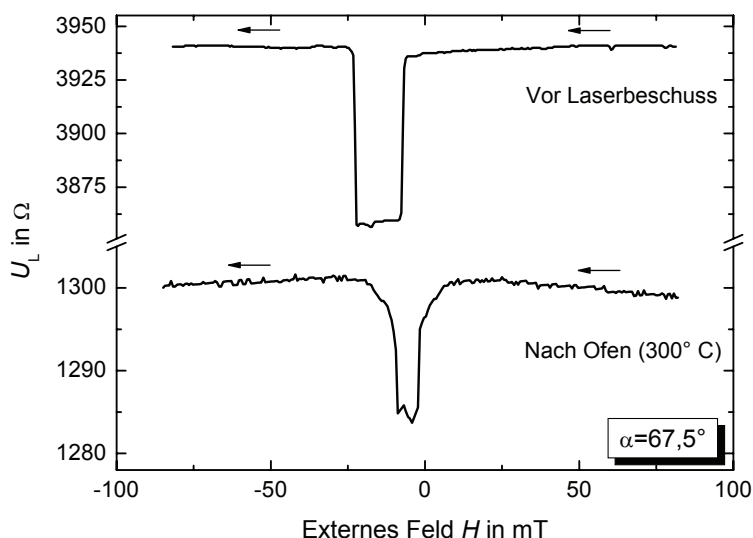


Abbildung 6.14: Vergleich der Längsspannung vor und nach dem Temperschritt im Ofen bei 300°C für 60 Minuten (Down-Sweep) für $\alpha = 67,5^\circ$: Die Schaltfelder verschieben sich durch die Temperaturbehandlung zu deutlich kleineren Feldern und auch der Längswiderstand sinkt deutlich ab auf etwa ein Drittel des Ausgangswertes. Beide Effekte weisen auf deutliche Veränderungen in der DMS-Schicht hin.

Dazu wurde parallel zur Bestimmung der Schaltfelder jeweils auch die Curie-Temperatur beider Proben während des gemeinsamen Abkühlvorgangs bestimmt (vergleiche Abschnitt 1.6.2). Die Entwicklung von T_C durch die Laser- und Temperschritte zeigt Abbildung 6.15. Ausgehend von einer kritischen Temperatur von etwa 94 K ist durch den ersten Laserpuls mit 7,0 mJ diese bei beiden Proben nur unwesentlich gestiegen. Nach dem zweiten Laserpuls ist ein etwas größerer Anstieg zu beobachten, auf knapp 100 K. Allerdings zeigt auch die Referenzprobe einen identischen Anstieg und somit ist diese Veränderung auf eine Veränderung der Proben durch den wiederholten Abkühlvorgang oder eine geringfügig andere Abkühlgeschwindigkeit zurückzuführen. Erst nachdem beide Proben bei 250°C für 60 Minuten im Ofen waren, steigt die Curie-Temperatur sehr deutlich auf über 110 K an. Hier war auch bereits oben eine Änderung in der Charakteristik der Längsspannung erkennbar. Die deutlich gestiegene Curie-Temperatur wird auf Temperprozesse zurückgeführt. Dabei diffundieren Manganatome, die Zwischengitterplätze (doppelte Donatoren) besetzt hatten, zur Oberfläche und können so die Löcher nicht länger kompensieren. Damit steigen sowohl die effektive Lochdichte als auch die Sättigungsmagnetisierung deutlich an [120]. Bis jetzt sind die strukturellen Faktoren jedoch immer noch weitgehend unklar, die zu der Ausbildung ferromagnetischer Ordnung besonders beitragen bzw. sie behindern.

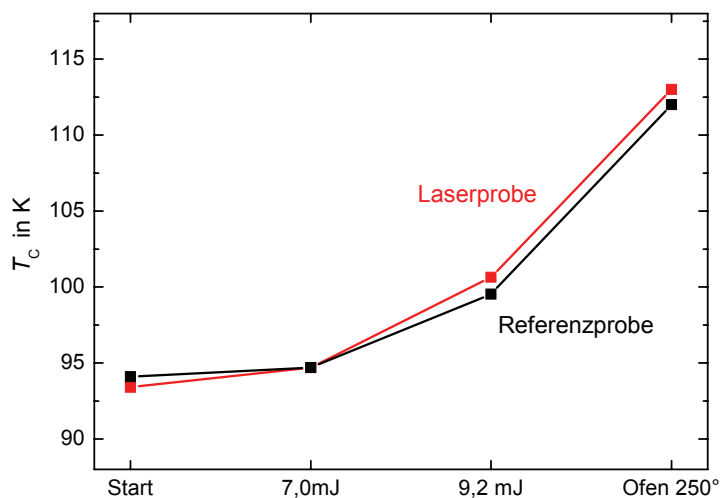


Abbildung 6.15: Entwicklung der Curie-Temperatur der Laserprobe im direkten Vergleich mit der Referenzprobe. Der Ausgangszustand zeigt die Werte für beide Proben – auch die Laserprobe hat hier noch keinen Puls gesehen. Der Laserpuls mit 7,0 mJ ändert offensichtlich T_C nicht und auch nach dem 9,2 mJ Puls wurde bei beiden Proben die gleiche Curie-Temperatur gemessen. Der absolut etwas höhere Wert muss daher auf die Details der Messung zurückgeführt werden. Erst nach dem Tempern beider Proben im Ofen steigt die charakteristische Temperatur deutlich auf nahezu 115 K an.

Die Ergebnisse aus der AMR-Charakteristik und der Veränderung der Curie-Temperatur lassen auch bei einer Laserpulsenergie von 9,2 mJ, wie sie für das Einlegieren der Kontakte mehr als ausreichend ist, keine Veränderungen an der DMS-Schicht erkennen. Somit ist diese Methode hervorragend dafür geeignet, die Mikro-Hall-Magnetometrie an DMS-Strukturen voranzutreiben und die Ummagnetisierungsvorgänge an Mikrostrukturen aus (Ga,Mn)As zu studieren.

Zusammenfassung und Ausblick

Gegenstand dieser Arbeit war es die am Lehrstuhl bereits etablierte Mikro-Hall-Magneto-metrie anzuwenden und weiterzuentwickeln, um das Ummagnetisierungsverhalten verschiedener ferromagnetischer Teilchen zu studieren. Ein Ziel bestand darin, Scheiben mit künstlich eingebrachten Defekten auf ihre Tauglichkeit als Speicherbaustein in einem Massenspeicher zu untersuchen. Die untersuchten Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 500 nm und einer Dicke von 30 nm enthalten zwei Defekte deren Abstand variiert wurde. Der Vortextkern kann bei dieser Geometrie – durch ein externes Magnetfeld – an jeweils einen der Defekte gepinnt werden, so dass zwei stabile remanente Zustände existieren. Für einen möglichen Einsatz als Massenspeicher stand die systematische Untersuchung sowohl der Streuung der Schaltfelder, als auch die Reproduzierbarkeit der Schaltfelder im Vordergrund. Für statistisch aussagekräftige Untersuchungen wurde – neben umfangreichen Mikro-Hall-Messungen – eine größere Anzahl solcher Strukturen auch mittels LTEM untersucht. Unabhängig vom Abstand der Defekte wurde eine sehr große Streuung der Schaltfelder festgestellt, die aber offenbar nicht durch erkennbare geometrische Auffälligkeiten bedingt ist, sondern aller Wahrscheinlichkeit nach auf kleine individuelle Defekte in der Struktur und kleine Abweichungen von der idealen Form zurückzuführen sind. Diese Erklärung ist auch konsistent mit der Feststellung, dass das Depinningfeld jeder einzelnen Scheibe in einer Vielzahl aufeinanderfolgender Sweeps sehr gut reproduzierbar ist. Ferner wurde der Einfluss der Packungsdichte auf die Schaltfelder untersucht. Eventuelle Unterschiede in den Schaltfeldern bei verschiedenen Abständen der Strukturen sind im Vergleich zur großen Streuung innerhalb eines Arrays zu klein und damit nicht signifikant. Erste zeitaufgelöste Untersuchungen mittels PEEM zum Umschalten zwischen den beiden remanenten Zuständen zeigen die prinzipielle Eignung dieser Untersuchungsmethode, konnten jedoch – aufgrund eines apparativen Optimierungsbedarfes speziell für das dynamische Schalten – noch nicht die Dynamik aufzeigen.

Den zentralen Abschnitt der Arbeit stellt die Untersuchung deutlich kleinerer Strukturen dar, die im Bereich der Phasengrenze zwischen remanentem Vortextzustand und Single-Domain-Zustand liegen. Dabei ist die exakte Platzierung der Scheibe auf dem Sensor, sowie die Größe des Sensors entscheidend, um das Streufeld des ferromagnetischen Teilchens detektieren zu können. Als Hallsensoren konnten hier neben den bewährten GaAs/AlGaAs-2DEGs auch extrem flache 2DEGs, die auf AlGaSb/InAs basieren, erfolgreich eingesetzt werden. Die hier untersuchten Permalloy-Scheiben besitzen einen minimalen Durchmesser von 90 nm. Bei einer Scheibenhöhe von 10 nm ergibt sich sowohl bei bestehenden theoretischen Arbeiten, als auch bei den hier durchgeführten Simulationen die Phasengrenze des Übergangs zwischen remanentem Vortextzustand und Single-Domain-Regime bei einem Durchmesser von etwa 100 nm. Auch Kontrollexperimente in einem konstanten, rotierenden Magnetfeld $H \geq H_{SW}$ zeigen, dass die Magnetisierung die-

sem externen Feld folgt und weisen damit ebenfalls auf einen eindomänen Zustand hin. Damit wurde die Ummagnetisierung zwischen den beiden remanenten Zuständen polykristalliner Single-Domain-Scheiben aus Permalloy erstmals mittels Mikro-Hall-Magnetometrie an einzelnen Strukturen beobachtet. Im Experiment zeigen auch Mikro-Hall-Messungen an Scheiben mit einem Durchmesser von 115 nm noch rechteckige Ummagnetisierungskurven, wie man sie für eindomänige Teilchen erwartet. Und selbst Scheiben mit einem Durchmesser im Bereich von 165 nm weisen teilweise noch einen abrupten Übergang auf, der einem eindomänen Verhalten sehr nahe kommt. Auch für nominell identische, eindomänige Scheiben wurde eine große Variation der Schaltfelder festgestellt, die durch einen geringfügigen Unterschied im Durchmesser der Scheiben nicht erklärt werden kann. Kleinste Störungen, Defekte und Abweichungen von der kreisrunden Scheibenform können sich hier aufgrund des insgesamt sehr kleinen magnetischen Volumens sehr stark auf den Ummagnetisierungsprozess auswirken und so das Schaltfeld entscheidend beeinflussen. Auch in mikromagnetischen Simulationen gelangt man im eindomänen Bereich – abhängig von der verwendeten Software – zu unterschiedlichen Schaltfeldern, wobei die experimentell beobachteten Werte innerhalb dieses Bereiches liegen.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit bestand darin, die Mikro-Hall-Magnetometrie auf die Untersuchung von (Ga,Mn)As-Mikro- und Nanostrukturen auszuweiten. Bisher wurden die ferromagnetischen Strukturen erst zum Schluss auf den fertigen Sensor aufgebracht. Im Gegensatz dazu wird die DMS-Schicht unmittelbar auf die Sensorstruktur aufgewachsen und sieht so alle Prozessschritte. Aufgrund der Temperaturempfindlichkeit dieses Materials musste der Herstellungsprozess des Hallsensors und der magnetischen DMS-Struktur stark modifiziert werden. Das 2DEG wurde durch ein 2DHG ersetzt, weil offenbar ein Teil der p-Dotierung der DMS-Schicht – während dem Wachstum – nach unten diffundiert und oberflächennahe 2DEGs unbrauchbar macht. Für die Untersuchung von DMS-Strukturen mittels Mikro-Hall-Magnetometrie wurde ein Maskendesign entwickelt, das Kontaktflächen und DMS-Strukturen räumlich trennt. Für die Kontaktierung des 2DHGs werden lokal kurze Infrarot-Laserpulse in der Nähe der Kontaktflächen platziert. Die Parameter für das Laserannealing konnten soweit optimiert werden, dass einerseits niederohmige ohmsche Kontakte entstehen, andererseits aber die Temperaturbelastung des ferromagnetischen Materials soweit reduziert werden konnte, dass die magnetischen Eigenschaften des DMS unverändert bleiben. Die Untersuchungen an mikrostrukturierten DMS-Teilchen versprechen interessante Erkenntnisse, weil sich die Materialeigenschaften, wie Kristallanisotropien und Sättigungsmagnetisierung, mit der Temperatur sehr stark ändern.

In der vorliegenden Arbeit konnte erstmals mit Mikro-Hall-Magnetometrie das Umschalten einzelner, eindomäner Py-Scheiben beobachtet werden. Um die Variation der Schaltfelder zu verkleinern, sollten in Zukunft kleine Strukturen mit einer Vorzugsrichtung – entweder mittels Formanisotropie oder Kristallanisotropie – untersucht werden. Im Bereich der verdünnt magnetischen Halbleiter steht die Mikro-Hall-Magnetometrie noch am Anfang. Mit den hier geschaffenen Voraussetzungen lassen sich die komplexen magnetischen Eigenschaften dieser Materialien auch mit dieser Methode untersuchen.

Anhang A: Strukturierungsparameter

Im Folgenden sind die notwendigen Prozessschritte mit allen zugehörigen Parametern für die Herstellung der unterschiedlichen Proben detailliert angegeben.

Herstellung der GaAs-Hallsonden

Vorarbeiten

Schutzbelackten Wafer ritzen und brechen in ca. 5 x 5,5 mm große Probenstücke, Rückseite von Ga-Resten (MBE) befreien

- HCL-Dip (35%) 60°C, ca. 2 min, je nach Verschmutzung
- Abspülen in DI-Wasser, Trockenblasen mit Stickstoff

Standardreinigung

- Aceton Reinigungskaskade: 30 s mit Ultraschall, 20 s, 10 s, dazwischen jeweils mit Aceton abspritzen
- Propanolbad, Abspritzen mit Propanol, Trockenblasen mit Stickstoff
- Dieser Vorgang wird im folgenden mit SR abgekürzt

Entfernen des natürlichen Oxids an der Probenoberfläche

- HCL-Dip: HCl (35%) : H₂O = 1 : 1: 30 s
- Trockenblasen mit Stickstoff, anschließend sofort belacken

Mesa-Strukturierung

- Standardreinigung (SR): Reinigungskaskade bestehend aus drei Acetonbädern (beim ersten zusätzlich mit Ultraschall unterstützt) und einem Propanolbad; danach wird die Probe mit Stickstoff trocken geblasen.
- Belacken mit Photoresist AR-P 374 (Allresist GmbH) mit 6000 U/min, 30 s ergibt Lackdicke von ca. 1 µm
- Softbake: Hotplate 90°C, 4 min
- Belichten mit Mesa-Strukturen für 30 s (Mask-Aligner)

- Entwickeln: AR 300-26 Developer : H₂O = 1 : 3: 30 s
- Hardbake: Hotplate 110°C, 3 min
- Nasschemisches Ätzen
Essigsäure : H₂O₂ : H₂O im Verhältnis 5 : 1 : 5:
Ätzdauer 20 s ergibt eine Äztiefe von ca. 60 nm
Stoppen in Reinstwasser, Trockenblasen mit Stickstoff

Ohmsche Kontakte (Metallisierung I)

- SR, Belacken und Softbake wie Mesa-Strukturierung
- Belichten mit Kontaktpads mit Kammstruktur (minimieren Kontaktwiderstand)
- Entwickeln wie oben
- Aufkleben auf Probenhalter
- HCL-Dip: HCl (35%) : H₂O = 1 : 1 für 30 s
- Trockenblasen mit Stickstoff
- Unmittelbarer Einbau in Aufdampfanlage vom Typ Univex und evakuieren der Anlage
- Aufdampfen eines Zweischichtsystems (Univex): Basisdruck: $4,5 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - a) Gold-Germanium Eutektikums (Massenverhältnis: Au : Ge = 88 : 12): 150 nm
(Aufdampfrate: 0,2 nm/s)
 - b) Nickel: 40 nm Dicke (Aufdampfrate: 0,05 nm/s)
- Lift-Off in Aceton: ca. 5 min
- Einlegieren der aufgebrachtten Schichten in einem Legierofen unter Formiergasatmosphäre (90% Stickstoff, 10% Wasserstoff):

| | | |
|-------|-------|--|
| 350°C | 120 s | unter Formiergasfluss |
| 420°C | 20 s | Formiergasatmosphäre bei einem niedrigen Druck |
| 50°C | 2 s | unter Formiergasfluss |

Bondpads, Justiermarken, Gatefinger (Metallisierung II)

- SR (ohne Ultraschall)
- Lithographieschritte wie beim Strukturieren der ohmschen Kontakte
Belichten mit Kontaktpads, Justiermarken, Gatefingern
- Aufdampfen eines Zweischichtsystems (Univex): Basisdruck: $4,5 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - a) Chrom: 10 nm (Aufdampfrate: 0,03 nm/s)
 - b) Gold: 100 nm Dicke (Aufdampfrate: 0,2 nm/s)
- Lift-Off in Aceton: ca. 10 min

Strukturierung der Justiermarken für die nachfolgenden ESL-Schritte

SR (ohne Ultraschall)

- Belacken mit PMMA (Polymethylmethacrylat - Plexiglas) 950 k, 4% aufgeschleudert wie folgt:
3000/0/5 s und unmittelbar anschließend 8000/9/30 s, wobei der Übergang zwischen den beiden Schleuderstufen langsam erfolgt (Beschleunigung 9). Bei jeder Stufe werden zwei Tropfen PMMA genau auf die Mitte der Probe gegeben.
Ausbacken des Lacks: Hotplate für 7 min bei 150°C
Lackdicke liegt bei etwa 250 nm.
- ESL mit Rasterelektronenmikroskop Topcon SM510 oder LEO SUPRA 35
 - Beschleunigungsspannung: HV = 25 kV
 - Arbeitsabstand: WD = 11 mm
 - Probenstrom ca. 15 pA
 - Flächendosis: 220 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$
 - Schreibe je ein Quadrat an den Ecken der Hall-Kreuze
- Entwickeln
 - MIBK (Isobutylmethylketon) : Propanol im Verhältnis 1 zu 3 für 2 min
 - Propanol, 1 min; jeweils unter ständiger Bewegung
 - Trockenblasen mit Stickstoff
- Ätzen mit Plasmalab 80+ der Firma Oxford
 - Reaktivgas: SiCl_4 15 sccm
 - 60 W Plasmaleistung
 - 15 mTorr Anlagendruck
 - Dauer 3 min; Ätztiefe beträgt ca. 250-350 nm/min
- PMMA strippen in Aceton (65°C)
- Letzte PMMA-Reste mittels Plasmaveraschen (Sauerstoff-Plasma) entfernen: 3 s bei 30% Leistung und 2 mbar.

Einengung der Hallkreuze auf sub- μm Bereich

SR (ohne Ultraschall)

- Belacken mit PMMA 950k, 4% und Ausheizen wie oben
- ESL mit Rasterelektronenmikroskop LEO Supra 35
 - Vorgehen wie oben
 - Einengung der Kreuze auf 500 nm bis 1 μm
- Entwickeln
 - MIBK: Propanol im Verhältnis 1 zu 3: 2 min unter leichter Bewegung

- Propanol, 1 min; jeweils unter ständiger Bewegung
- Trockenblasen mit Stickstoff
- Ätzen mit Plasmalab 80Plus der Firma Oxford:
 - Prozess wie oben
 - Dauer 45s; sehr flaches Ätzen: Ätztiefe beträgt ca. 50 nm/min
- PMMA strippen in Aceton (65°C)
- Letzte PMMA-Reste mittels Plasmaveraschen (Sauerstoff-Plasma) entfernen: 3 s bei 30% Leistung

Aufbringen der ferromagnetischen Strukturen

- Belacken mit einem Doppelschichtsystem bestehend aus PMMA 50 k, 3% und 950 k, 1%; Vorgehen wie oben
Nach dem Ausheizen (7 min bei 150°C) und einer einer Abkühlphase von 10 min wird die zweite Schicht auf die gleiche Weise aufgebracht. Die Lackdicke des so hergestellten Schichtsystems liegt bei etwa 200 nm.
- ESL mit Rasterelektronenmikroskop LEO Supra 35
 - Beschleunigungsspannung: HV = 25 kV
 - Arbeitsabstand: WD = 11 mm
 - Probenstrom: ca. 15 pA (7,5 µm-Blende)
 - Pixelspacing: 5 nm
 - Flächendosis: je nach Größe der Struktur etwa 750 µC/cm²
- Entwickeln mit Propanol
 - Dauer: 2,5 min (Ultraschall oder Bewegung von Hand)
 - Trockenblasen mit Stickstoff
- Aufdampfen eines Zweischichtsystems (Univex): Basisdruck: ca. $1 \cdot 10^{-6}$ mbar
 - Vorgettertern mit Titan: Vakuum $5 \cdot 10^{-7}$ mbar
 - Permalloy mit entsprechender Schichtdicke (10 -30 nm) bei 0,03 nm/s
 - Titan (e-gun): 5 nm – Abdeckung als Oxidationsschutz
- Lift-Off im heißen Aceton: ca. 1 h, eventuell wenige Sekunden Ultraschall

Aufbringen des Gates (Metallisierung III)

- SR (ohne Ultraschall)
- Lithographieschritte, siehe Einengung der Hallbars: Belichten mit Gates: 25 s
- Aufdampfen im Hochvakuum (Univex):
Au 100 nm (Aufdampftrate: 0,2 nm/s)
- Lift-Off im heißen Aceton: einige Minuten

Weitere Prozessierung

Ritzen, Brechen

- Schutzbelacken mit ARP 3740
- Ritzen und Brechen in einzelne Mesa-Strukturen
- SR (ohne Ultraschall)

Einkleben in Chipcarrier, Bonden

- Einkleben in Chipcarrier mit PMMA
- Hotplate 20 s, 150°C
- Bonden der einzelnen Proben mit Golddraht
- Aufbewahrung der Proben im Exsikator

Membranen für LTEM-Untersuchungen

- Aufkleben wenigstens zweier zusammenhängender Membranen auf ein raues Glasplättchen mit Gatanwachs auf der Hotplate bei 150°C
- Aufschleudern PMMA 50k 6% und 950k 2%:
Parameter: 3000/0/5s und 8000/9/30s
- Softbake je Lackschicht 6 min bei 150°C, dazwischen 6 min abkühlen
Nach dem Aufschleudern der 2. PMMA-Schicht beim Ausbacken sofort Glasplättchen entfernen und Probe direkt auf Heizplatte legen
- Elektronenstrahlolithographie
EHT=25KV, WD=11 mm, 7,5 µm-Blende, Flächendosis 380 µC/cm², Punktdosis 1800 fC
- Entwickeln: MIBK : Propanol = 1:32 min; Propanol 1 min
- Univex: Aufdampfen bei Basisdruck von etwa 10⁻⁷ mbar: Py 30 nm+ Titan ca. 2 nm aufdampfen
- Lift-Off (<10 min) – nicht zu lange, sonst stürzen die PMMA-Säulchen ein; kein Ultraschall
- Univex: Aufdampfen Aluminium 8 nm (alternativ: Titan 3 nm): Probe wird großflächig mit leitfähigem Material abgedeckt, um im TEM Aufladungen zu vermeiden.

Die Membranen werden im REM und in der Aufdampfanlage nur leicht auf Kohlenstoffklebepads aufgebracht. Dies ermöglicht einen Druckausgleich in den Vakuumkammern und verhindert so das Aufreißen der Membran.

Strukturierung der PEEM-Proben

- Semiisolierendes GaAs-Substrat mit einer Größe von 16 mm x 6 mm verwenden.
- SR mit Ultraschall
- Belacken mit Photoresist AR-P 3740 (Allresist GmbH) mit 6000 U/min, 30 s ergibt Lackdicke von ca. 1 μm
- Softbake: Hotplate 90°C, 5 min
- Belichten mit Wellenleiter-Stripline für 30 s (Mask-Aligner)
- Entwickeln in Mischung aus AR 300-26 Developer und H₂O im Verhältnis 1 : 3 für 30 s
- Univex
Vorsputtern mit Argon-Ionen bei 2 KV und einem Strom von 20 mA für 30 s
Aufdampfen: Au 200 nm, Palladium 20 nm, Al 1,5 nm
- Lift-Off mit Ultraschall unterstützt bis Stripline frei liegt
- SR, Aufschleudern PMMA 50k 6% und 950k 2%
Parameter: 3000/0/5s und 8000/9/30s
- Softbake je Lackschicht 7 min bei 150°C, dazwischen 10 min abkühlen
- Elektronenstrahlithographie
EHT=25KV, WD=11 mm, 7,5 μm -Blende, Flächendosis 80 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$, Punktdosis 240 fC für Quervernetzung PMMA
- Entwickeln ETX : Methanol = 3:7, Methanol für jeweils 10 s, Propanol für 30 s
- Univex: Basisdruck von etwa 10^{-7} mbar
Aufdampfen: Py 30 nm bei einer Rate von 0,4 nm/s, abdecken mit Al 1,5 nm
- Lift-Off
- Schutzbelacken & Softbake
- Ränder der Probe entfernen (ritzen und brechen) auf 15 mm x 6 mm
- Aufkleben auf PEEM-Platine mit Gatanwachs (150°C)
- Bonden mit Aluminiumdraht je nach Probenhalter und Messung
- Lagerung im Exsikator bis zur Messung

Anhang B: LLG Edge Correction

In diesem Abschnitt wird erläutert, welche Einstellungen gegenüber einer „normalen“ Simulation verändert werden müssen, damit die Zusatzoption der *Edge Correction* richtig angewandt wird. Zur besseren Vorstellung ist in Abbildung B.1 ein Screenshot der Softwareumgebung gezeigt. Die Oberfläche unterteilt sich im Wesentlichen in drei verschiedene Fenster, die unterhalb der Menü- und Werkzeugleiste angeordnet sind. Links oben findet sich das Eingabefenster (EF), das in zahlreiche Tabs unterteilt ist und die allermeisten Simulationsparameter beherbergt. Achtung: Nahezu alle Änderungen werden erst mit dem Bestätigen durch „Accept Changes“ im jeweiligen Tab in die Software übernommen! Darunter schließt sich das Kontrollfenster zum Setzen der Einstellungen für die Hilfsmittel an. Und schließlich rechts neben beiden findet sich das Visualisierungsfenster. Zunächst müssen im „Main“ (EF) unter „Structure Properties“ die beiden Optionen „Layer“ und „PosDep“, sowie anschließend im „Boundary“ (EF) die Option „Shaped Boundary“ aktiviert werden. Hierauf sind bei „Layer Properties“ (EF) die entsprechenden Materialparameter einzugeben. Für Permalloy ist dies: $M_S = 800$, $A = 1,3$ und sämtliche Anisotropieenergien wurden hier Null gesetzt – polykristallines Material. Zusätzlich müssen im Bereich „Layer Selector“ Werte gesetzt werden: 1 N Layer, 1 Layer # und 30 thick (nm). Die Werte im konkreten Fall bedeuten, dass es sich nur um eine ferromagnetische Schicht mit einer Gesamtdicke (nicht Zelldicke) von 30 nm handelt. Gleich nebenan werden für die beiden A_{ij} der Materialparameter A gesetzt und mit „Load Layer Properties“ übernommen. Anschließend geht es daran, die Probengeometrie für die Simulation zu definieren. Im „Main“ (EF) wird zunächst „Commit Size“ aktiviert und anschließend der Button „PosDep“ betätigt. Im sich öffnenden Zeicheneditor kann die entsprechende Probengeometrie direkt auf dem gelb dargestellten Gitternetz im Visualisierungsfenster gezeichnet werden. Im konkreten Fall soll ein Kreis über alle Layer hinweg gezeichnet werden, der im Inneren mit magnetischem Material belegt ist. Zunächst werden dazu im linken Fenster folgende Einstellungen gesetzt: „Fill Mask Region“ auf „External“ und „Mask Properties“ auf „Turn Cells Off“. Diese Einstellungen haben zur Folge, dass das Innere der gezeichneten Form mit magnetischem Material belegt wird und die Zellen außerhalb deaktiviert werden. Damit die Form auf alle Layer angewendet wird, ist die Einstellung „Layer Fill“ auf „All Layers“ zu setzen. Zum Zeichnen steht in der Werkzeugleiste u.a. auch eine Kreisform zur Verfügung. Damit wird nun ein Kreis auf das Gitternetz gezeichnet. Da der Editor kein nachträgliches Ziehen bzw. Vergrößern/Verkleinern mittels Maus unterstützt, kann die Struktur (Mauszeiger auf der Form) durch Aufrufen des Kontextmenüs und „Edit Selected Region Coordinates“ entsprechend modifiziert werden. Speziell für eine Anwendung der Eckenkorrektur muss am Rand des Netzes noch jeweils ein Rand von etwa einer Zelle verbleiben. Ist der Kreis wunschgemäß definiert, so wird mittels Kontextmenü „Fill Selected Region“ ausgewählt. Alle Zellen außerhalb des Kreises sind danach blau gefärbt und nur die

definierte Form verbleibt gelb. Nachdem alle Voraussetzungen geschaffen sind, folgt nun der entscheidende Schritt für die Randkorrektur. Diese wird im Kontextmenü mit „Specify Selected Region For Edge Correction: Inside“ ausgewählt und aktiviert. Daraufhin wird der vormals stufige Rand der Form mit kleineren, unregelmäßigen Formen deutlich glatter, auch optisch werden diese Randzellen angezeigt. Bevor eine weitere Form gezeichnet wird muss der Fokus von der vorigen mit „Clear Selected Region“ entfernt werden; die Form wird dadurch nicht gelöscht. Der Vollständigkeit wegen soll noch erwähnt werden, dass auch Löcher gezeichnet und auch deren Ränder entsprechend korrigiert werden können. Das Zeichnen funktioniert analog, allerdings muss die Einstellung „Fill Mask Region“ auf „Internal“ gesetzt werden. Anschließend werden mit „Fill Selected Region“ die Zellen innerhalb der Fläche deaktiviert. Die Eckenkorrektur erfolgt hier mit „Specify Selected Region For Edge Correction: Outside“.

Die Software bietet auch die Möglichkeit Formen abzuspeichern, allerdings wird damit lediglich die geometrische Form abgespeichert, nicht aber die beschriebenen Zuweisungen und Einstellungen. Ist die Geometrie der Struktur inklusive Randkorrektur bestimmt, so kann die Simulation wie gewohnt gestartet werden.

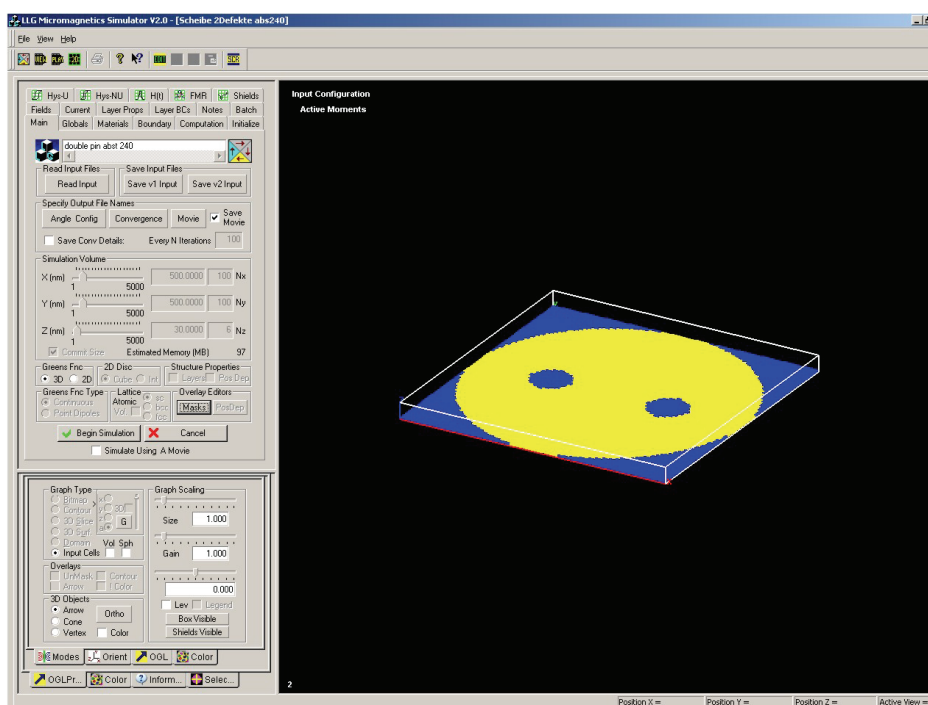


Abbildung B.1: Oberfläche der LLG-Simulationssoftware im Überblick, die sich in drei Fenster aufteilt: Links oben befindet sich das Eingabefenster (EF), links unten ein Kontrollfenster zum Einstellen der Hilfsmittel und rechts neben den beiden das Visualisierungsfenster (schwarz hinterlegt).

Literaturverzeichnis

- [1] Jean Baptiste Du Halde: Description de la Chine, 1736.
- [2] D.P. Stern: Was wusste man vor Gilbert über Magnete und die Kompassnadel, <http://www.phy6.org/earthmag/Dto1600.htm>, deutsche Bearbeitung: S. Friedel, Universität Leipzig.
- [3] Gordon E. Moore: Cramming more components onto integrated circuits, *Electronics* **38** (8), (1965).
- [4] M. Rahm: Mikro-Hall-Magnetometrie an ferromagnetischen Nanoscheiben, Dissertation, Universität Regensburg, 2004.
- [5] S. Datta, B. Das: Electronic analog of the electro-optic modulator, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [6] G. Schmidt, L.W. Molenkamp, G.W. Bauer: Electrical injection of spin polarized electrons into GaAs, *Materials-Science-and-Engineering-C*, **15**, 83-8 (2001).
- [7] Ch. Kittel: Einführung in die Festkörperphysik, 12. Auflage, Oldenbourg Verlag, München u. a., 1999.
- [8] N.W. Ashcroft, N.D. Mermin: Festkörperphysik, Oldenbourg Verlag, München u. a., 2001.
- [9] D. Jiles: Introduction to magnetism and magnetic materials, Chapman and Hall, London, 1991.
- [10] A. Hubert, R. Schäfer: Magnetic Domains, Springer Verlag, Berlin u. a., 1998.
- [11] A.H. Morrish: The Physical Principles of Magnetism, 2. Auflage, John Wiley & Sons, New York u. a., 1966.
- [12] L.P. Williams: Ampere's electrodynamic molecular model, *Contemp. Phys.* **4**, 113-123 (1962).
- [13] P. Weiss: L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété, *J. de Phys. Rad.* **6**, 661-690, 1907 (The hypothesis of the molecular field and the property of ferromagnetism).
- [14] W. Heisenberg: Zur Theorie des Ferromagnetismus, *Z. Phys.* **49**; 619-636 (1928).
- [15] V.L. Moruzzi, J.F. Janak, A.R. Williams: Calculated Electronic Properties of Metals, Pergamon Press, New York, 1978.

- [16] P. Weiss, G. Foex: *Le Magnétisme*, Armand Colin, Paris, 1926.
- [17] F. Bloch: Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika, *Z. Phys. Lett.* **65**, 78-80 (1989).
- [18] M. Louis Néel: Énergie des parois de Bloch dans les couches minces, *C. T. Acad. Sci.* **241**, 533-536 (1955).
- [19] Y. Martin, H.K. Wickramasinghe: Magnetic imaging by 'force microscopy' with 1000 Å resolution, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455–1457 (1987).
- [20] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores, *Science* **298**, 577–580 (2002).
- [21] W. Scholz, K. Yu. Guslienko, V. Novosad, D. Suess, T. Schrefl, R.W. Chantrell, J. Fidler: Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots, *J. Magn. Magn. Mat.* **266**, 155–163 (2003).
- [22] M. R. Scheinfein, s. <http://llgmicro.home.mindspring.com>.
- [23] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey: Statics and fast dynamics of nanomagnets with vortex structure, *J. Magn. Magn. Mat.*, **261**, 178-189 (2003).
- [24] R.P. Cowburn, D.K. Koltsov, A.O. Adeyeye, M.E. Welland, D.M. Tricker: Single-Domain Circular Nanomagnets, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042–1045 (1999).
- [25] J. Kin Ha, R. Hertel, J. Kirschner: Configurational stability and magnetization processes in submicron permalloy disks, *Phys. Rev. B* **67**, 064418 (2003).
- [26] H. Kronmüller, M. Lambeck: *Magnetismus in Festkörpern*, in W. Raith (Hrsg.): *Festkörper (Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6)*, W. de Gruyter, Berlin/New York, 1992.
- [27] K.Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi: Magnetisation reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays, *Phys. Rev. B*, **65**, 024414 (2001).
- [28] K.Y. Guslienko, K.L. Metlov: Evolution and stability of a magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under applied field, *Phys. Rev. B* **63**, 100403 (R) (2001).
- [29] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth: A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *Philos. Trans. R. Soc. London*, **A240**, 599-642 (1948).
- [30] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, Armin Segmüller, L.L. Chang, L. Esaki: Diluted magnetic III-V semiconductors, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1849–1852 (1989).
- [31] H. Ohno: Making Nonmagnetic Semiconductor Ferromagnetic, *Science* **281**, 951 (1998)

- [32] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand: Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors, *Science* **287**, 1019 (2000).
- [33] F. Matsukura: Transport properties and origin of ferromagnetism in (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. B* **57**, 4 (1998).
- [34] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura: Hole-mediated ferromagnetism in tetrahedrally coordinated semiconductors, *Phys. Rev. B* **63**, 195205 (2001).
- [35] K.W. Edmonds et al.: Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 037201 (2004).
- [36] M. Adell et al.: Postgrowth annealing of (Ga,Mn)As under As capping : An alternative way to increase T_C , *Appl. Phys. Lett.* **82**, 2287 (2005).
- [37] K.Y. Wang, R.P. Campion, K.W. Edmonds, M. Sawicki, T. Dietl, C.T. Foxon and G.L. Gallagher: Magnetism in (Ga,Mn)As thin films with T_C up to 173K, *AIP Conf. Proc.* **772**, 333 (2005).
- [38] K. Sato, P.H. Dederichs and H. Katayama-Yoshida: Curie temperatures of III-V diluted magnetic semiconductors calculated from first principles, *Europhys. Lett.* **61**, 403 (2003).
- [39] A. Shen et al.: Epitaxy of (Ga, Mn)As, a new diluted magnetic semiconductor based on GaAs, *J. Cryst. Growth* **175/176**, 1069 (1997).
- [40] T. Foxon, Presentation: Ferromagnetic Semiconductors, International Workshop on Spin Phenomena in Reduced Dimensions, Regensburg, 2005.
- [41] T. Shono, T. Hasegawa, T. Fukumura, F. Matsukura, H. Ohno: Observation of magnetic domain structure in a ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As with a scanning Hall probe microscope, *Appl. Phys. Lett.* **77**(9), 1363-1365 (2000).
- [42] U. Welp et al.: Magnetic Domain Structure and Magnetic Anisotropy in $Ga_{1-x}Mn_xAs$, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 167206 (2003).
- [43] T. Dietl: Persönliche Mitteilung, Oktober 2003.
- [44] W. Thomson: On the electro-dynamic qualities of metals: effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron, *Proc. Roy. Soc.*, **8**, 546 (1857).
- [45] R.P. Hunt: A Magnetoresistive Readout Transducer, *IEEE. Trans. Magn.* **7**, 150 (1971).
- [46] R. Groß, A. Marx: Grundlagen der Magnetoelektronik, Vorlesungsskript (WS 2000/2001) TU München, Garching, 2004.
- [47] M. Döppe: Persönliche Mitteilung, 2006.

- [48] A. Van Esch: Interplay between the magnetic and transport properties in the III-V diluted magnetic semiconductor $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, *Physical Review B* **56**, 20 (1997).
- [49] D. Neumaier: Quanteninferenzeffekte in ferromagnetischen Halbleitern, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [50] Y. Li, P. Xiong, S. von Molnar, S. Wirth, Y. Ohno, H. Ohno: Hall magnetometry on a single iron nanoparticle, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4644–4646 (2002).
- [51] L. Theil Kuhn, A.K. Geim, J.G.S. Lok, P. Hedegard, K. Ylänen, J.B. Jensen, E. Johnson, P.E. Lindelof: Magnetisation of isolated single crystalline Fe-nanoparticles measured by a ballistic Hall micro-magnetometer, *Eur. Phys. J. D* **10**, 259–263 (2000).
- [52] C. Mitzkus: Transportuntersuchungen an dichtemodulierten zweidimensionalen Elektronensystemen, Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [53] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik – Einführung in die Grundlagen*, 4. Auflage, Springer Verlag, Berlin u. a., 1995.
- [54] S. Datta: *Electronic Transport in Mesoscopic Systems*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [55] C.W.J. Beenakker, H. van Houten: Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures, in: H. Ehrenreich, D. Turnbull (eds.): *Solid State Physics*, Volume **44**, Academic Press, San Diego, 1991, S. 1-228.
- [56] K. Kopitzki: *Einführung in die Festkörperphysik*, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.
- [57] M. Rahm: Herstellung und Charakterisierung ferromagnetischer Nanostrukturen mittels Mikro-Hall-Magnetometrie, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [58] N. Haned, M. Missous: Nano-tesla magnetic field magnetometry using an InGaAs-AlGaAs-GaAs 2DEG Hall sensor, *Sensors-and-Actuators-A-Physical*. **A102(3)**: 216-22, 2003.
- [59] H. Sghaier, L. Sfaxi, L. Bouzaiene, H. Maaref: Sensitivity enhancement of Al-GaAs/GaAs heterojunction-based Hall sensor designed for low magnetic field measurements, *Sensors-and-Actuators-A-Physical*. **A113(2)**: 147-50, 2004.
- [60] F. Kohlrusch: *Praktische Physik*, Band **2**, 24. Auflage, B.G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1996.
- [61] F.M. Peeters, X.Q. Li: Hall magnetometer in the ballistic regime, *Appl. Phys. Lett.*, **72(5)**, 572-574 (1998).
- [62] X.Q. Li, F.M. Peeters: Scattering on circular inhomogeneous magnetic field profiles in an electron waveguide junction, *Superlatt. Microstr.*, **22(2)**, 243-248 (1997).

- [63] A. Thiaville, L. Belliard, D. Majer, E. Zeldov, J. Miltat: Measurement of the stray field emanating from magnetic force microscope tips by Hall effect microsensors, *J. Appl. Phys.*, **82**(7), 3182-3191 (1997).
- [64] M.L. Roukes, A. Scherer, S.J. Allen, Jr., H.G. Craighead, R.M. Ruthen, E.D. Beebe, and J.P. Harbison: Quenching of the Hall Effect in a one-dimensional Wire, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(26), 3011-3014 (1987).
- [65] C.J.B. Ford, S. Washburn, M. Büttiker, C.M. Knoedler, J.M. Hong: Influence of geometry on the Hall effect in ballistic wires, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(23), 2724-2727 (1989).
- [66] B. Herold: Hall-Magnetometrie, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2005.
- [67] S.J. Bending, A. Oral: Hall effect in highly inhomogeneous magnetic field distribution, *J. Appl. Phys.*, **81**(8), 3721-3725 (1997).
- [68] S. Liu, H. Guillou, A.D. Kent, G.W. Stupian, M.S. Leung: Effect of probe geometry on the Hall response in an inhomogeneous magnetic field: A numerical study, *J. Appl. Phys.*, **83**(11), 6161-6165 (1998).
- [69] I.S. Ibrahim, V.A. Schweigert, F.M. Peeters: Diffusive transport in a Hall junction with a microinhomogeneous magnetic field, *Phys. Rev. B*, **57**(24), 15416-15427 (1998).
- [70] H. Guillou, A.D. Kent, G.W. Stupian, M.S. Leung: Geometries for high spatial resolution Hall probes. *J. Appl. Phys.*, **93**(5): 2746-51 (2003).
- [71] R.L. Willett, J.W.P. Hsu, D. Natelson, K.W. West, L.N. Pfeiffer: Anisotropic Disorder in High-Mobility 2D Heterostructures and Its Correlation to Electron Transport, *Phys. Rev. Lett.*, **87**(12) 126803 (2001).
- [72] Y. Takagaki, T. Kosugi, K. Gamo, S. Namba, K. Murase: Effect of low-temperature photoconduction on the depletion width in GaAs-AlGaAs wires, *Semicond. Sci. Technol.*, **5**, 634 (1990).
- [73] K.K. Choi, D.C. Tsui, K. Alavi: Experimental determination of the edge depletion width of the two-dimensional electron gas in GaAs/Al_xGa_{1-x}As, *Appl. Phys. Lett.*, **50**(2), 110-112 (1987).
- [74] T. Schweinböck: Raster-Hall-Mikroskopie, Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [75] J. Stahl: InAs-Sonden für die Raster-Hall-Mikroskopie, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2001.
- [76] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss: Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks, *J. Appl. Phys.* **88**(7), 4437-4439 (2000).

- [77] U. Hartmann: High-resolution magnetic imaging based on scanning probe techniques, *J. Magn. Magn. Mat.*, **157-158**, 545-549 (1996).
- [78] J. Zweck, B.J.H. Bormans: The CM30 Lorentz Lens, *Philips Electron Optics Bulletin* **132**, 1-8 (1992).
- [79] J.N. Chapman, M.R. Scheinfein: Transmission electron microscopies of magnetic microstructures, *J. Magn. Magn. Mat.*, **200**, 729-740 (1999).
- [80] M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, Th. Haug, J. Zweck: Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders, *J. Appl. Phys.* **92**, 1466–1472 (2002).
- [81] M.R. Scheinfein, J.L. Blue: Micromagnetic calculations of 180° surface domain walls, *J. Appl. Phys.* **69**, 7740 (1991).
- [82] M.R. Scheinfein, E.A. Price, LLG Micromagnetics Simulator 2.0, User Manual, 2000.
- [83] J. Kin Ha, R. Hertel, J. Kirschner: Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks, *Phys. Rev. B*, **67**, 224432-1-9 (2003).
- [84] M.E. Schabes, H.N. Bertram: Magnetization processes in ferromagnetic cubes, *J. Appl. Phys.* **64**, 1347 (1988).
- [85] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, H.A. Padmore: Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics, *Science* **304**, 420-4 (2004).
- [86] H. Stoll, A. Puzic, B. van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Höllinger, C. Back, D. Weiss, G. Denbeaux: High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures, *Appl. Phys. Lett.* **84** (17), 3328-3330 (2004).
- [87] J. Raabe, C. Quitmann, C.H. Back, F. Nolting, S. Johnson, C. Buehler: Quantitative Analysis of Magnetic Excitations in Landau Flux-Closure Structures Using Synchrotron-Radiation Microscopy, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 217204 (2005).
- [88] K. Perzmaier, M. Buess, C.H. Back, V.E. Demidov, B. Hillebrands, S.O. Demokritov: Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure, *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 057202/1-4 (2005).
- [89] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, G. Materlik: Absorption of Circularly Polarized X Rays in Iron, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 737-740 (1987).
- [90] C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma, and S. Modesti: Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the $L_{2,3}$ edges of nickel, *Phys. Rev. B* **42**, 7262–7265 (1990).
- [91] S. Eisebitt: Zirkulardichroismus in der Rumpfaborption, in: Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.): *Magnetische Schichtsysteme*, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung 1999, Band 2, Jülich, 1999.

- [92] N. Friedenberger, Nanosekundenaufgelöste Röntgen-Photoemissionselektronen-Mikroskopie, „Pump-Probe“-Experimente in der Physik der kondensierten Materie, Hauptseminar, Universität Duisburg-Essen, 2004.
- [93] J. Raabe, PSI Villigen: Persönliche Mitteilungen, 2006.
- [94] J. Raabe: Mikromagnetische Untersuchungen an ferromagnetischen Nanostrukturen, Dissertation, Universität Regensburg, 2003.
- [95] R.P. Taylor, P.T. Coleridge, M. Davies, Y. Feng, J.P. McCaffrey, P.A. Marshall: Physical and electrical investigation of ohmic contacts to AlGaAs/GaAs heterostructures, *J. Appl. Phys.* **76**, 7966–7972 (1994).
- [96] U. Graumann, MPI Stuttgart, unveröffentlicht, 1998.
- [97] M. Schneider: Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens von polykristallinen Mikro- und Nanostrukturen aus Permalloy mit der Lorentz-Transmissionsmikroskopie, Dissertation, Universität Regensburg, 2002.
- [98] D. Widmann, H. Mader, H. Friedrich: Technologie hochintegrierter Schaltungen, 2. Auflage, Springer Verlag, 1996.
- [99] W. Daumann: InP-Kurzkanal-Heterostruktur-Feldeffekttransistoren mit elektronenstrahldefinierten Gate-Kontakten, Dissertation, Universität Duisburg, 2000.
- [100] M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, D. Weiss: Multistable switching due to magnetic vortices pinned at artificial pinning sites, *Appl. Phys. Lett.* **85**(9): 1553-5 (2004).
- [101] M. Rahm, J. Stahl, D. Weiss: Programmable logic elements based on ferromagnetic nanodisks containing two antidots, *Appl. Phys. Lett.* **87**(18), 182107 (2005).
- [102] A. Resch: Mikro-Hall-Magnetometrie an magnetischen Nanostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [103] T. Limmer: In situ TEM-Messungen zur Schaltfeldstärke gepinnter Vortices, Diplomarbeit: Universität Regensburg, 2006.
- [104] A.R. Pereira: Hysteresis trace in cylindrical magnetic nanoparticles with individual defects, *J. Appl. Phys.* **97**, 094303, 2005.
- [105] S. Komineas: Persönliche Mitteilung, 2005.
- [106] L. Reimer: Transmission Electron Microscopy, Springer-Verlag, Berlin, 1997.
- [107] J. Zweck: Persönliche Mitteilung, 2006.
- [108] K.Yu. Guslienko, X.F. Han, D.J. Keavney, R. Divan, and S.D. Bader: Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).

- [109] R. Höllinger: Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen, Dissertation Universität Regensburg, 2004.
- [110] Martin Heumann: Elektronenholografie an magnetischen Nanostrukturen, Dissertation, Universität Regensburg, 2005.
- [111] S. Kreuzer: Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiterbarrieren, Dissertation, Universität Regensburg, 2001.
- [112] J. Sadowski: Persönliche Mitteilung, 2005.
- [113] M. Zitzlsperger: Kommensurabilitätsexperimente mit GaAs(311) A-Lochgasen, Dissertation, Universität Regensburg, 2000.
- [114] P. Sircar, M. Aubin: Pulsed UV Laser processed Gold and Aluminium ohmic contacts on n+-GaAs, Phys. Stat. Sol. (a) **85**, 649 (1984).
- [115] W.T. Anderson jr., A. Christou, J.F Giuliani: Laser annealed Ta/Ge and Ni/Ge ohmic contacts to GaAs, IEEE Electron Device Letters **2**, 5, 115-117 (1981).
- [116] H.S. Tan, S.C. Ng and K.Y. Yan: A comparative study on the production of ohmic contacts on Si by pulsed laser irradiation and by furnace heating, Department of Physics, National University of Singapore in J. Phys. **3**, 1, 63-73 (1986).
- [117] P. Sircar: Laser and furnace annealed Au, Ag, and Al ohmic contacts on n+-GaAs, Revue Phys. Appl. **22**, 967-969 (1987).
- [118] S. Leicher: Untersuchungen zur Mikro-Hall-Magnetometrie an (Ga,Mn)As-Strukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [119] H.X. Tang, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, M.L. Roukes: Giant Planar Hall Effect in Epitaxial (Ga,Mn)As Devices, Phys. Rev. Lett. **90**, 107201 (2003).
- [120] K.W. Edmonds, P. Bogusławski, K.Y. Wang, R.P. Campion, S.N. Novikov, N.R.S. Farley, B.L. Gallagher, C.T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, J. Bernholc: Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As, Phys. Rev. Lett. **92**(3), 037201 (2004).

Dank

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen herzlich bedanken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben:

- Prof. Dr. Dieter Weiss für die Betreuung der Arbeit und die gewährte Freiheit eigene Ideen und Vorstellungen umzusetzen. Bei deren Realisierung stand er mir stets mit Rat und Tat zur Seite. Vielen Dank!
- Prof. Dr. Josef Zweck dafür, dass wir das TEM nutzen durften und für aufschlussreiche Diskussionen.
- Prof. Dr. Werner Wegscheider und dem Forschungszentrum IMEC (Belgien), die die begehrten zweidimensionalen Ladungsträgersysteme zur Verfügung stellten.
- Prof. Dr. Sergey Ganichev für die Bereitstellung des CO₂-Lasersystems.
- Der Firma nanonic und damit besonders Josef Biberger und Ralph Pulwey für die schnelle Implementierung von besonderen Features in die ESL-Software und für den ausgiebigen Erfahrungsaustausch. Aber auch für ausgiebige Diskussionen zu jeder Tages- und Nachtzeit, die nicht nur im Bereich der Physik beheimatet waren.
- Den Korrekturlesern Josef Biberger, Jürgen Moser, Michael Rahm (Abschnitte 1-4 und 6), Matthias Döppe (Abschnitte 1 und 6), Jörg Raabe (Abschnitte 2-4) und Ralph Pulwey (Abschnitt 5), die ihr Wissen einsetzten und ihre Freizeit opferten, um Verbesserungsvorschläge und Anregungen einzubringen.
- „Meinen“ Diplomanden Bernhard Herold, Andreas Resch und Stephan Leicher für ihre Geduld.
- Michael Huber und Tina Limmer, die geholfen haben meine Strukturen im TEM zu untersuchen.
- Korbinian Perzelmeier für die Hilfestellung bei speziellen LLG-Problemen. Stavros Komenias (MPI Dresden) für seine Theorie zu meinen Messungen.
- Wolfgang Weber als Experten für den CO₂-Laser.
- Jörg Raabe, Matthias Buess, Christoph Quitmann und Prof. Dr. Christian Back für den Aufenthalt am PSI in der Schweiz, die Messungen am PEEM und die hilfreichen Diskussionen über die Ergebnisse.

- Claudia Rahm und Elke Haushalter für schnelle und kompetente Hilfe im Bereich Verwaltung und nette Unterhaltungen.
- Unseren Technikern Martin Bachfischer (i.R.), Martin Furthmeier, Uli Gürster, und Robert Hiltner für die Umsetzung und Realisierung mechanischer Konstruktionen.
- Der Elektronik- und Mechanikwerkstatt für die gute Zusammenarbeit. Dem Team der Helium-Verflüssigungsanlage: Trotz zahlreicher Probleme mit der alten Anlage, hatten sie immer eine Kanne Helium für mich in der Hinterhand.
- Meinen Bürokollegen Jürgen Moser, Michael Rahm bzw. Eva Brinkmeier, die stets für eine freundliche und anregende Atmosphäre im Büro sorgten, in der auch das Lösen physikalischer Probleme wesentlich leichter fiel.
- Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Zweck für die erfolgreiche Zusammenarbeit.
- Allen Mitarbeitern, Doktoranden, Diplomanden, studentischen Hilfskräften und ehemaligen Mitgliedern des Lehrstuhls Weiss für die freundliche und kollegiale Atmosphäre.
- Allen Mitstudierenden, die mich durch Studium und Promotion begleitet haben, insbesondere Jürgen Moser, Manfred König, Petra Schneider und Thomas Manz.
- Meinen Eltern, die mir diesen Weg ermöglicht haben und stets zu mir standen.