

Wechselwirkung einzelner Mikrostrukturen untersucht mittels Magnetotransport

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Mahmoud Reza Rahbar Azad

Hamburg
2015

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Ralf Röhlsberger
Deutsches Elektronen-Synchrotron

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Ralf Röhlsberger
Deutsches Elektronen-Synchrotron

Prof. Dr. Robert Heinrich Blick
Universität Hamburg

Prof. Dr. Daniela Pfannkuche
Universität Hamburg

Prof. Dr. Kornelius Nielsch
Universität Hamburg

Datum der Disputation:

10.12.2015

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Prof. Dr. Daniela Pfannkuche

Vorsitzende des Promotionsausschusses:

Prof Dr. Jan Louis

**Dekan der Fakultät für Mathematik,
Informatik und Naturwissenschaften:**

Prof. Dr. Heinrich Graener

Abstract

In this thesis magnetic properties of elements of reduced dimensions are investigated via magnetotransport measurements.

In the main chapter the magnetostatic interaction of submicron permalloy rectangles with an aspect ratio of two is investigated by means of anisotropic magnetoresistance measurements. Preparation and analysis are performed *in situ* in an ultrahigh vacuum chamber equipped with a focused ion beam and a four-point magnetotransport setup. Due to the flexibility of the experimental setup the magnetostatic interaction is determined quantitatively varying the interelement distance down to 60 nm with an energy resolution of 1 kJ m^{-3} . It is shown that rectangles can magnetostatically interact despite showing a flux closed Landau structure. The origin of the interaction is investigated by domain theoretical considerations and an analytical model.

Additionally a method is presented which enables the structuring of magnetic nanostructures with an uniaxial anisotropy with an out-of-plane easy axis of magnetization via focused ion beam technique without destroying the perpendicular anisotropy. For this purpose a sacrificial layer of carbon is used to protect the magnetic film from Ga^+ -ion bombardment. The carbon layer can be removed after the structuring process via oxygen plasma enabling optical and magnetotransport investigations of the sample.

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden magnetische Systeme reduzierter Dimension mittels Magnetotransport untersucht.

Das Hauptkapitel befasst sich mit der magnetostatischen Wechselwirkung von einzelnen Permalloy-Rechtecken mit einem Aspektverhältnis von 2:1, die in einer linearen Wechselwirkungskette angeordnet sind. Die Rechtecke werden in einer FIB/SEM UHV-Kammer mit integriertem 4-Punkt-Magnetotransport-Messaufbau hergestellt und *in situ* gemessen. Durch die Flexibilität dieses Aufbaus ist es möglich, die magnetostatische Wechselwirkung abstandsabhängig und quantitativ mit einer Energieauflösung von 1 kJ m^{-3} zu bestimmen. Es wird gezeigt, dass die Rechtecke eine Wechselwirkung aufweisen, obwohl sie sich in Remanenz im flußgeschlossenen Landau-Zustand befinden. Eine Erklärung für den Ursprung und den Mechanismus der Wechselwirkung wird mit Hilfe von mikromagnetischen Simulationen und einem analytischen Model gegeben.

Zusätzlich wird ein Verfahren zur Herstellung von magnetischen Nanostrukturen mit senkrechter Anisotropie mittels fokussiertem Ionenstrahl vorgestellt. Dafür wird eine Schutzschicht aus Kohlenstoff eingesetzt, um den darunter liegenden Co/Pt-Film vor Ga^+ -Bombardierung zu schützen. Nach der Strukturierung kann die Kohlenstoffschicht durch ein Sauerstoffplasma wieder entfernt werden, wodurch sowohl optische als auch Magnetotransportuntersuchungen an den Strukturen möglich sind.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Einführung in den Mikromagnetismus	7
2.1	Magnetische Energiebeiträge	7
2.1.1	Austauschenergie	7
2.1.2	Demagnetisierungsenergie	8
2.1.3	Zeemanenergie	10
2.1.4	Magnetokristalline Volumen- und Grenzflächenanisotropie .	10
2.1.5	Ummagnetisierungsverhalten eines Ferromagneten	12
2.2	Magnetische Domänen in dünnen Filmen	13
2.2.1	Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken	14
3	Magnetotransport in dünnen magnetischen Filmen	17
3.1	Anisotrope Magnetowiderstand	17
3.2	Normale und anomale Hall-Effekt	18
4	Experimentelle Aufbauten	21
4.1	Die FIB/SEM UHV-Kammer	21
4.2	Der <i>in situ</i> 4-Punkt-Magnetotransport-Messaufbau	22
4.3	Das Kerr-Mikroskop	24
5	Magnetostatische Wechselwirkung von Permalloy-Rechtecken	27
5.1	Probensystem und Strukturlayout	29
5.1.1	Cr/Py/Pt-Schichtsystem	29
5.1.2	Bestimmung der paramagnetischen und isolierenden Dosis .	30
5.1.3	Strukturlayout	30
5.2	Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Permalloy-Rechtecken	32
5.2.1	AMR-Messung eines einzelnen Permalloy-Rechtecks	32
5.2.2	Einflussfaktoren auf die Energiedichte	35
5.3	Magnetowiderstandsmessungen an gekoppelten Permalloy-Rechtecken	38
5.3.1	Die lineare Wechselwirkungskette	38
5.3.2	MR-Kurven von gekoppelten Permalloy-Rechtecken	40

5.3.3	Abstandsabhängige Wechselwirkungsenergie	45
5.3.4	Feinstruktur der Energiedichte des Landau-Zustands	51
5.4	Zusammenfassung	55
6	Ausblick	57
6.1	Magnetische Frustrationssysteme	57
6.2	Verfahren zur Strukturierung von magnetischen Filmen mit senk- rechter Anisotropie mittels fokussiertem Ionenstrahl	60
6.2.1	Pt/Co/Pt/C-Schichtsystem	61
6.2.2	Magnetowiderstandsmessungen an senkrechten Mi- krostrukturen	66
6.2.3	Zusammenfassung	71
	Literaturverzeichnis	73
	Veröffentlichungen	91

1 Einführung

Durch die sogenannte „Digitale Revolution“ ist die Digitalisierung in weite Bereiche der Gesellschaft und Wirtschaft vorgedrungen. Mit ihr geht ein ähnlich starker Wandel wie mit der industriellen Revolution vor 200 Jahren einher. In dem Bereich der Informationstechnologie ist die Digitalisierung heutzutage deutlich fortgeschritten. Die drei wichtigsten Bereiche der Informationstechnologie, die sich durch die Digitalisierung gewandelt haben, sind die Telekommunikation, die Informationsspeicherung und die Informationsverarbeitung. In den folgenden Abschnitten wird auf die einzelnen Bereiche eingegangen und jeweils die Rolle von magnetischen Materialien diskutiert.

Telekommunikation

Durch den Aufbau weltweiter Kommunikationsnetze wie dem Internet und dem Ausbau flächendeckender Telefonnetze ist ein hohes Maß an Konnektivität fast überall auf der Welt gewährleistet¹. Integrierte Schaltkreise zur Datenübertragung müssen eine hohe Übertragungsrate, einen geringen Energieverbrauch und eine kompakte Bauweise aufweisen. Chips auf Basis von magnetischen Materialien, z. B. Hochfrequenzchips unter Nutzung der ferromagnetischen Resonanz, sind bereits etablierte Bauelemente im Smartphone-Sektor [2, 3].

Informationsspeicherung

Neben der Telekommunikation, die sich mit der Informationsübertragung befasst, ist die Informationsspeicherung ein wesentlicher Baustein in der Informationstechnologie. Der Bedarf an Speichermedien ist ungebrochen. Anfängen von Datenaufkommen von 10 Gb/s [4], die vom CERN bei dem Nachweis von Kollisionsergebnissen gespeichert werden, bis hin zu einigen Megabyte, die wir täglich über unseren digitalen Fingerabdruck durch die Nutzung von digitalen Diensten hinterlassen, geht der Trend der Speicherindustrie in die Richtung günstiger Festplatten mit einer hohen Speicherkapazität. Auch hier fällt die Wahl seit langem auf die Nutzung magnetischer Materialien. Neuartige Speichermedien, die auf Halbleitermate-

¹Nach einem aktuellen Report aus dem Jahre 2014 haben in den Industriestaaten 78 % der Bevölkerung Zugang zum Internet, während es in den Entwicklungsländern nur 32 % sind [1].

rialien basieren², haben gegenüber einer konventionellen Festplatte bei gleicher Kapazität eine geringere Zugriffszeit aber momentan noch kürzere Lebenszeiten und einen höheren Anschaffungspreis. Deshalb haben sich SSDs, speziell im Servermarkt, noch nicht durchgesetzt.

Die jährliche Wachstumsrate der Speicherdichte von konventionellen Festplatten betrug seit dem Jahrtausendwechsel durchschnittlich 40 % [5]. Dieser Trend wurde durch die Implementierung neuer Techniken aufrechterhalten. So sind durch den Einsatz von ferromagnetischen Materialien mit einer senkrechten Anisotropie Speicherdichten von 600 Gb/in² erreichbar [6]. Dieser Wert konnte nochmals durch die Verringerung der Bitgröße bei gleichzeitiger Nutzung weiterer Techniken, wie der so genannten „heat-assisted-magnetic-recording“-Technik (kurz HAMR) oder der „shingled-magnetic-recording“-Technik (kurz SMR) erhöht werden. Bei der HAMR-Technik wird lokal das Speichermedium erhitzt um das nötige Schreibfeld zu verringern, während bei der SMR-Technik die Datenspuren überlappend geschrieben werden um die geringere Größe des Leselements, im Vergleich zum Schreibkopf, optimal auszunutzen. Mit diesen Techniken, liegt die aktuelle Speicherdichte bei 1 Tb/in² [6]. In den letzten Jahren ist die jährliche Wachstumsrate auf ca. 15 % gesunken [7]. Durch den Übergang von granularen Speichereinheiten zu nanometer-großen Bitstrukturen (auf Englisch „bit-patterned-media“ genannt) sollen Speicherdichten von 10 Tb/in² und damit wieder jährliche Wachstumsraten von 30 % bis 2025 erreicht werden [7, 8]. Gleichzeitig ist mit der Zunahme der Speicherdichte der Preis pro Gb stetig gesunken. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit liegt der Preis einer handelsüblichen Festplatte mit 3 Tb bei 3 Cent/Gb. Durch diese Preisentwicklung ist der industrielle Übergang auf Cloud-Speicher im Endkundensegment mit „Online“-Festplatten oder Cloud-Diensten im Businessmarkt wie SaaS³ oder PaaS⁴ vorangetrieben worden. So locken Firmen mit großen Rechenzentren heutzutage mit kostenlosen Cloud-Speichervolumen von 50 Gb und Abonnementbasierten Geschäftsmodellen, bei der üblicherweise 1 Tb jährlich 99 \$ kostet [9]. Aktuelle Investitionen auf diesem Gebiet setzen auf eine anhaltende Wachstumsrate der Speicherdichte, um auch in der Zukunft rentabel zu sein. Dem stetigen Wachstum an Speicherdichte ist jedoch eine physikalische Grenze gesetzt, nämlich das so genannte superparamagnetische Limit [10, 11]. Das Limit beschreibt die zeitliche Instabilität der Magnetisierung durch thermische Anregung des magnetischen Speicherbausteins. Dadurch kann die Information auf dem Datenträger nicht mehr zuverlässig gespeichert werden⁵. Die zukünftige Herausforderung der Festplatten-

²engl. Solid-State-Disk, kurz SSD

³engl. für Software as a Service

⁴engl. für Platform as a Service

⁵Die zeitliche Stabilität eines Speichermediums ist gewährleistet, wenn das Verhältnis aus der Anisotropieenergie und der thermischen Energie $\frac{K_u V}{k_B T}$ mindestens 60 beträgt [12].

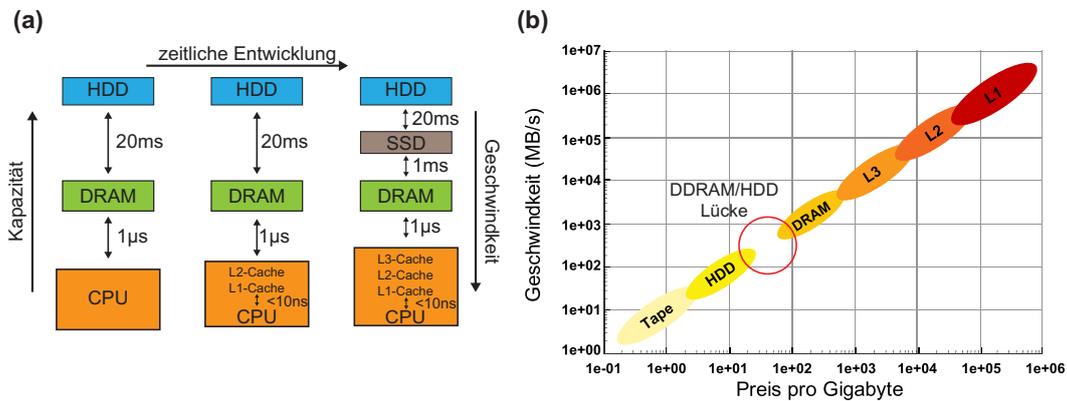


Abbildung 1.1: (a) Zeitliche Entwicklung der Rechnerarchitektur zur Optimierung der Zugriffszeiten der unterschiedlichen Speicherebenen. Während die einfachste Architektur aus einer CPU, DRAM und HDD besteht, sind in den erweiterten Architekturen weitere Speicherebenen, wie der L1-L3 Cache oder eine SSD, hinzugekommen, um die Latenz beim Datenzugriff zu minimieren. (b) Speichergeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Preis pro Gigabyte. In doppel-logarithmischer Darstellung ergibt sich eine Gerade mit einer Lücke zwischen DRAM und HDD. Aus [13].

industrie wird darin liegen durch neue technische Ansätze und neue Materialzusammensetzungen des Speichermediums das superparamagnetische Limit weiter in die Ferne zu verschieben.

Informationsverarbeitung

Große Onlinedienstleister, wie z. B. Amazon Web Services oder Google App Engine, bieten neben Cloud-Speicherdiensten auch Dienste zur Informationsverarbeitung an. Was sich hinter dem Schlagwort Cloud-Computing zusammenfassen lässt, ist eine Industrie, die durch die Bereitstellung enormer Rechen- und Speicherkapazitäten zunehmend Wachstum verbuchen kann [14]. Als Geschäftsmodell hat sich in dieser Branche das „Pay-As-You-Go“-Prinzip durchgesetzt. Danach fallen für Kunden nur die tatsächlichen Kosten für die verbrauchte CPU⁶-Zeit an. Um einen Cloud-Computing-Dienst rentabel führen zu können, werden große Rechenzentren, mit optimierten Kühlsystemen und einem hohen Maß an Ausfallsicherheit gebaut. Für Betreiber solcher Rechenzentren spielen die Spezifikationen von CPUs wie z. B. Verarbeitungsgeschwindigkeit, Lebensdauer und Verlustleistung eine wichtige wirtschaftliche Rolle.

Die Architektur von Rechnern hat sich in den letzten Jahren kaum geändert. Ein Rechner besteht im wesentlichen aus einer CPU, dem Arbeitsspeicher (DRAM⁷)

⁶engl. für central processing unit

⁷engl. für dynamic random access memory

und einer Festplatte (HDD⁸) (vgl. Abb. 1.1(a)).

Ein Programm gibt dem CPU Instruktionen zur Datenverarbeitung. Dazu werden zuerst die notwendigen Daten mit einer typischen Zugriffszeit von $1\ \mu\text{s}$ aus dem Arbeitsspeicher geladen. Falls diese dort nicht vorhanden sind, müssen die Daten aus der Festplatte mit einer typischen Zugriffszeit von $20\ \text{ms}$ gelesen werden. CPUs haben heutzutage Taktraten von mehreren GHz und können so mehr als 10^9 Instruktionen pro Sekunde verarbeiten. Aber auf Grund der Latenz der unterschiedlichen Speicher wartet die CPU viele Zyklen nur auf die Bereitstellung der Daten. Die Zugriffszeit vom Arbeitsspeicher und die Taktzeit von CPUs klappt seit Jahren auseinander [15, 16]. Damit die Latenz der unterschiedlichen Speicher nicht zum Flaschenhals in der Datenverarbeitung wird, haben moderne CPUs Zwischenspeicher (L1-L3 Cache genannt). Diese Zwischenspeicher haben zwar eine geringe Kapazität von einigen Kb (L1-L2 Cache) bis zu einigen Mb (L3-Cache) aber dafür Zugriffszeiten von unter $10\ \text{ns}$. Des Weiteren kann die Zugriffszeit um eine Größenordnung durch den Einsatz von Hybrid-Festplatten, einer Kombination aus SSD und einer konventionellen Festplatte, reduziert werden [17].

Die Zugriffszeiten sind nicht das einzige Problem in der Datenverarbeitung, auch in der Geschwindigkeit der einzelnen Speicherebenen tut sich gegenwärtig eine Lücke auf. In Abb. 1.1(b) ist die Speichergeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Preis pro Gigabyte der einzelnen Speicherebenen aufgetragen. In doppel-logarithmischer Darstellung ergibt sich eine Gerade. Die Speicher mit der höchsten Geschwindigkeit sind die CPU-nahen L1-L3 Cache, diese haben auch den höchsten Preis/Gb, da sie direkt auf dem CPU-Die⁹ fabriziert werden. Auf den L1-L3 Cache folgt der DRAM, wonach die HDD und letztlich der Vollständigkeit halber der Magnetbandspeicher aufgeführt ist. Zwischen dem DRAM und der HDD besteht eine Lücke, welche momentan noch nicht vollständig ausgefüllt wird. Wie in Abb. 1.1(a) dargestellt ist, kann die SSD die Brücke zwischen DRAM und HDD bilden. Doch gerade im Serversegment sind SSDs noch nicht rentabel. Neue Ansätze um die Lücke zu schließen, werden im Forschungsgebiet der Spintronik verfolgt [18–20]. Auf diesem Gebiet wird versucht neben der elektrischen Ladung eines Elektrons auch seinen Spin zu nutzen. Unter die möglichen Anwendungen fallen z. B. das Magnetoresistive Random Access Memory [21, 22] (kurz: MRAM), der Racetrack-Speicher [23] oder der Vortex-Speicher [24]. Diese neuartigen Speicheransätze versprechen nicht nur eine persistente Datenspeicherung beim Verlust der Versorgungsspannung, sondern auch geringere Schreib- und Lesezeiten, sowie eine Reduktion der Leistungsaufnahme im Ruhezustand [25]. Es gibt in der Spintronik nicht nur neue Ansätze für

⁸engl. für hard disk drive

⁹Als CPU-Die wird das Waferstück bezeichnet worauf die Komponenten einer CPU, wie z. B. die CPU-Kerne, die Zwischenspeicher und der Speicherkontroller, hergestellt werden.

Speicherelemente, sondern auch für Logikgatter mit denen neuartige Prozessorarchitekturen realisiert werden können. Diese Funktionsweise von Logikgatter wurden im Labor einerseits durch Domänenwandlogik [26–29] und andererseits durch Spinlogik¹⁰ [25, 30–32] demonstriert. Die Kombination aus MRAM und Spinlogikgatter kann die heute gängige Von-Neumann Rechnerarchitektur durch das leistungsfähigere *Reconfigurable Computing* [33–35] ersetzen. Bei dieser Architektur muss die Software nicht auf die Hardware zugeschnitten werden, wie bei den heutigen Rechnern, sondern die Hardware kann zur Entwicklungs- oder Laufzeit optimal der Problemdomäne angepasst werden [36].

Alle diese Spintronikapplikationen haben gemein, dass sie aus magnetischen Grundbausteinen bestehen. Die Miniaturisierung und die Erhöhung der Packungsdichte solcher Grundbausteine ist ein wichtiger Schritt, um mit aktuellen Technologien konkurrenzfähig zu sein. Wird der Abstand zwischen den Elementen reduziert, nimmt die magnetostatische Wechselwirkung eine essentielle Rolle im Verhalten der Elemente ein. In dieser Arbeit wird eine Methode präsentiert, die es ermöglicht *in situ* Magnetotransportuntersuchungen an Submikrometer großen Strukturen durchzuführen. Zur Herstellung der Strukturen wird ein fokussierter Ionenstrahl verwendet, der in Kapitel 4 beschrieben wird. Das Potential dieser Methode wird in dieser Arbeit in einer systematischen Untersuchung genutzt, die in Kapitel 5 präsentiert wird. Dabei wird ein weichmagnetisches System verwendet, welches aus Submikrometer großen Rechtecken besteht, die in einer linearen Kette angeordnet sind [37–43]. Die magnetostatische Wechselwirkungsenergie kann mit dieser Methode quantitativ, mit einer Energieauflösung von 1 kJ m^{-3} , aus Messungen des anisotropen Magnetowiderstands bestimmt werden.

Im Gebiet der Spintronik gewinnen Systeme mit einer senkrechten Anisotropie zunehmend an Bedeutung [32, 44–46]. In Kapitel 6 wird ein Ausblick auf ein Verfahren zur Strukturierung von magnetischen Filmen mit senkrechter Anisotropie mittels fokussiertem Ionenstrahl gegeben. Damit ist es möglich senkrechte Nanostrukturen herzustellen ohne dabei die Grenzflächenanisotropie zu zerstören, so dass die entstandenen Strukturen immer noch eine senkrechte Anisotropie aufweisen.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Im Kapitel 2 wird eine Einführung in den Mikromagnetismus gegeben. Anschließend wird in Kapitel 3 auf den Magnetotransport in dünnen magnetischen Filmen eingegangen. Im darauf folgenden Kapitel 4 werden die eingesetzten experimentellen Aufbauten beschrieben und anschließend in Kapitel 5 und Kapitel 6 die oben beschriebenen Themen behandelt.

¹⁰In der Literatur meist „magnetic quantum cell automata“ genannt

2 Einführung in den Mikromagnetismus

In diesem Kapitel werden die Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit wichtig sind, eingeführt. Dazu werden im Abschnitt 2.1 die relevanten Energiebeiträge eines Ferromagneten erläutert. Anschließend wird im Abschnitt 2.2 auf die Entstehung von magnetischen Domänen eingegangen und es werden die Remanenzzustände, die sich in einem weichmagnetischen Rechteck ausbilden können, präsentiert. Für eine umfassende Beschreibung des Mikromagnetismus sei der Leser auf weiterführende Literatur verwiesen [47–50].

2.1 Magnetische Energiebeiträge

In ferromagnetischen Materialien treten vier Energiebeiträge auf, die sich zu der Gesamtenergie E_{Gesamt} aufsummieren. Diese Beiträge sind: Die Austauschenergie $E_{\text{Austausch}}$, welche die parallele Ausrichtung von benachbarten Spins begünstigt, die magnetokristalline Anisotropieenergie E_{MKA} , welche dazu führt, dass sich die Magnetisierung an Kristallrichtungen ausrichtet, die Demagnetisierungsenergie E_{Demag} , welche gewisse Raumrichtungen für die Magnetisierung energetisch begünstigt und die Zeemanenergie E_{Zeeman} , welche dazu führt, dass sich magnetische Momente entlang eines externen Magnetfelds ausrichten:

$$E_{\text{Gesamt}} = E_{\text{Austausch}} + E_{\text{MKA}} + E_{\text{Demag}} + E_{\text{Zeeman}} \quad (2.1)$$

Im Weiteren wird auf die einzelnen Beiträge genauer eingegangen.

2.1.1 Austauschenergie

Die Austauschenergie ist die Ursache für die langreichweitige parallele Ausrichtung der magnetischen Momente in einem Ferromagneten. Sie hat ihre Ursache in der Austauschwechselwirkung, welche auf dem Pauli-Prinzip und der Coulomb-Abstoßung der Elektronen basiert [47]. In Ferromagneten ist die Austauschenergie minimal, wenn benachbarte Spins parallel ausgerichtet sind.

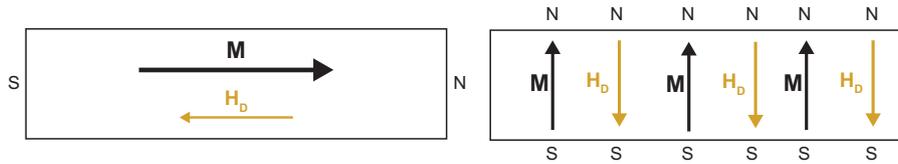


Abbildung 2.1: Illustration des Entmagnetisierungsfeldes für einen dünnen Film, wenn die Magnetisierung in der Ebene bzw. senkrecht zur Oberfläche orientiert ist. Im ersten Fall werden verglichen mit dem zweiten Fall weniger Pole erzeugt. Das Entmagnetisierungsfeld ist im zweiten Fall stärker. In beiden Fällen ist das Entmagnetisierungsfeld der Magnetisierung entgegen gerichtet.

2.1.2 Demagnetisierungsenergie

Die Demagnetisierungsenergie ist eine magnetostatische Energie, die durch die Magnetisierung selbst hervorgerufen wird. Sie lässt sich anschaulich mit der Maxwell-Gleichung $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ nachvollziehen:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \rightarrow \nabla \cdot \mathbf{H}_s = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (2.2)$$

Demnach werden die Quellen und Senken des Streufeldes \mathbf{H}_s durch Divergenzen der Magnetisierung erzeugt, z. B. durch eine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche der Probe. Durch die so erzeugten Oberflächenladungen wird zudem ein Feld \mathbf{H}_d im Inneren der Probe aufgebaut, das der Magnetisierung entgegen gerichtet ist und Entmagnetisierungsfeld genannt wird. In Abb. 2.1 ist \mathbf{H}_d für einen dünnen Film illustriert, wenn die Magnetisierung in der Ebene bzw. senkrecht zur Oberfläche orientiert ist. Im ersten Fall werden nur wenige Pole erzeugt, die weit voneinander entfernt sind. Im zweiten Fall werden allerdings auf Grund der großen Oberfläche viel mehr Pole erzeugt, die zudem näher beieinander liegen. In beiden Fällen ist das Entmagnetisierungsfeld der Magnetisierung entgegen gerichtet. Im zweiten Fall ist das Entmagnetisierungsfeld, auf Grund der Mehrzahl und des geringeren Abstands der erzeugten Pole, stärker. Die Abhängigkeit der Demagnetisierungsenergie von der Richtung der Magnetisierung wird Formanisotropie genannt. Das Entmagnetisierungsfeld ist nicht zwangsläufig, wie in diesem Beispiel vereinfacht dargestellt ist, homogen. Vielmehr muss für die Bestimmung der Demagnetisierungsenergie ein ortsabhängiges Entmagnetisierungsfeld berücksichtigt werden [51]:

$$E_{\text{demag}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d(\mathbf{r}) dV \quad (2.3)$$

Die Energie E_{demag} ist stets positiv [52], deshalb kann ein System die Demagnetisierungsenergie nur durch die Verringerung von Polen minimieren. Dies ist als Polverhütungsprinzip bekannt [53]. Die Berechnung der Streufeldenergie durch Gl. 2.3

ist analytisch schwer zu bewerkstelligen, da, wie erwähnt, \mathbf{H}_d nicht zwangsläufig homogen ist. Eine Lösung ergibt sich bei homogen magnetisierten Rotationsellipsoiden [54]. Diese besitzen ein homogenes Entmagnetisierungsfeld, welches mit Hilfe des Entmagnetisierungstensors \overleftrightarrow{N} geschrieben werden kann als:

$$\mathbf{H}_d = -\overleftrightarrow{N} \mathbf{M} \quad (2.4)$$

Der Entmagnetisierungstensor \overleftrightarrow{N} ist ein Tensor zweiter Stufe und hat die Spur 1. Damit vereinfacht sich Gleichung 2.3 zu:

$$E_{\text{demag}}/V = \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \overleftrightarrow{N} \mathbf{M} \quad (2.5)$$

Für unterschiedliche Rotationsellipsoide sind tabellarisch aufgeführte Werte für \overleftrightarrow{N} in Ref. [54] zu finden. Aus Symmetrieüberlegungen lässt sich \overleftrightarrow{N} auch für einfache Geometrien, wie z. B. eine Kugel oder einen dünnen Film¹, direkt angeben:

$$\overleftrightarrow{N}_{\text{Kugel}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad \overleftrightarrow{N}_{\text{Film}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

Formanisotropie

Die maximale Demagnetisierungsenergie, die für ein System erzeugt werden kann, lässt sich mit Hilfe des Entmagnetisierungstensors für einen dünnen Film und Gl. (2.5) & (2.6) veranschaulichen. Die Demagnetisierungsenergie ist maximal, wenn die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche orientiert ist. Es ergibt sich $E_{\text{demag}}^{\text{max}}/V = \frac{\mu_0}{2} M_s^2$. Die minimale Demagnetisierungsenergie $E_{\text{demag}}^{\text{min}}/V = 0 \text{ kJ m}^{-3}$ ist gegeben, wenn die Magnetisierung in der Filmebene liegt. Damit lässt sich die Demagnetisierungsenergie für einen dünnen Film für beliebige Orientierungen der Magnetisierung durch den Winkel α wie folgt parametrisieren:

$$E_{\text{demag}}/V = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_s^2 \cos^2(\alpha) \quad (2.7)$$

Der Winkel α beschreibt die Orientierung der Magnetisierung relativ zur Filmmormalen. Die beiden ausgezeichneten Richtungen bei $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ werden schwere bzw. leichte Richtung der Magnetisierbarkeit genannt. Die Differenz der Energiedichte zwischen diesen beiden Richtungen ergibt die Formanisotropiekonstante $K_{d,\text{Film}} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2$. Für Kobalt-Filme, welche in Abschnitt 6.2 besprochen werden, ergibt sich bei Raumtemperatur ein Wert von $K_{d,\text{Film}}^{\text{Co}} = 1,3 \text{ MJ m}^{-3}$ bei einer

¹An dieser Stelle wird für einen dünner Film angenommen, dass er lateral unendlich ausgedehnt ist.

Sättigungsmagnetisierung von $M_s^{\text{Co}} = 1,44 \text{ MA m}^{-1}$.

Für quaderförmige Körper, die im Kapitel 5 dieser Arbeit untersucht werden, kann der sogenannte magnetometrische Entmagnetisierungstensor $\overleftrightarrow{N}^{\text{eff}}$ genutzt werden, um E_{demag} zu bestimmen [55]. Mit diesem Tensor lässt sich zwar nicht \mathbf{H}_d berechnen, aber die tatsächliche Energie E_{demag} des Ferromagneten. Für die in dieser Arbeit verwendete Rechteckgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ ergibt sich der folgende Entmagnetisierungstensor:

$$\overleftrightarrow{N}_{1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3}^{\text{eff}} = \begin{pmatrix} 2,66 & 0 & 0 \\ 0 & 5,46 & 0 \\ 0 & 0 & 91,88 \end{pmatrix} \cdot 10^{-2} \quad (2.8)$$

Analog wie für den Fall eines dünnen Films, lässt sich für ein Rechteck eine Formanisotropiekonstante mit den obigen magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren definieren. Durch den großen Wert von N_z wird die Magnetisierung ohne Einfluss eines äußeren Feldes in der Rechteckebene liegen. Die Formanisotropie in der Rechteckebene² lässt sich für den Fall, dass die kurze Achse des Rechtecks entlang der y-Achse ausgerichtet ist, ausdrücken als:

$$K_{d,\text{Rechteck}} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (N_y - N_x) \quad (2.9)$$

Für Permalloy-Rechtecke (vgl. Kapitel 5) ergibt sich bei Raumtemperatur eine Formanisotropiekonstante von $K_{d,\text{Rechteck}}^{\text{Py}} = 11,8 \text{ kJ m}^{-3}$ bei einer Sättigungsmagnetisierung von $M_s^{\text{Py}} = 820 \text{ kA m}^{-1}$.

2.1.3 Zeemanenergie

Die Zeemanenergie beschreibt die Energie der Magnetisierung in einem externen Feld. Sie ist minimal, wenn sich die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausrichtet. Für ein homogenes äußeres Feld gilt für die Zeemanenergiedichte:

$$E_{\text{Zeeman}}/V = -\mu_0 \cdot \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} = -\mu_0 \cdot M_s \cdot H_{\text{ext}} \cos(\phi) \quad (2.10)$$

2.1.4 Magnetokristalline Volumen- und Grenzflächenanisotropie

In diesem Abschnitt werden die magnetokristalline Volumen- und Grenzflächenanisotropie kurz eingeführt. Dabei wird ein besonderes Augenmerk auf Co/Pt-Schichtsysteme gelegt (vgl. Abschnitt 6.2), da in Permalloy die magnetokristalline Volumenanisotropieenergie vernachlässigbar gegenüber der Formanisotropieenergie ist.

²In der Fachliteratur „in-plane“ Anisotropie genannt

Magnetokristalline Volumenanisotropie

Der physikalische Ursprung dieses Energiebeitrags geht auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurück. Durch sie wird die Kristallsymmetrie den Elektronenspins vermittelt. Somit werden im Kristall gewisse Richtungen für die Magnetisierung gegenüber anderen Richtungen energetisch ausgezeichnet. In hexagonalen Kristallen, wie im Falle von hcp-Kobalt, ist die c-Achse eine solche Richtung [47]. Die magnetokristalline Volumenanisotropie ist minimal, wenn die Magnetisierung entlang der c-Achse orientiert ist. Diese Richtung wird Richtung leichter Magnetisierbarkeit genannt. Im Winkel von 90° dazu befindet sich die harte Ebene der Magnetisierbarkeit. Auf Grund dieser so genannten uniaxialen Anisotropie lässt sich die magnetokristalline Volumenanisotropieenergie durch eine Potenzreihenentwicklung nach $\sin(\alpha)$ entwickeln, während der Winkel α zur ausgezeichneten Achse gemessen wird [47]:

$$E_{\text{MKA}}/V = K_1 \cdot \sin^2(\alpha) + K_2 \cdot \sin^4(\alpha) + \mathcal{O}(\sin^6(\alpha)) \quad (2.11)$$

Dabei sind K_1 und K_2 die Anisotropiekonstanten erster bzw. zweiter Ordnung. Die Entwicklung kann auch Terme höherer Ordnung umfassen, allerdings sind diese meist auf Grund ihrer geringen Stärke vernachlässigbar. In der Literatur sind die Werte für die Anisotropiekonstanten von hcp-Kobalt bei Raumtemperatur angegeben: $K_1 = (400 - 560) \text{ kJ m}^{-3}$ und $K_2 = (100 - 150) \text{ kJ m}^{-3}$ [47, 56]. Im Vergleich zur Formanisotropie von dünnen Filmen (siehe oben) ist E_{MKA} somit geringer als die Hälfte der Streufeldenergie. Dies führt dazu, dass in Co-Filmen die Magnetisierung typischerweise in der Ebene liegt. Allerdings spielt für dünne Filme³ ein weiterer Energieterm eine wichtige Rolle, nämlich die Grenzflächenanisotropie.

Grenzflächenanisotropie

Durch Grenzflächen, z. B. durch Materialübergänge wie im Falle von Co/Pt, wird die Translationssymmetrie des Materials gebrochen. Im Vergleich zum Volumenfestkörper stehen an der Grenzfläche weniger Bindungspartner des gleichen Materials zur Verfügung. Durch diese Symmetriebrechung wird die Grenzflächenanisotropie hervorgerufen, die als zusätzlicher Term zur Gesamtenergie beiträgt [58, 59]:

$$E_{\text{Grenzfläche}}/V = \frac{2K_{\text{Grenzfläche}}}{d} \cdot \sin^2(\alpha) \quad (2.12)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Probennormalen und der Magnetisierung, $K_{\text{Grenzfläche}}$ die Grenzflächenanisotropiekonstante und d die Dicke des Filmes. Der Faktor 2 fließt auf Grund der Tatsache ein, dass in der Regel zwei Grenzflächen

³Im Fall von Co/Pt-Filmen für Co-Dicken $\leq 1 \text{ nm}$ [57].

vorliegen. Sind diese beiden Grenzflächen unterschiedlicher Natur, müssen verschiedene Grenzflächenanisotropiekonstanten berücksichtigt werden. Im Fall von Co/Pt-Schichtsystemen, in denen die c-Achse des hcp-Kobalts senkrecht zur Probenoberfläche orientiert ist, konkurrieren die Volumen- und Grenzflächenanisotropie mit der Formanisotropie. Während die Volumen- und Grenzflächenanisotropie eine Orientierung der Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche bevorzugen, tendiert die Formanisotropie dazu, die Magnetisierung in die Probenebene zu orientieren. Dieser Sachverhalt lässt sich mit einer effektiven Anisotropie beschreiben, welche die Volumen-, Grenzflächen- und Formanisotropie beinhaltet. Die effektive Anisotropie lässt sich mit Hilfe der Umformung der Formanisotropie eines Filmes $E_{\text{demag}}/V = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_s^2 \cos^2(\alpha) = -\frac{\mu_0}{2} \cdot M_s^2 \sin^2(\alpha) + \text{const}$ [60] (vgl. Gl. 2.7) wie folgt schreiben:

$$K_{1,\text{eff}} = K_1 + \frac{2K_{\text{Grenzfläche}}}{d} - \frac{\mu_0}{2} \cdot M_s^2 \quad (2.13)$$

Unter Vernachlässigung von K_2 liegt eine senkrechte Anisotropie vor, wenn $K_{1,\text{eff}}$ positiv ist, ansonsten liegt eine Ebene leichter Magnetisierbarkeit vor, wenn $K_{1,\text{eff}}$ negativ ist⁴.

2.1.5 Ummagnetisierungsverhalten eines Ferromagneten

Mit der im vorherigen Abschnitt eingeführten effektiven Anisotropie lässt sich die Gesamtenergiedichte für ein System mit uniaxialer Anisotropie angeben:

$$E/V = K_{1,\text{eff}} \cdot \sin^2(\alpha) + K_2 \cdot \sin^4(\alpha) - \mu_0 M_s H \cdot \cos(\phi) \quad (2.14)$$

Der Winkel α wird zur Achse leichter Magnetisierbarkeit gemessen und der Winkel ϕ zwischen der Magnetisierung und dem externen Magnetfeld. Legt man das Magnetfeld entlang der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit an, richtet sich die Magnetisierung mit Erhöhung des Feldes durch eine kohärente Rotation in Feldrichtung aus. Durch diesen Prozess können die Anisotropiekonstanten des Systems aus dem Ummagnetisierungsverhalten bestimmt werden. Für ein System mit leichter Magnetisierbarkeit senkrecht zur Probenebene und bei einem Magnetfeld in der Probenebene, gilt die Beziehung $\phi = 90^\circ - \alpha$. Damit ergibt sich aus der Gleichgewichtsbedingung $\frac{dE/V}{d\alpha} \stackrel{!}{=} 0$ folgender Zusammenhang:

$$\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_s} \cdot \underbrace{\sin(\alpha)}_{M_{\parallel}/M_s} + \frac{4K_2}{M_s} \cdot \underbrace{\sin^3(\alpha)}_{(M_{\parallel}/M_s)^3} = \mu_0 H \quad (2.15)$$

⁴Erwähnenswert ist an dieser Stelle der Fall, unter Berücksichtigung von K_2 bei dem sich die leichte Richtung der Magnetisierbarkeit auf einem Konus um die Probennormale befindet. Dies ist erfüllt, wenn $K_{1,\text{eff}} < 0$ und $K_2 > -1/2 \cdot K_{1,\text{eff}}$ ist [60, 61]

Hier stellt M_{\parallel} die Komponente der Magnetisierung die parallel zum Magnetfeld orientiert ist dar. Die Herleitung für den umgekehrten Fall, nämlich wenn die Richtung leichter Magnetisierbarkeit in der Probenebene liegt, verläuft analog, es muss nur berücksichtigt werden, dass in diesem Fall $\phi = \alpha$ gilt. Dieser Fall wird nicht weiter ausgeführt, da er in dieser Arbeit nicht von Belang ist.

Für weichmagnetische eindomänige Rechtecke vereinfacht sich der Ausdruck der Gesamtenergiedichte, da in $K_{1,\text{eff}}$ nur noch K_d eingeht und K_2 vernachlässigt werden kann. Mit dem Winkel α , der zwischen Magnetisierung und langer Rechteckachse gemessen wird, ergibt sich:

$$E/V = K_d \cdot \sin^2(\alpha) - \mu_0 M_s H \cdot \cos(\phi) \quad (2.16)$$

Wird das Magnetfeld entlang der kurzen Rechteckachse angelegt, gilt wieder der Zusammenhang $\phi = 90^\circ - \alpha$ und man erhält unter der Berücksichtigung der Gleichgewichtsbedingung:

$$2K_d \cdot \sin(\alpha) = \mu_0 H M_s \Leftrightarrow m_{\perp} = \frac{M_s}{2K_d} \cdot \mu_0 H, \quad (2.17)$$

mit $m_{\perp} = \frac{M_{\perp}}{M_s} = \sin(\alpha)$. Dies bedeutet, dass die Magnetisierungskomponente parallel zum Magnetfeld linear mit dem Feld und der Steigung $\frac{M_s}{2K_d}$ skaliert.

2.2 Magnetische Domänen in dünnen Filmen

In den bisherigen Betrachtungen wurden ausschließlich Systeme mit homogener Magnetisierung diskutiert. Im Allgemeinen zerfallen magnetische Proben in Bereiche mit unterschiedlicher Ausrichtung der Magnetisierung, die Domänen genannt werden [62]. Die Ursache dafür ist das Polverhütungsprinzip [53]. Durch die Bildung von Domänen kann das System magnetische Pole vermeiden und damit die Demagnetisierungsenergie absenken [63].

Zwischen zwei Domänen ändert die Magnetisierung ihre Orientierung. Diesen Übergangsbereich nennt man Domänenwand. Die Magnetisierung hat zwei Möglichkeiten diesen Übergang zwischen zwei benachbarten Domänen zu vollziehen, entweder durch die Rotation der Magnetisierung innerhalb der Wandebene, was als Bloch-Wand bezeichnet wird, oder durch die Rotation senkrecht zur Wandebene, was als Néel-Wand bezeichnet wird. Welcher von den beiden Domänenwandtypen vorliegt, hängt von der dickenabhängigen Domänenwandenergie ab, die sich in dünnen Filmen im Falle von Bloch-Wänden aus der Anisotropie- und der Austauschenergie und im Falle von Néel-Wänden hauptsächlich aus der Magnetostatischenenergie zusammensetzt. Zum Beispiel werden für Permalloy-Filme bis zu

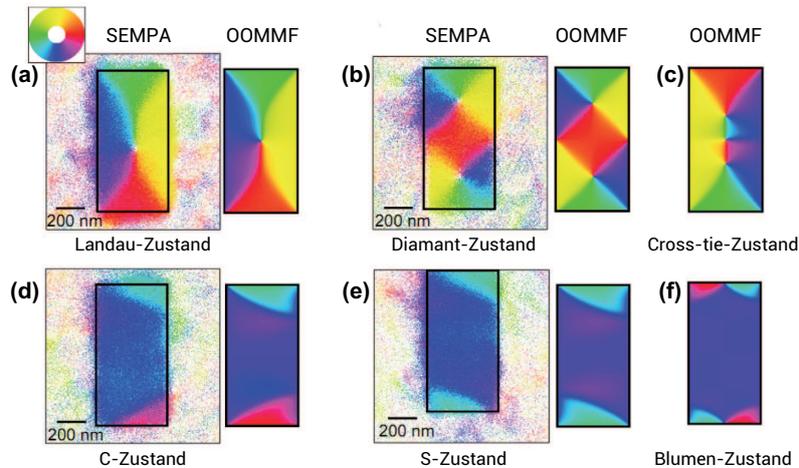


Abbildung 2.2: Magnetische Grundzustände, die sich in Permalloy-Rechtecken mit einer Größe von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ ausbilden können. (a)-(f): Landau-Zustand, Diamant-Zustand, Cross-tie-Zustand, C-/S-Zustand und Blumen-Zustand. Die Zustände sind mittels mikromagnetischen Simulationen berechnet bzw. mittels SEMPA gemessen worden. Aus Ref. [67].

einer Dicke von 40 nm Néel-Wände energetisch bevorzugt, während es dickere Filme Bloch-Wände sind [47]. Für eine genauere Beschreibung dieses Themas sei der Leser auf folgende Referenzen verwiesen: [63–66].

2.2.1 Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die magnetischen Zustände gegeben, die sich in Remanenz in einem Permalloy-Rechteck ausbilden können. Bei der Strukturgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ lassen sich sechs stabile Remanenzzustände finden [68]. Diese Zustände sind in Abb. 2.2 dargestellt. Man kann sie in zwei Kategorien einteilen, nämlich in die flußgeschlossene Zustände, die eine annähernd verschwindende Gesamtmagnetisierung haben, und in die hochremanente Zustände, die quasi-eindomänig sind.

Flußgeschlossene Zustände

Um Oberflächenladungen zu minimieren, bilden flußgeschlossene Zustände Domänen aus, in denen sich die Magnetisierung in den Domänen stets parallel zur Oberfläche orientiert ist. Es ergeben sich für die oben erwähnte Strukturgröße drei mögliche Remanenzzustände, in denen sich ein Permalloy-Rechteck befinden kann. Diese Zustände heißen: Landau-, Diamant- und Cross-tie-Zustand (vgl. Abb. 2.2(a-c)). Als nächstes werden der Landau- und der Diamant-Zustand kurz vorgestellt.

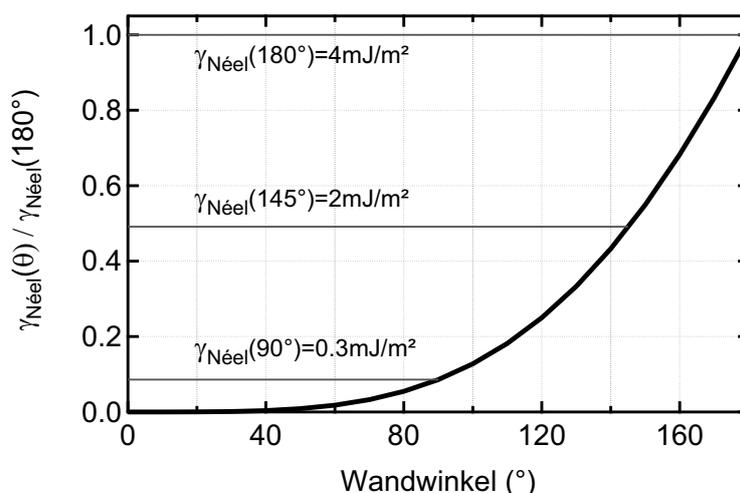


Abbildung 2.3: Energiedichte einer Néel-Domänenwand in Abhängigkeit des Wandwinkels. Die Energiedichte ist auf ihren maximalen Wert bei $\gamma_{Néel}(180^\circ)$ normiert.

Der Cross-tie-Zustand wurde im Experiment nicht systematisch untersucht, so dass im Weiteren nicht näher auf diesen Zustand eingegangen wird.

Landau-Zustand

In Abb. 2.2(a) ist der Landau-Zustand dargestellt. Der Zustand wurde sowohl mit mikromagnetischer Simulation berechnet als auch mittels spinsensitiver Rasterelektronenmikroskopie (kurz SEMPA⁵) gemessen. Der Zustand besteht aus insgesamt vier Domänen. In den beiden Hauptdomänen verläuft die Magnetisierung entlang der langen Achse, während in den beiden Abschlußdomänen die Magnetisierung entlang der kurzen Achse orientiert ist. Der *ideale* Landau-Zustand weist in der Mitte eine 180°-Néel-Wand auf und hat für bei einer Strukturgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ eine Energiedichte von $4,2 \text{ kJ m}^{-3}$ [68]. Sowohl der gemessene als auch der simulierte Landau-Zustand weicht von dem *idealen* Zustand ab. Es zeigt sich keine scharfe Trennung der beiden Hauptdomänen durch eine 180°-Wand. Dies liegt an der hohen Domänenwandenergie der 180°-Néel-Wand. Der *reale* Landau-Zustand weist einen geringeren Wandwinkel zwischen den Hauptdomänen auf, was mit einer Reduzierung der Domänenwandenergie verbunden ist. Im Folgenden wird auf die Abhängigkeit der Energiedichte einer Néel-Wand vom Wandwinkel θ eingegangen. Die Domänenwandenergie ($\gamma(\theta) / \gamma_{Néel}(180^\circ) = (1 - \cos(\theta/2))^2$) ist in Abb. 2.3 dargestellt [68, 69]. Die Kurve zeigt, dass eine 180°-Domänenwand eine ca. 12-fach höhere Energiedichte hat als eine 90°-Domänenwand. Eine Reduktion des Wandwinkels um 35° (von 180° auf 145°) reduziert die Wandenergie um mehr

⁵engl.: Scanning electron microscope with polarisation analysis

als 50 %. Tatsächlich wurde im *realen* Landau-Zustand eine ähnliche Reduktion des Wandwinkels der Domänenwand nachgewiesen [70]. Damit ist eine Aufspaltung der Hauptdomänen in jeweils zwei Unterdomänen verbunden. Mit der Aufspaltung geht die Bildung von Oberflächenladungen entlang der langen Rechteckseite, und Volumenladungen auf dem Weg zur Kante einher. Diese zusätzlichen Pole erhöhen die Demagnetisierungsenergie des Systems, wodurch die Reduktion der Domänenwandenergie teilweise kompensiert wird. Im Gleichgewicht stellt sich ein Winkel ein, welcher das Wechselspiel zwischen Domänenwandenergie und Demagnetisierungsenergie minimiert. Für eine Strukturgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ liegt die Aufspaltung laut mikromagnetischen Simulationen bei etwa 18° .

Diamant-Zustand

In Abb. 2.2(b) ist der Diamant-Zustand dargestellt, welcher aus sieben Domänen besteht. Bis auf die zentrale Domäne verläuft die Magnetisierung in den Domänen stets parallel zur Kante der Struktur. Der Diamant-Zustand weist ausschließlich 90° -Domänenwände auf und hat bei den in dieser Arbeit verwendeten Abmessungen die gleiche Energiedichte wie der Landau-Zustand von $4,2 \text{ kJ m}^{-3}$ [68]. Da sowohl der Landau-Zustand als auch der Diamant-Zustand die gleiche Energiedichte haben wird später in Abschnitt 5.2.1 untersucht, welcher Zustand überwiegend in einem Rechteck vorzufinden ist.

Hochremanente Zustände

In Abb. 2.2(d-f) sind die hochremanenten Zustände dargestellt. Zu dieser Gruppe gehören der C-, der S- und der Blumen-Zustand. Diese Zustände zeichnen sich dadurch aus, dass sie fast eindomänig sind. Die Magnetisierung der Hauptdomäne verläuft entlang der langen Achse. Um die Demagnetisierungsenergie abzusenken, bilden diese Zustände Abschlussdomänen entlang der kurzen Achse aus. Die Richtung und die Form dieser Abschlußdomänen ist der maßgebliche Grund für die Namen dieser Zustände. Die Energiedichte des C- bzw. S-Zustands liegt bei $7,1 \text{ kJ m}^{-3}$ und des Blumen-Zustands bei $7,9 \text{ kJ m}^{-3}$ für $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ große Rechtecke [68].

3 Magnetotransport in dünnen magnetischen Filmen

Ein an einem Leiter angelegtes elektrisches Feld \mathbf{E} führt zum Ladungstransport \mathbf{j} in dem Leiter. Die Gleichung, welche die Proportionalität zwischen diesen beiden Größen beschreibt, ist das Ohm'sche Gesetz:

$$\mathbf{j} = \overleftrightarrow{\sigma} \mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{E} = \overleftrightarrow{\rho} \mathbf{j} \quad (3.1)$$

Dabei ist $\overleftrightarrow{\sigma}$ der elektrische Leitfähigkeitstensor und $\overleftrightarrow{\rho}$ der Widerstandstensor. Die Leitfähigkeit eines Leiters ist unter anderem durch den Einfluss von Stoßprozessen von Elektronen mit Gitterdefekten bestimmt, wie z. B. Fremdatomen oder Fehlstellen, als auch durch die Streuung mit Phononen oder Störstellen, z. B. durch Grenzflächen oder Korngrenzen. Zusätzlich kann die Leitfähigkeit noch von der Magnetisierung \mathbf{M} und von einem externen Feld \mathbf{H} beeinflusst werden. Effekte, die von den zuletzt genannten Größen abhängen, fallen in die Kategorie der Magnetowiderstandseffekte. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Effekte, wie der anisotrope Magnetowiderstand sowie der normale und anomale Hall-Effekt, kurz vorgestellt.

3.1 Anisotrope Magnetowiderstand

Der anisotrope Magnetowiderstands-Effekt (kurz AMR¹) bewirkt, dass der Widerstand eines ferromagnetischen Materials vom Winkel zwischen Magnetisierung und Stromrichtung abhängt [71]. Die Ursache des AMR geht auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurück [47, 72, 73]. Die Winkelabhängigkeit ist in Abb. 3.1 illustriert. Der Widerstand ist maximal, wenn die Magnetisierung parallel zur Stromrichtung ist (ρ_{\parallel}) und minimal, wenn die Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung ist (ρ_{\perp}). Die Größe $\Delta\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ ist der maximale Widerstandsunterschied auf Grund des AMR-Effekts. Die Winkelabhängigkeit des AMR-Effekts lässt sich in folgender Form angeben [72]:

$$\rho(\omega) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cdot \cos^2(\omega) \equiv \rho_{\parallel} - \Delta\rho \cdot \sin^2(\omega) \quad (3.2)$$

¹engl. Anisotropic Magnetoresistance

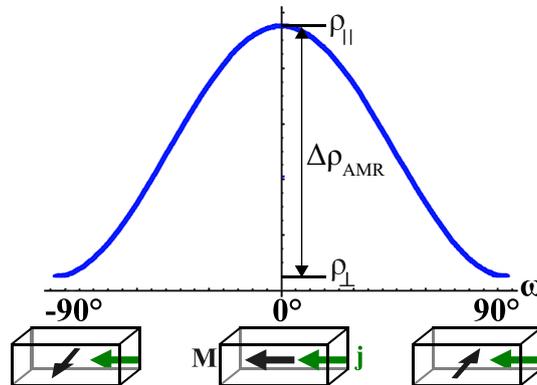


Abbildung 3.1: Illustrierung des AMR-Effekts. Der Widerstand ist minimal, wenn \mathbf{M} senkrecht zu \mathbf{j} ist (ρ_{\perp}) und maximal, wenn die Magnetisierung \mathbf{M} parallel zur Stromrichtung \mathbf{j} ist (ρ_{\parallel}). Die Größe $\Delta\rho_{\text{AMR}}$ stellt die maximale Widerstandsänderung dar.

Dabei ist ω der Winkel zwischen Magnetisierung und Stromrichtung. Die Stärke des AMR-Effekts wird häufig durch das sogenannte AMR-Verhältnis ausgedrückt:

$$\text{AMR-Verhältnis} = \frac{\Delta\rho_{\text{AMR}}}{\rho_{\perp}} \quad (3.3)$$

Während $\Delta\rho_{\text{AMR}}$ hauptsächlich von der Materialzusammensetzung abhängt, fließt in das AMR-Verhältnis noch eine Filmdickenabhängigkeit durch ρ_{\perp} ein [72, 74, 75]. Das AMR-Verhältnis beträgt üblicherweise einige Prozent, z. B. hat die in dieser Arbeit eingesetzte Nickel-Eisen-Legierung ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) bei Raumtemperatur ein AMR-Verhältnis von 1,5 % [76]. Für weiterführende Literatur sei der Leser auf folgende Referenzen verwiesen [72, 76, 77]

3.2 Normale und anomale Hall-Effekt

Während sich der oben dargestellte AMR-Effekt auf den Längswiderstand auswirkt, fällt die Klasse der Hall-Effekte in die Gruppe der Querwiderstandseffekte. Im Folgenden werden der normale Hall-Effekt (kurz OHE²) und der anomale Hall-Effekt (kurz AHE) kurz vorgestellt. In Abb. 3.2 ist schematisch die Hall-Geometrie zusammen mit einer beispielhaften Feldmessung von $U_{\text{Hall}}(\mu_0 H_z)$ für ein Co/Pt-System mit uniaxialer senkrechter Anisotropie dargestellt. Der Strom wird in y-Richtung eingepreßt und die Hall-Spannung in x-Richtung abgegriffen. Die dargestellte Probe hat eine Magnetisierung die in z-Richtung zeigt, in die auch das Magnetfeld angelegt ist. Der Beitrag des OHEs zu U_{Hall} wird durch die Ablenkung der Ladungsträ-

²engl.: Ordinary Hall effect

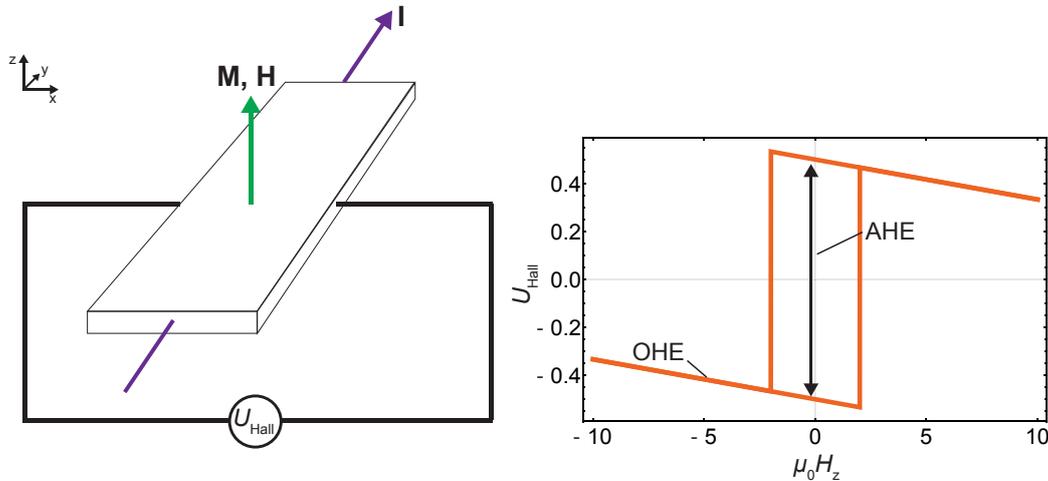


Abbildung 3.2: Schema-Zeichnung zur Hall-Geometrie mit einer beispielhaften Messung für ein Co/Pt-System mit uniaxialer senkrechter Anisotropie.

ger, die sich in y -Richtung bewegen und durch das senkrecht dazu angelegte äußere Feld aufgebaut. Dieser Effekt kann durch die Lorentzkraft erklärt werden [78]. Der OHE tritt in allen Materialien auf und wurde 1879 von Edwin Hall entdeckt [79]. Hat der stromdurchflossene Leiter zudem eine Magnetisierung, so trägt zusätzlich der AHE zu U_{Hall} bei. Während der OHE mit der z -Komponente des Magnetfeldes skaliert, tut dies der AHE mit der z -Komponente der Magnetisierung. Die Erklärung für den AHE geht auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurück [80]. Phänomenologisch kann die resultierende Hall-Spannung U_{Hall} ausgedrückt werden als:

$$U_{\text{Hall}} = (R_0 H_z + R_s M_z) \frac{\mu_0 I_x}{d} \quad (3.4)$$

Dabei sind R_0 und R_s die Hallkonstanten für den normalen bzw. anomalen Hall-Effekt. Die Literaturwerte für R_0^{Co} und R_s^{Co} liegen für polykristalline Kobaltfilme im Bereich von: $R_0^{\text{Co}} = -(1,1 - 1,3) \cdot 10^{-10} \text{ m}^3 \text{ C}^{-1}$ und $R_s^{\text{Co}} = (0,6 - 3) \cdot 10^{-9} \text{ m}^3 \text{ C}^{-1}$ (bei Raumtemperatur) [78, 81–83]. Aus einer Messung der Querspannung lassen sich die unterschiedlichen Beiträge des OHE und AHE charakterisieren. Für geringe Feldstärken dominiert der AHE, da R_s etwa eine Größenordnung größer ist als R_0 . Ab der technischen Sättigung bei $M_z = M_s$ bleibt der AHE konstant und U_{Hall} zeigt eine lineare Abnahme mit der Feldstärke auf Grund des OHE.

Ein phänomenologisches Verständnis der physikalischen Zusammenhänge nach Gl. 3.4 ist im Rahmen dieser Arbeit ausreichend. Für eine tiefer gehende Beschreibung des AHE sei der Leser auf weiterführende Literatur verwiesen [78, 84, 85].

4 Experimentelle Aufbauten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den experimentellen Aufbauten, die in diese Arbeit eingesetzt wurden. Der Hauptteil der Untersuchungen wurde an einer FIB¹/SEM²-Dualbeam-UHV³-Kammer durchgeführt. Dieser experimentelle Aufbau bietet einerseits die Möglichkeit Strukturen im Nanometerbereich herzustellen und andererseits durch einen *in situ* Magnetotransport⁴-Aufbau Widerstandsmessungen durchzuführen. Eine genaue Beschreibung der UHV-Kammer wird in Abschnitt 4.1 gegeben. Anschließend wird in Abschnitt 4.2 auf den *in situ* MR-Messaufbau eingegangen. Daraufhin wird in Abschnitt 4.3 der Aufbau und die Funktionsweise eines Kerr-Mikroskops beschrieben.

4.1 Die FIB/SEM UHV-Kammer

In Abb. 4.1(a) ist ein Foto der Dualbeam-UHV-Kammer gezeigt. Das Herzstück der Kammer bilden die FIB- und die SEM-Säulen. Die FIB-Säule ist vertikal orientiert, während die SEM-Säule unter einem Winkel von 58° zur FIB-Säule angebracht ist. Die Kombination aus FIB und SEM bietet den Vorteil, dass Strukturierungsprozesse optisch mit dem SEM kontrolliert werden können ohne die Probe dabei zu schädigen. Bei dem verwendeten SEM handelt es sich um ein *JAMP-30* von dem Hersteller *JEOL Ltd.* mit einer lateralen Auflösung von ca. 25 nm. Bei der FIB-Säule handelt es sich um die kommerzielle Säule *Canion 31 Plus* von der Firma *Orsay Physics*. Diese Säule hat eine Flüssigmetall-Ionenquelle, die Ga⁺-Ionen auf eine Energie von 30 keV beschleunigt und über den Fokussiereinheiten auf der Probe bündelt. Mit dieser FIB lassen sich Strukturen mit einer lateralen Auflösung von ca. 20 nm herstellen. Weiterführende Literatur zum Funktionsprinzip einer FIB kann unter folgenden Quellen gefunden werden: [86–88]. Eine detaillierte Beschreibung des Aufbaus ist unter der Ref. [89] zu finden.

¹fokussierter Ionenstrahl, engl. **F**ocused **I**on **B**eam

²Rasterelektronenmikroskop, engl. **S**canning **E**lectron **M**icroscope

³Ultrahochvakuum

⁴im Weiteren MR genant für engl. **M**agnetoresistance

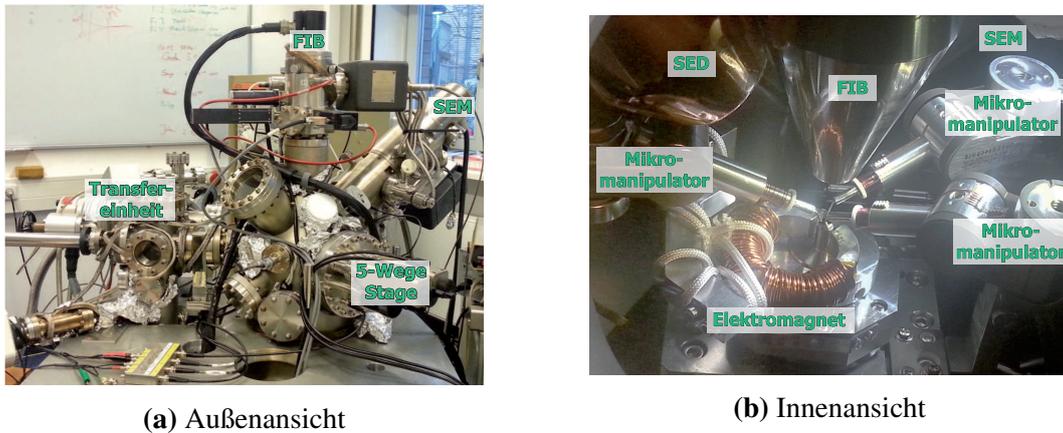


Abbildung 4.1: (a) Außenansicht der Dualbeam-Kammer: Sie besteht im Wesentlichen aus einer FIB-, sowie einer SEM-Säule. Das SEM ist um 58° verkippt zur Vertikalen montiert. Eine Transfereinheit dient dazu, die Proben ins bzw. aus dem Ultrahochvakuum zu schleusen. Die Probe wird auf eine 5-Wege-Probenbühne transferiert, die die Probe in alle drei Raumrichtungen bewegen sowie um zwei Winkel drehen kann. (b) Innenansicht der Dualbeam-Kammer: Die FIB- und SEM-Säule sowie des Sekundärelektronendetektors sind zusammen mit dem Magnetotransportaufbau zu erkennen. Der Magnetotransportaufbau besteht aus einem Elektromagneten sowie drei Mikromanipulatoren.

4.2 Der *in situ* 4-Punkt-Magnetotransport-Messaufbau

Eine für diese Arbeit wesentliche Komponente der FIB/SEM UHV-Kammer ist der integrierte 4-Punkt-Magnetotransport-Messaufbau. Dieser ist in Abb. 4.1(b) dargestellt und besteht aus drei Mikromanipulatoren und einem Elektromagneten. Bei den Mikromanipulatoren handelt es sich um drei *MM3A-EM* der Firma *Kleindiek Nanotechnik*. Die Mikromanipulatoren haben drei unabhängig voneinander bewegliche Achsen und an der vordersten Spitze eine Wolframnadel zur elektrischen Kontaktierung. Jede Achse lässt sich insgesamt in sechs verschiedenen Bewegungsmodi ansteuern, so dass sich die Schrittweite variabel von mehreren mm pro Schritt im Grobmodus bis minimal mehreren nm pro Schritt im Feinmodus einstellen lässt. Die minimale Schrittweite beträgt in horizontaler Richtung (A) 5 nm, in vertikaler Richtung (B) 3,2 nm und in radialer Richtung (C) 0,25 nm pro Schritt (vgl. Konstruktionsskizze in Abb. 4.2). Diese hochpräzise Steuerung wird unter Ausnutzung des piezoelektrischen Effektes durchgeführt, was eine gängige Anwendung in der Nanopositionierung ist [90]. Mit Hilfe der drei Mikromanipulatoren kann eine 4-Punkt Messkonfiguration realisiert werden (siehe nächsten Abschnitt). Wichtig dafür ist, dass die vordersten Spitzen der Mikromanipulatoren auf einen Punkt auf der Probe zusammengebracht werden können. Damit sich die Mikromanipulatoren

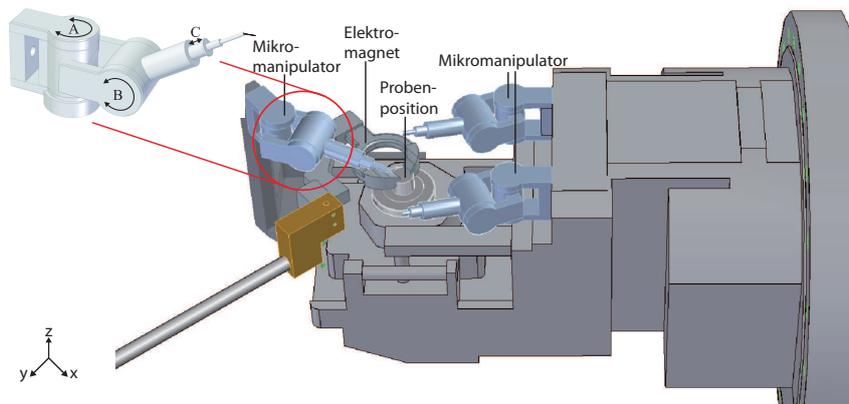


Abbildung 4.2: Konstruktionsskizze eines Mikromanipulators sowie eine technische Zeichnung der Probenbühne zusammen mit den drei Mikromanipulatoren und dem Elektromagneten.

nicht gegenseitig in die Quere kommen, wurde besonderes Augenmerk auf die Anordnung der Mikromanipulatoren gelegt. In Abb. 4.2 ist eine technische Zeichnung der Probenbühne zusammen mit den drei Mikromanipulatoren und dem Elektromagneten dargestellt. Die drei Mikromanipulatoren wurden so positioniert, dass sich zwei Mikromanipulatoren auf der linken Seite der Probenbühne befinden und ein Mikromanipulator auf der gegenüber liegenden Seite. Die zwei linken Mikromanipulatoren wurden mittels eines Adapterstücks an der der Probenbühne befestigt. Der dritte Mikromanipulator wurde mittels eines eigens dafür entwickelten Halters aus Titans angebracht. Der Halter ist schwingungsarm an der Unterseite der Probenbühne angeschraubt.

Der Elektromagnet besteht aus einem Ringkern und einer um den Kern handgewickelten Spule. Der Ringkern hat eine Aussparung für den Probenhalter von 6 mm. Der Elektromagnet war Gegenstand kontinuierlicher Weiterentwicklung. Das Ziel war es, hohe Feldstärken bei gleichzeitig kompakter Bauweise und geringer Remanenzmagnetisierung zu erreichen. Insgesamt gab es drei Entwicklungsschritte. In Abb. 4.3 sind die Kalibrierungen der unterschiedlichen Ferrit- und Eisenkerne dargestellt. Die Kalibration wurden mit Hilfe einer Hall-Sonde aufgenommen. Der erste Elektromagnet bestand aus einem Ferritkern und erreichte ein maximale Feldstärke von 39 mT und eine Remanenzmagnetisierung von ca. 0,3 mT. Der zweite Elektromagnet bestand aus einem Eisenkern (A) und erreichte 65 mT bei einer Remanenzmagnetisierung von ca. 3 mT. Der dritte Elektromagnet bestand auch aus einem weichgeglühten Eisenkern (B). Dieser erreichte eine maximale Feldstärke von 90 mT und eine Restmagnetisierung von unter 2 mT. In den Untersuchungen im Kapitel 5 wurde hauptsächlich der zweite Elektromagnet verwendet, da der letztere Elektromagnet zu dieser Zeit noch nicht zur Verfügung stand.

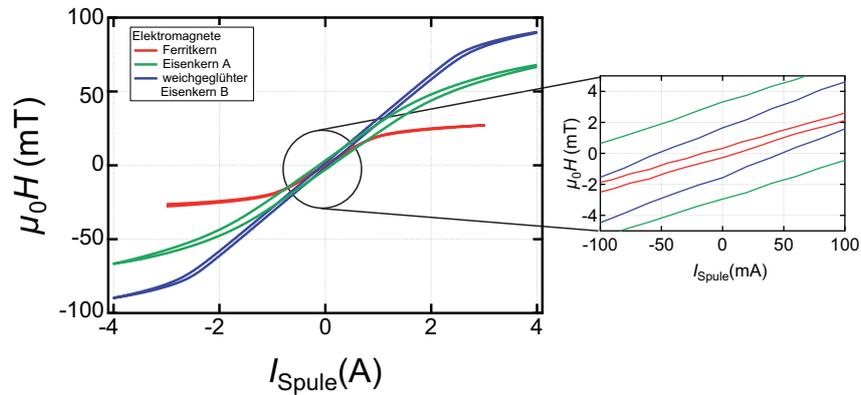


Abbildung 4.3: Kalibrierungen der einzelnen Elektromagnete, welche mit Hilfe einer Hall-Sonde erstellt wurden. Das Inset verdeutlicht die unterschiedlichen Remanenzmagnetisierung der Elektromagnete.

MR-Messprinzip

In Abb. 4.4 sind SEM-Aufnahmen zur Darstellung des MR-Messprinzips abgebildet. Mit Hilfe von Wolframnadeln, die an der vordersten Spitzen der Mikromanipulatoren befestigt sind, werden die Kontaktflächen der zur vermessenen Struktur kontaktiert. Die Kontaktfläche ist elektrisch durch einen Rahmen vom Film isoliert. Ein Mikromanipulator dient zusammen mit dem elektrischen Kontakt der Probenbühne dazu den Probenstrom über die Struktur einzuprägen. Die beiden anderen Mikromanipulatoren werden dazu benutzt das MR-Signal abzugreifen. In der Abb. 4.4 ist beispielhaft das Messprinzip zur Messung der Querspannung (mitte) und Längsspannung (rechts) dargestellt. Zusammen mit dem elektrischen Kontakt der Probenbühne ergibt sich so eine 4-Punkt Messkonfiguration. Als Stromquelle diente ein *Keithley 6221*, welches Stromstärken von 100 fA bis 100 mA erzeugen kann. Die Messspannung wurde mit Hilfe des Nanovoltmeters *Keithley 2182A* gemessen. Die Widerstandsmessungen konnten mit diesem Aufbau mit einer Messgenauigkeit von $\frac{\Delta R}{R} = 10^{-5}$ durchgeführt werden.

4.3 Das Kerr-Mikroskop

Bei dem Kerr-Mikroskop handelt es sich um ein umfunktioniertes Lichtmikroskop, welches den magnetooptischen Kerr-Effekt (kurz: Kerr-Effekt oder MOKE) nutzt, um den Magnetisierungszustand einer Probe abzubilden [91]. Im Weiteren wird kurz der Kerr-Effekt eingeführt, wonach anschließend das Kerr-Mikroskop genauer erklärt wird.

Die Entdeckung des Kerr-Effekts geht auf John Kerr zurück [92, 93]. Dieser Effekt

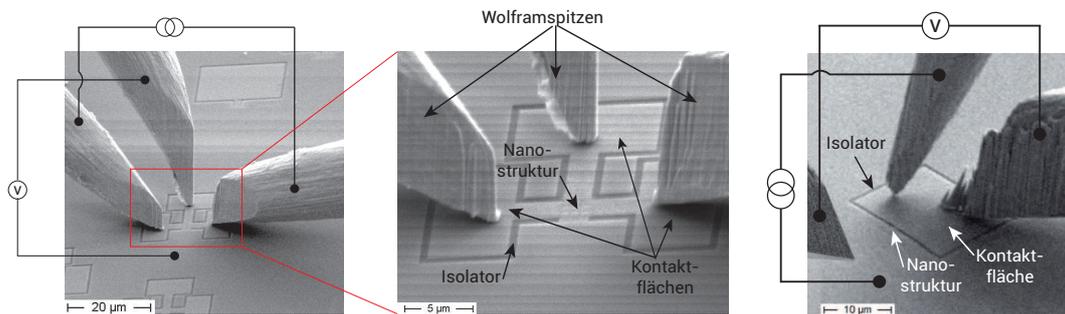


Abbildung 4.4: SEM-Aufnahmen zur Verdeutlichung des Messprinzips: Mit Hilfe von Wolframspitzen, die an den vordersten Spitzen der Mikromanipulatoren befestigt sind, können elektrisch isolierte Bereiche kontaktiert werden. Zusammen mit dem elektrischen Kontakt der Probenbühne ergibt sich so eine 4-Punkt-Messkonfiguration. Durch die Wahl des Strukturlayouts kann eine Querspannungs- (mitte) oder Längsspannungsmessung (rechts) realisiert werden.

ermöglicht durch optische Polarisationsmessungen Aussagen über den Magnetisierungszustand eines Ferromagneten zu treffen. Dies wird dadurch erreicht, dass sich die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht, welches an der Probenoberfläche reflektiert wird, mit der Stärke und Richtung der Magnetisierung der Probe ändert. Der reflektierte Lichtstrahl weist relativ zum ursprünglichen Lichtstrahl eine Drehung der Polarisationsrichtung θ_K (Kerr-Rotation genannt) als auch eine Elliptizität ε_K (Kerr-Elliptizität genannt) auf. Für weiterführende Literatur und die theoretische Beschreibung sei auf folgende Referenzen verwiesen: [94–96]. In Abb. 4.5(links) sind die möglichen Geometrien dargestellt, in denen der Kerr-Effekt gemessen werden kann. Je nachdem wie die Magnetisierung der Oberfläche zur Einfallsebene des Lichts steht, wird zwischen der polaren, longitudinalen und transversalen Geometrie unterschieden. In der polaren Geometrie zeigt die Magnetisierung aus der Probenebene heraus. In der longitudinalen und transversalen Geometrie liegt die Magnetisierung in der Probenebene und ist parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene des Lichtes orientiert.

Wie eingangs erwähnt, nutzt das Kerr-Mikroskop den Kerr-Effekt, um den Magnetisierungszustand einer Probe abzubilden. In Abb. 4.5(rechts) ist eine Fotografie des verwendeten Kerr-Mikroskops⁵ dargestellt. Das Kerr-Mikroskop besteht aus einer Lichtquelle, dessen Licht durch einen Eingangspolarisator linear polarisiert wird. Mit Hilfe einer Aperturblende ist es möglich die Sensitivität des Mikroskops auf bestimmte Komponenten der Magnetisierung einzustellen. Das Licht wird anschließend über einen Spiegel auf die Probe gelenkt. Durch die Wahl unterschiedlicher Objektive kann die Vergrößerung des Mikroskops zwischen 10x, 50x oder

⁵Typbezeichnung: Kerr-Mikroskop „Standard“ von evico magnetics

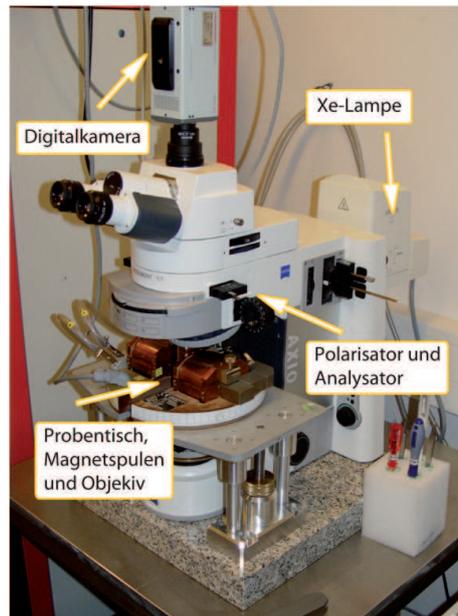
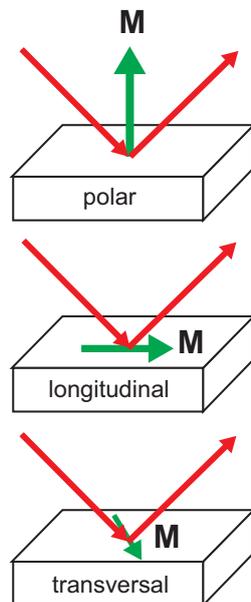


Abbildung 4.5: Links: Die drei unterschiedlichen Geometrien des Kerr-Effekts. Rechts: Ein Foto des verwendeten Kerr-Mikroskops. Dieses besteht aus einer Lichtquelle, einem Eingangs- und Ausgangspolarisator sowie einer Magnetspule, um am Ort der Probe ein Magnetfeld zu erzeugen.

100x ausgewählt werden. Das von der Probe reflektierte Licht verläuft anschließend durch einen Ausgangspolarisator. Dieser wird zu 90° zum Eingangspolarisator eingestellt. Dadurch ist er nur für das Licht transparent, welches auf Grund der Magnetisierungsrichtung der Probe eine Kerr-Rotation erfahren hat. Man erhält dadurch detektorseitig, entweder durch eine Kamera oder den Okular, eine Abbildung der Magnetisierung durch einen Schwarz-Weiß-Kontrast. Am Ort der Probe kann durch einen Elektromagneten ein Magnetfeld entweder in der Probenebene oder senkrecht zu dieser erzeugt werden. Die maximale Feldstärke in der Probenebene beträgt 370 mT und im senkrechten Fall 800 mT.

5 Magnetostatische Wechselwirkung von einzelnen Submikrometer großen Permalloy-Rechtecken im Landau-Zustand

Die Miniaturisierung von magnetischen Elementen ist eine treibende Kraft sowohl im Wachstum der Speicherdichte in magnetischen Speichermedien, als auch für die Realisierung neuer Anwendungen auf dem Gebiet der Spintronik [18–20]. Auf diesem Gebiet sind aussichtsreiche Kandidaten das nichtflüchtige MRAM [21, 22] und die magnetischen Logikgatter [25, 30–32] auf Basis von Nanostrukturen. In diesen Applikationen werden die magnetischen Elemente meist in ein Array angeordnet. Wird der Abstand zwischen den Elementen im Array reduziert, nimmt die magnetostatische Wechselwirkung eine zunehmende Rolle im Verhalten der Elemente ein. Deshalb beschäftigt sich eine Vielzahl an Arbeiten mit der Wechselwirkung von magnetischen Nanostrukturen in Arrays [97–103]. Während die meisten Arbeiten davon integrative Techniken verwenden [104–108], sind Untersuchungen an einzelnen Elementen innerhalb eines Arrays noch selten [109, 110]. Auf Grund von unvermeidlichen herstellungsbedingten Abweichungen in der Form oder der Größe der Elemente, kann es zu einer Streuung der magnetischen Eigenschaften innerhalb des Arrays kommen. Insbesondere bei weichmagnetischen Elementen können sich zudem unterschiedliche Domänenstrukturen ausbilden [68, 70, 104, 111–114]. Typische Vorgehensweisen, um die Zahl der möglichen Zustände in den Elementen zu minimieren und damit die Notwendigkeit von Messungen an einzelnen Elementen zu umgehen, ist die Reduzierung der Elementgröße [115, 116], der Übergang zu Vortexstrukturen in Kreisscheiben [105, 117] oder die Nutzung eines großen Aspektverhältnisses [118, 119]. Die oben erwähnten Punkte machen jedoch deutlich, dass die Messungen von einzelnen Elementen innerhalb eines Arrays ein wichtiges Kriterium ist, um aussagekräftige Angaben im Wechselwirkungsverhalten von magnetischen Nanostrukturen treffen zu können.

In diesem Kapitel wird eine Methode präsentiert, die es ermöglicht *in situ* Magnettransportuntersuchungen an einzelnen Submikrometer großen Strukturen durch-

zuführen. Es wird systematisch die magnetostatische Wechselwirkung von $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ großen Permalloy-Rechtecken, die in einer linearen Kette angeordnet sind, quantitativ bestimmt. Zuerst werden im Abschnitt 5.1 das verwendete Probensystem und die eingesetzten Strukturlayouts vorgestellt. Anschließend wird im Abschnitt 5.2 auf Magnetotransportuntersuchungen an einem ungekoppelten Permalloy-Rechteck eingegangen, wonach anschließend im Abschnitt 5.3 die magnetostatische Wechselwirkung von gekoppelten Permalloy-Rechtecken vorgestellt und diskutiert wird. Die Ergebnisse dieses Kapitels werden im Abschnitt 5.4 zusammengefasst.

5.1 Probensystem und Strukturlayout

Im ersten Abschnitt 5.1.1 wird auf das verwendete Schichtsystem aus Chrom/Permalloy/Platin eingegangen. Anschließend wird in Abschnitt 5.1.2 das Strukturierungsprinzip mittels FIB kurz dargestellt. Daraufhin werden in Abschnitt 5.1.3 die verwendeten Strukturlayouts vorgestellt, um Untersuchungen an einzelnen und gekoppelten Permalloy-Rechtecken durchzuführen.

5.1.1 Cr/Py/Pt-Schichtsystem

Im Experiment wird ein Schichtsystem bestehend aus Chrom/Permalloy/Platin verwendet. Die Wahl der einzelnen Schichten wird im Weiteren erläutert. Das System wurde auf ein elektrisch isolierendes Substrat aus Si_3N_4 mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht. In der Kammer herrschte während des Aufdampfens ein Basisdruck von 10^{-8} mbar. Wie schon im Abschnitt 3.1 erwähnt wurde, handelt es sich bei Permalloy (kurz: Py) um eine Nickel-Eisen-Legierung mit der Zusammensetzung $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$. Diese Zusammensetzung weist einen relativ hohen AMR von ca. 1,5 % auf, während sie gleichzeitig eine vernachlässigbare Magnetostriktion und magnetokristalline Anisotropie besitzt [72]. Es wurde eine Dicke von 20 nm gewählt, welche sich an der Definition des „Standard Problems #1“ orientiert [120]. Diese mikromagnetische Problemstellung wurde von der amerikanischen Bundesbehörde NIST¹ im Jahre 1998 veröffentlicht, um die Zuverlässigkeit und Korrektheit mikromagnetischer Simulationssoftware mit Referenzdaten zu überprüfen. Aus dieser Initiative heraus sind viele theoretische und experimentelle Arbeiten entstanden, die sich an der Problembeschreibung orientieren [68, 70, 121–124].

Unter der Py-Schicht befindet sich eine 10 nm dicke Schicht aus Chrom. In dieser Arbeit wurde Chrom als Durchmischungspartner für Py während der FIB-Strukturierung eingesetzt. Ein Durchmischungsverhältnis zwischen Chrom und Permalloy von ca. 8 % ist ausreichend, um die Curie-Temperatur von Permalloy von $T_C^{\text{Py}} = 853$ K [125] unter die Raumtemperatur abzusenken [74, 126–128]. Dadurch wird die durchmischte Permalloyschicht paramagnetisch, behält aber gleichzeitig seine elektrischen Eigenschaften bei. Diese Technik wurde benutzt, um ferromagnetische Rechtecke in eine paramagnetische Umgebung einzubetten. Der Einsatz von Chrom als Durchmischungspartner ist keine notwendige Bedingung, es konnten vergleichbare Resultate z. B. mit Kupfer [74] oder Tantal [128] nachgewiesen werden. Aus herstellungstechnischen Gründen konnte Tantal, auf Grund seines geringen Dampfdrucks, nicht mit dem eingesetzten Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht werden. Für eine Wachstumsschicht aus Kupfer wurde gezeigt [67],

¹engl. für National Institute of Standards and Technology

dass ein Großteil des Stroms über das Kupfer und nicht mehr über die magnetische Struktur abfließt. Dies liegt an der mehr als 7-fach besseren elektrischen Leitfähigkeit von Kupfer als Festkörper bei Raumtemperatur im Vergleich zu Chrom. Mit einem geringeren Stromfluss durch die magnetische Struktur ist eine Reduzierung des MR-Signals verbunden. Deshalb wurde im Experiment auf Kupfer als Durchmischungspartner verzichtet. Die Py-Schicht wurde zusätzlich mit einer 2,5 nm dicken Schicht aus Platin vor Oxidation geschützt.

5.1.2 Bestimmung der paramagnetischen und isolierenden Dosis

Das oben dargestellte System bietet die Möglichkeit ferromagnetische, paramagnetische und isolierende Bereiche mittels FIB zu strukturieren. Dies wird dadurch erreicht, dass der Film im ferromagnetischen Fall keinerlei Dosis erfährt, im paramagnetischen Fall die spezielle Dosis D_{para} appliziert wird und im isolierenden Fall der Film mit der Dosis D_{iso} vollständig abgetragen wird. Um diese Dosen zu ermitteln, wurden Dosistests in Anlehnung an Ref. [113] durchgeführt. Die Dosistests bestehen aus MR-Messungen an Drähten, auf denen verschiedene Dosen appliziert wurden. Die paramagnetische Dosis wurde bestimmt, bei der das AMR-Verhältnis des Drahtes auf ca. 1 % des ursprünglichen Wertes abgefallen ist. Die Dosis, bei der dieser Fall eingetreten ist, beträgt $5600 \mu\text{C cm}^{-2}$. Bei dieser Dosis steigt der spezifische Filmwiderstand um den Faktor 4,7 von $\rho_0 = 30 \mu\Omega \text{cm}$ auf $\rho_{5600 \mu\text{C cm}^{-2}} = 141 \mu\Omega \text{cm}$ an. Im Experiment wurde eine Dosis von $D_{\text{para}} = 6000 \mu\text{C cm}^{-2}$ gewählt, da bei dieser Dosis gewährleistet ist, dass die Py-Schicht zuverlässig paramagnetisch geworden ist und gleichzeitig der Filmwiderstand nur auf $5,3 \cdot \rho_0$ angestiegen ist. Der isolierende Fall, d.h. der komplette Filmabtrag, ist bei einer Dosis von $D_{\text{iso}} = 20000 \mu\text{C cm}^{-2}$ gewährleistet.

5.1.3 Strukturlayout

Mit den ermittelten Dosen war es möglich einen Mikrostromkreis für die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhalten von einzelnen und gekoppelten Py-Rechtecken herzustellen. In Abb. 5.1 sind exemplarisch einige hergestellte Strukturen abgebildet. Auf der linken Seite ist ein Mikrostromkreis mit einem einzelnen Py-Rechteck dargestellt und auf der rechten Seite der Strukturbereich der Wechselwirkungskette für verschiedene Abstände gezeigt. Die gesamte Struktur wurde innerhalb eines Strukturierungsbereichs mit einer Abmessung von $(21 \times 21) \mu\text{m}^2$ hergestellt. Dieser Strukturierungsbereich wurde gewählt, da dies der größte Bereich ist, bei dem die Rastereinheit der eingesetzten FIB ihre beste Auflösung hat. Das Strukturlayout besteht aus einer paramagnetischen Kontaktfläche, welche durch einen isolierende Rahmen elektrisch vom Film getrennt ist. Diese Fläche dient der

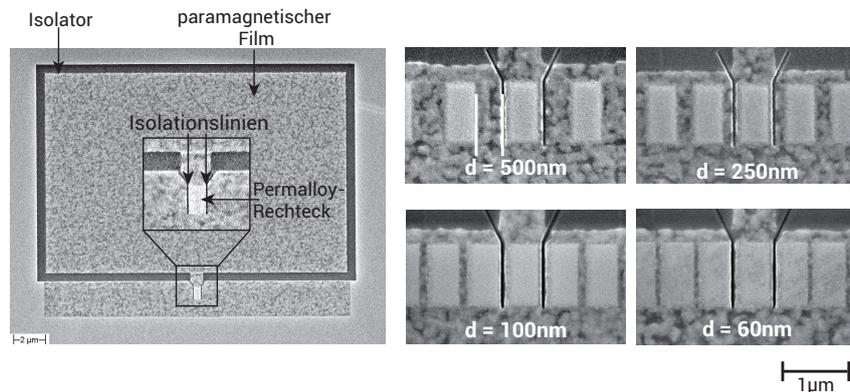


Abbildung 5.1: Links: SEM-Aufnahme eines Mikrostromkreises für die Untersuchung von einzelnen Py-Rechtecken. Das Strukturlayout besteht aus einer paramagnetischen Kontaktfläche für die Mikromanipulatoren, welches mit einem isolierenden Rand elektrisch vom Film entkoppelt ist. Das zu untersuchende Py-Rechteck hat links und rechts dünne isolierenden Linien, die den Strompfad einschnüren (siehe Inset). Rechts: Für gekoppelte Strukturen befinden sich im Abstand d weitere Elemente in Form einer linearen Kette um das zentrale Rechteck.

elektrischen Ankontaktierung des Mikrostromkreises mit Hilfe zweier Mikromanipulatoren (vgl. Abb. 4.4). Der isolierende Rahmen ist an einer Stelle unterbrochen. Dort befindet sich das zu untersuchende Rechteck. Links und rechts vom Rechteck verlaufen dünne isolierende Linien, die den Pfad des Probenstroms einschnüren und mit einer Dosis von 1000 pC cm^{-1} strukturiert wurden. Die Linien haben eine Halbwertsbreite von 50 nm und einen Abstand von 75 nm vom zentralen Rechteck. Im Falle von gekoppelten Rechtecken befinden sich im Abstand d weitere Elemente in einer Kette um das zentrale Rechteck. Auf Grund der Breite der Isolationenlinien beträgt der kleinste im Experiment erreichbare Abstand 60 nm. In diesem Fall wurde der Abstand zwischen den Isolationenlinien und dem zentralen Rechteck auf 30 nm reduziert. Im Kapitel 5.2.2 wird genauer auf den Abstand der isolierenden Linien eingegangen.

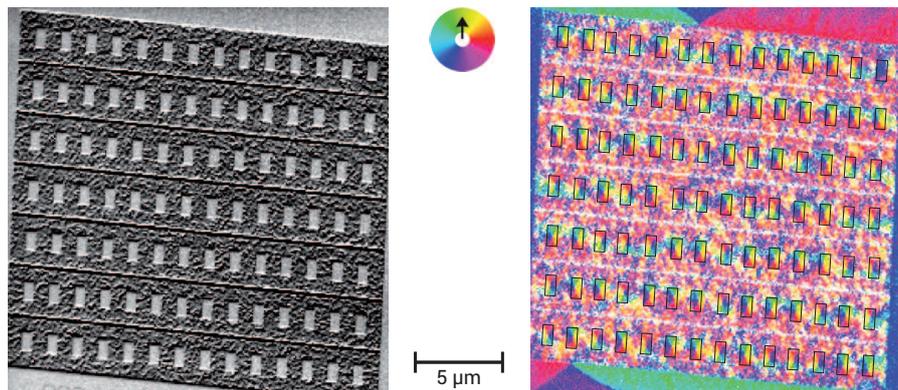


Abbildung 5.2: Abbildungen mittels SEM (links) und SEMPA (rechts) zur Untersuchung der Remanenzzustände von 98 ungekoppelten Rechtecken mit einer Größe von $1000 \times 500 \text{ nm}^2$. Der dominierende Remanenzzustand ist der Landau-Zustand, in dem sich 97 Rechtecke befinden, während sich ein Rechteck im S-Zustand befindet (oben rechts).

5.2 Magnetowiderstandsmessungen an einzelnen Permalloy-Rechtecken

In diesem Kapitel wird auf Messungen des anisotropen Magnetowiderstands einzelner Permalloy-Rechtecke eingegangen. Dazu wird in Abschnitt 5.2.1 eine exemplarische Messung eines einzelnen Rechtecks im ungekoppelten Fall gezeigt und diskutiert. Anschließend werden die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst und die Energiedichte des Systems angegeben. Daraufhin werden in Abschnitt 5.2.2 zwei experimentelle Einflussfaktoren auf die Energiedichte diskutiert.

5.2.1 AMR-Messung eines einzelnen Permalloy-Rechtecks

Zunächst wurden mittels spinsensitiver Rasterelektronenmikroskopie (kurz: SEMPA) [129] Messungen durchgeführt, um festzustellen, welcher der in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Remanenzzustände im Rechteck vorzufinden ist. Dafür wurden die Remanenzzustände von insgesamt 98 ungekoppelten Rechtecken ausgewertet (vgl. Abb. 5.2). Die $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ großen Rechtecke haben einen horizontalen Abstand von 850 nm und einen vertikalen Abstand von 1800 nm. Nach Feldeinwirkung entlang der kurzen Rechteckseite sind 97 der Rechtecke im Landau-Zustand und ein Rechteck im S-Zustand. Damit kann mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden, dass sich ein Rechteck mit dieser Strukturgröße in Remanenz im Landau-Zustand befindet.

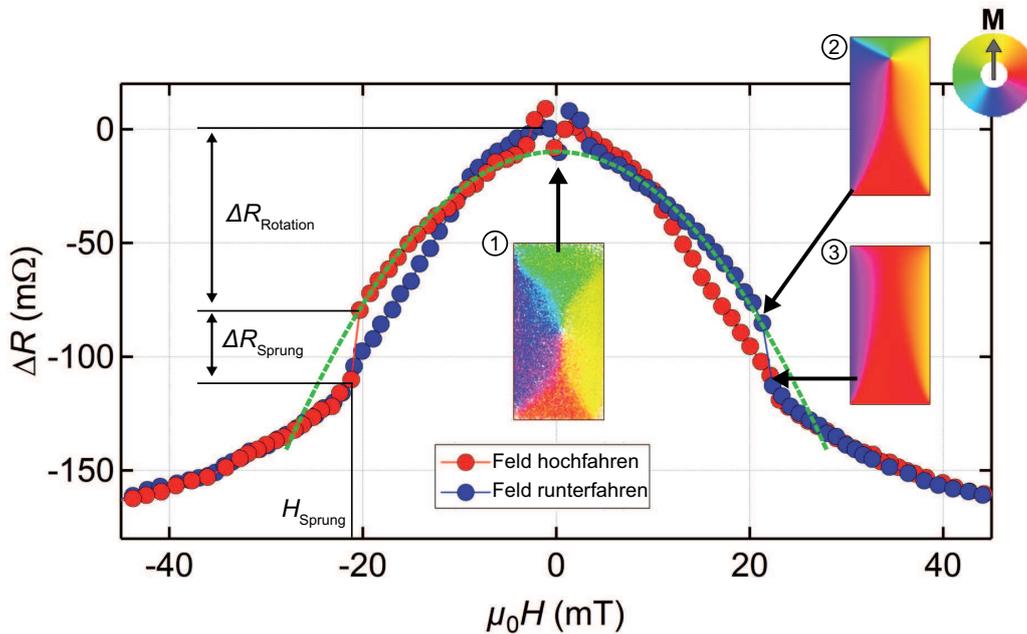


Abbildung 5.3: Widerstand in Abhängigkeit eines entlang der kurzen Achse angelegten Magnetfeldes für ein einzelnes Rechteck mit den Abmessungen $1000 \times 500 \text{ nm}^2$. An charakteristischen Stellen sind die entsprechenden mikromagnetischen Zustände aus SEMPA-Messungen (1) und mikromagnetischen Simulationen (2)-(3) dargestellt. Die grün gestrichelte Linie zeigt eine parabolische Anpassung der $R(H)$ -Kurve bis zur Stelle H_{Sprung} . Zusätzlich sind die relevanten Größen ΔR_{Sprung} und $\Delta R_{Rotation}$ der Kurve eingezeichnet.

In Abb. 5.3 ist eine typische AMR-Messung eines einzelnen $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ großen Rechtecks dargestellt. An dieser Stelle werden die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung zusammengefasst. Eine genauere Diskussion ist in Ref. [113] zu finden. Wird während der Widerstandsmessung ein externes Magnetfeld entlang der kurzen Achse angelegt, reduziert sich der Widerstand in Abhängigkeit des Betrages der angelegten Feldstärke (2). Bei einer kritischen Feldstärke H_{Sprung} setzt ein irreversibler Widerstandssprung ein. An dieser Stelle findet ein Übergang von der Vortexstruktur zu einer quasi-eindomänen Struktur statt, die entlang der langen Rechteckseite Abschlußdomänen aufweist (3). Wird die Feldstärke weiter erhöht, wird die Größe dieser Abschlußdomänen zusätzlich verringert, wodurch sich der Widerstand weiter reduziert. Der Widerstandsverlauf zeigt eine charakteristische Änderung bei H_{Sprung} . Während sich der Widerstand bis zu H_{Sprung} annähernd parabolisch reduziert, flacht die Kurve ab H_{Sprung} eher exponentiell ab. Zwei zusätzliche Größen können zur Charakterisierung der Kurve herangezogen werden. Diese sind

$\Delta R_{\text{Rotation}}$, welche ein Maß für die maximale Auslenkung der Magnetisierung in den Hauptdomänen ist, bevor der Landau-Zustand vernichtet wird und ΔR_{Sprung} , welche ein Maß für die Orientierung der Magnetisierung nach dem Übergang in den quasi-eindomänen Zustand ist.

Auf Grund des AMR-Effekts hängt der Widerstand vom Winkel α zwischen Magnetisierung und Stromrichtung ab (vgl. Gl. 3.2):

$$R(\alpha) = R_0 - \Delta R_{\text{AMR}} \cdot \sin^2(\alpha) \equiv R_0 - \Delta R_{\text{AMR}} \left(\frac{M_{\perp}}{M_s} \right)^2 \quad (5.1)$$

Die Größe $\Delta R_{\text{AMR}} = R_{\parallel} - R_{\perp} = (0,38 \pm 0,03) \Omega$ ist der Widerstandsunterschied des Rechtecks, wenn die Magnetisierung parallel bzw. senkrecht zur Stromrichtung orientiert ist. Da die untersuchten Rechtecke einen Multidomänenzustand aufweisen, muss für die Interpretation der gemessenen $R(H)$ -Kurven der Einfluss der Domänen auf das AMR-Signal gesondert diskutiert werden.

Anhand von mikromagnetischen Simulationen [130] und domänentheoretischen Rechnungen konnte gezeigt werden, dass die Summe der Fläche der Abschlußdomänen im Landau-Zustand bis H_{Sprung} annähernd konstant bleibt [131]. Infolgedessen bleibt das Verhältnis zwischen den Flächen der Haupt- und Abschlußdomänen gleich und das AMR-Signal lässt sich ausschließlich auf das Kippen der Magnetisierung in den Hauptdomänen zurückführen. Das parabolische Verhalten von $R(H)$ bis H_{Sprung} bedeutet, dass sich M_{\perp} linear mit dem Feld ändert. Das gemessene Verhalten ist analog zu einem eindomänen Teilchen, welches in einem externen Feld eine kohärente Rotation aufweist. Die Magnetisierung ist demnach in einem parabolischen Potential mit der Tiefe \tilde{K} gebunden. Die Energiedichte des Systems lässt sich somit schreiben als (vgl. Gl. 2.16):

$$f = \tilde{K} \cdot \sin^2(\alpha) - \mu_0 M_s H \cdot \sin(\alpha) \quad (5.2)$$

Hier stellt \tilde{K} den Energiedichteunterschied zwischen dem Landau-Zustand und dem entlang der kurzen Achse magnetisiertem Zustand (HA-Zustand) dar. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\frac{df}{d\alpha} \stackrel{!}{=} 0$ ergibt sich der Zusammenhang [113, 131]:

$$\sin(\alpha(H)) = \frac{M_s}{2\tilde{K}} \cdot \mu_0 H = \frac{M_{\perp}}{M_s} \quad (5.3)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung lässt sich Gl. 5.1 umformen

$$R(H) = R_0 - \Delta R_{\text{AMR}} \cdot \left(\frac{M_s}{2\tilde{K}} \right)^2 (\mu_0 H)^2 \cong R_0 - \underbrace{\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}} \cdot \left(\frac{M_s}{2\tilde{K}} \right)^2}_b (\mu_0 H)^2 \quad (5.4)$$

Die Größe ΔR_{AMR} muss für die Anwendung für Rechtecke im Landau-Zustand angepasst werden. Der maximale Widerstandsunterschied auf Grund des AMR-Effekts, welcher für ein Rechteck im Landau-Zustand zu erwarten ist, wenn das Magnetfeld parallel zur kurzen Achse angelegt wird, rührt auf die Drehung der Magnetisierung in den Hauptdomänen zurück. Aus dieser Überlegung bestimmt sich der maximale Widerstandsunterschied $\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}$ anhand der Flächenfüllung der Hauptdomänen. Es gilt: $\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}} = 68\% \cdot \Delta R_{\text{AMR}} = (0,26 \pm 0,03) \Omega$ [131]. Die Energiedichte \tilde{K} des Systems lässt sich über eine Anpassung der gemessenen $R(H)$ mit $R_0 - b(\mu_0 H)^2$ über $\tilde{K} = \frac{M_s}{2} \sqrt{\frac{\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}}{b}}$ bestimmen (siehe gestrichelte Linien in Abb. 5.3). Es ergibt sich mit der Sättigungsmagnetisierung des Filmsystems ($M_s = (820 \pm 40) \text{ kA m}^{-1}$ [113]) eine Energiedichte von:

$$\tilde{K} = (18 \pm 2) \text{ kJ m}^{-3} \quad (5.5)$$

Dieses Ergebnis stimmt sehr genau mit den Ergebnissen aus Ref. [113] überein.

5.2.2 Einflussfaktoren auf die Energiedichte

Im Weiteren werden zwei experimentelle Einflussfaktoren auf die Energiedichte diskutiert. Nämlich die Einflüsse von Strukturänderungen des Filmes, die durch den Beschuss mit hochenergetischen Ionen verursacht werden und die Einflüsse, die durch die Fehlorientierung des äußeren Magnetfeldes hervorgerufen werden.

In Abb. 5.4(a) ist eine SEM-Detailaufnahme eines strukturierten Rechtecks exemplarisch abgebildet. In der Mitte befindet sich das Rechteck, an dessen Seiten die isolierenden Linien verlaufen. Zur besseren Visualisierung ist das Rechteck weiß eingerahmt. Anhand der erkennbaren Kristallite des Filmes lässt sich ausmachen, dass der Rand der Struktur durch den Strukturierungsprozess eine gewisse Ionendosis erfahren hat. Anhand der Aufnahmen konnte die Breite der Strukturänderung am Rand des Rechtecks zu ca. 50 nm bestimmt werden. Diese Änderung der Randstruktur hat einen Einfluss auf die Anisotropie des Systems. Da der Rand eine 2 bis 3-fach größere Korngröße als die Mitte des Rechtecks aufweist [67], nimmt auf Grund der Zunahme der Randrauhigkeit die Anisotropie und das Schaltfeld ab [132]. Zudem kann sich die Anisotropie durch geneigten Kanten des Rechtecks reduzieren [37].

Die in Abb. 5.4(a) dargestellte Struktur wird in zwei Schritten hergestellt. Im ersten Prozessschritt wird das Rechteck definiert, indem die Umgebung des Rechtecks paramagnetisch gerendert wird. Anschließend werden im zweiten Prozessschritt die isolierenden Linien, die eine Halbwertsbreite von 50 nm haben, strukturiert. Durch beide Prozessschritte kann der Rand des Rechtecks eine Ionendosis erfahren. Der erste Prozessschritt ist inhärent mit der Erzeugung des Rechtecks verbunden. Deshalb

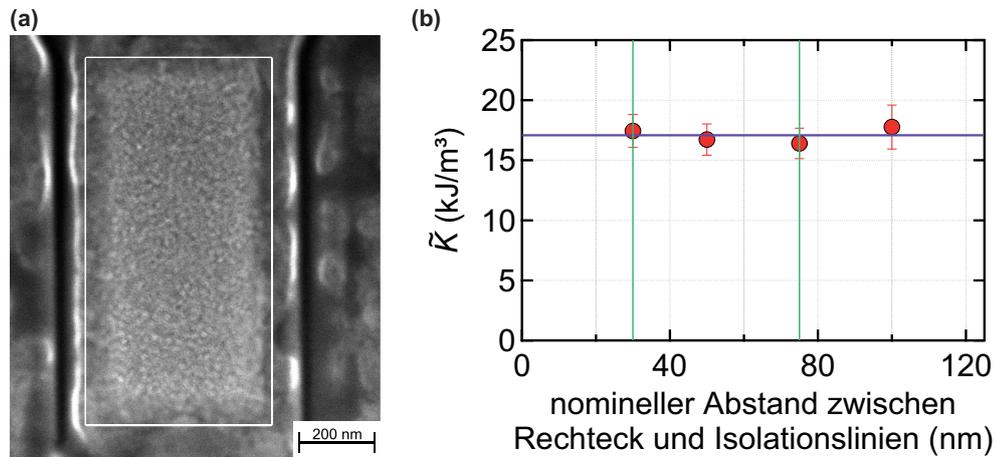


Abbildung 5.4: (a) SEM-Detailaufnahme eines mit FIB strukturierten Rechtecks mit Abmessungen von $1000 \times 500 \text{ nm}^2$ (weiß eingerahmt). Links und rechts vom Rechteck verlaufen dünne isolierende Linien in einem Abstand von 75 nm . (b) Abhängigkeit der Energiedichte für unterschiedliche Abstände zwischen den Isolationslinien und dem Rechteck. Die blaue horizontale Linie entspricht dem Mittelwert aller Messungen. Die grünen vertikalen Linien markieren den Abstandsbereich welcher im Experiment verwendet wurden.

wurde ein besonderes Augenmerk auf den Einfluss der durch die Strukturierung der Isolationslinien verursacht wird gelegt. Da in Abschnitt 5 gekoppelte Rechtecke mit einem minimalen Abstand von 60 nm untersucht werden, wurde der Abstand zwischen den Isolationslinien und dem Rechteck systematisch von 30 nm bis 100 nm variiert. Für diese Rechtecke wurden MR-Messungen durchgeführt und die Energiedichte bestimmt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abb. 5.4(b) dargestellt. Innerhalb des Intervalls in dem der Abstand der Isolationslinien variiert wurde, ist keine signifikante Abweichung der Energiedichte auszumachen. Im Experiment wurde für die Strukturen im Falle von gekoppelten Rechtecken der Abstand zwischen den Isolationslinien und dem zentralen Rechteck an den zu erreichenden Abstand d zwischen den Rechtecken angepasst. So wurde für den Abstand $d = 60 \text{ nm}$ der Abstand zwischen den Isolationslinien und dem zentralen Rechteck auf 30 nm reduziert. Für Strukturen mit einem größeren Abstand d zwischen den Rechtecken wurde entsprechend der Abstand der Isolationslinien vergrößert, wobei 75 nm nicht überschritten wurde (vgl. grünen vertikalen Linien). Herstellungsbedingte Änderungen am Rand der Struktur durch den Einsatz von hochenergetischen Ionen, sind nicht auf die Verwendung einer FIB zurückzuführen, sondern kommen auch bei anderen Techniken vor [133, 134].

Wie im vorherigen Abschnitt erläutert wurde, weist das Ummagnetisierungsverhalten eine kohärente Rotation der Magnetisierung in den Hauptdomänen auf, wenn

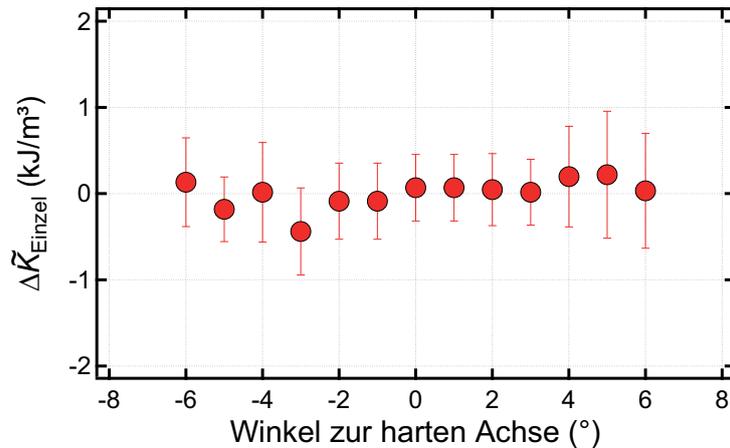


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Energiedichte eines einzelnen Rechtecks im Landau-Zustand von der Orientierung des äußeren Magnetfeldes relativ zur harten Achse.

das Magnetfeldes entlang der kurzen Achse angelegt wird. Im Experiment kann es zu einer Fehlorientierung des äußeren Magnetfeldes von einigen Grad kommen. Übersteigt der Winkel des Magnetfeldes mit der kurzen Achse des Rechtecks ca. 10° , ist der dominierende Remanenzzustand nicht mehr der Landau-Zustand sondern der C/S-Zustand [135]. Im Experiment konnte deshalb eine Fehlorientierung ab 10° zuverlässig über die Änderung des AMR-Signals festgestellt werden (eine genauere Beschreibung findet sich in Ref. [135]). Für geringere Winkel der Fehlorientierung ist nicht mehr garantiert, dass die Summe der Fläche der Abschlußdomänen des Landau-Zustands konstant bleibt. Die $R(H)$ -Kurve würde dann nicht mehr über eine rein kohärente Rotation der Magnetisierung in den Hauptdomänen stattfinden, sondern zudem die Rotation der Magnetisierung in den Abschlußdomänen beinhalten. Um im Vorfeld den Einfluss einer Fehlorientierung auf die Anisotropie bewerten zu können, wurde eine Untersuchung durchgeführt, bei der die Energiedichte eines einzelnen Rechtecks für verschiedene Feldwinkel zur harten Achse bestimmt wurde. Der Winkel wurde insgesamt um 12° variiert. Es wurde darauf geachtet, dass das Rechteck in Remanenz sich stets im Landau-Zustand befunden hat. Die Abweichung von der vorher bestimmten Energiedichte ist in Abb. 5.5 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Abweichung geringer ist als 1 kJ m^{-3} , sie fällt in die gleiche Größenordnung wie die Messauflösung des Experiments. Diese Untersuchung zeigt somit, dass eine Fehlorientierung des Magnetfeldes für das untersuchte System nur eine untergeordnete Rolle spielt.

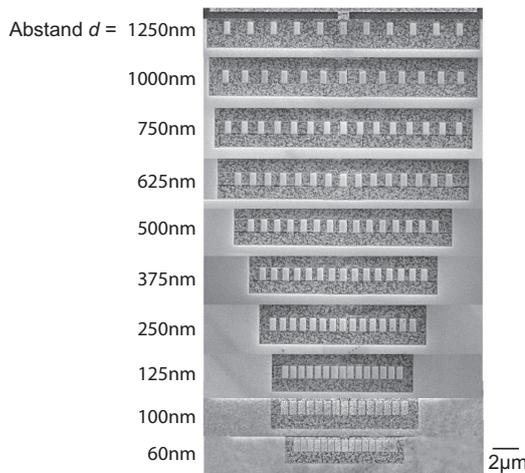


Abbildung 5.6: SEM-Aufnahmen einer Serie aus Wechselwirkungsstrukturen. Es ist jeweils nur der Ausschnitt gezeigt, der die lineare Wechselwirkungskette für die einzelnen Abstände enthält. Für den größten Abstand von $d = 1250\text{nm}$ besteht die Kette aus insgesamt 11 Rechtecken, während sie für den kleinsten Abstand von $d = 60\text{nm}$ aus 15 Rechtecken besteht.

5.3 Magnetowiderstandsmessungen an gekoppelten Permalloy-Rechtecken

Dieser Abschnitt behandelt die magnetostatische Wechselwirkung zwischen Rechtecken, die sich im Landau-Zustand befinden. Zuerst wird in Abschnitt 5.3.1 die experimentelle Herangehensweise erläutert und anschließend in Abschnitt 5.3.2 die gemessenen MR-Kurven diskutiert. Daraufhin werden in Abschnitt 5.3.3 zwei Verfahren zur Bestimmung der magnetostatischen Wechselwirkungsenergie vorgestellt und miteinander verglichen. Abschließend wird in Abschnitt 5.3.3 der Kopplungsmechanismus diskutiert, um am Ende die Ergebnisse mit denen eines analytischen Modells zu vergleichen.

5.3.1 Die lineare Wechselwirkungskette

Die Untersuchungen zur magnetostatischen Wechselwirkung wurden an Rechtecken mit einer Strukturgröße von $1000 \times 500\text{nm}^2$ bei einer Filmdicke von 20nm , die in einer lineare Wechselwirkungskette angeordnet sind, durchgeführt. Eine geringere Strukturgröße von $800 \times 400\text{nm}^2$ wurde auch in Betracht gezogen. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die im Folgenden dargestellten Ergebnisse auch für die kleinere Strukturgröße konsistent sind und eine Größenvariation keinen nennenswerten Erkenntnisgewinn mit sich bringt, so dass an dieser Stelle nur auf die ausgiebige Untersuchung der $1000 \times 500\text{nm}^2$ Rechtecke eingegangen wird. Die Ergebnisse für $800 \times 400\text{nm}^2$ große Strukturen finden sich in Ref. [131]. Wie im Falle von ungekoppelten Rechtecken konnte auch für gekoppelte Rechtecke gezeigt werden, dass der Landau-Zustand der bevorzugte Remanenzzustand ist [70].

Im Experiment wurde der Abstand zwischen den Rechtecken zwischen 60nm und 1250nm variiert. Geringere Abstände unter 60nm wurden nicht in Betracht gezo-

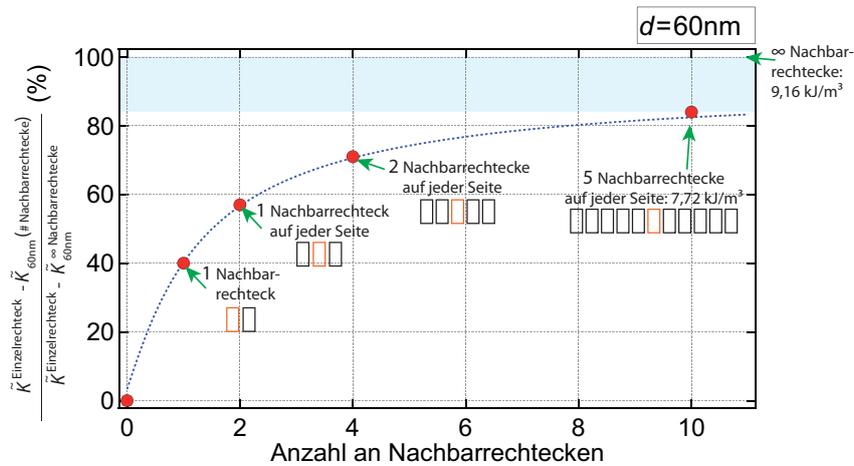


Abbildung 5.7: Wechselwirkungsenergie normiert auf die Wechselwirkungsenergie für den Fall einer unendlich langen Kette in Abhängigkeit der Anzahl an Nachbarrechtecken. Die blau gepunktete Linie ist eine exponentielle Anpassung der Datenpunkte. Die im Experiment untersuchten Wechselwirkungsketten fallen allesamt in den blauen Bereich.

gen, da die Ausdehnung der Isolationslinien zu einer Randschädigung der benachbarten Rechtecke und des zentralen Rechtecks führen würde (vgl. Abschnitt 5.2.2). Das in Abschnitt 5.1.3 diskutierte Strukturlayout hat eine Gesamtabmessung von $(21 \times 21) \mu\text{m}^2$. Dadurch wurde die maximale Anzahl an benachbarten Rechtecken in der linearen Wechselwirkungskette begrenzt. Im Experiment wurde trotzdem darauf geachtet mindestens 5 Rechtecke auf jeder Seite des zentralen Rechtecks herzustellen, um Randeﬀekte auszuschließen und dem idealen Fall einer unendlichen Kette so nahe wie möglich zu kommen. In Abb. 5.6 sind SEM-Aufnahmen der verwendeten Strukturen für die einzelnen Abstände abgebildet. Während für geringe Abstände 7 und mehr Nachbarrechtecke auf jeder Seite realisierbar sind, haben Strukturen mit einem Abstand von $d = 1000\text{nm}$ 6 Rechtecke und bei $d = 1250\text{nm}$ nur 5 Rechtecke auf jeder Seite. Um den Einfluss der unterschiedlichen Anzahl an Nachbarrechtecken auf die Wechselwirkungsenergie bewerten zu können, wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Dazu wurde die Energiedichte eines Rechtecks mit einer unterschiedlichen Anzahl an Nachbarrechtecken sowie für ein Rechteck mit unendlich vielen Nachbarrechtecken mittels mikromagnetischer Simulationen bestimmt. Der Fall mit unendlich vielen Nachbarrechtecken wurde mit periodischen Randbedingungen berechnet [136]. Für den Abstand zwischen den gekoppelten Rechtecken wurde $d = 60\text{nm}$ verwendet, da dies der Abstand mit der stärksten Kopplung ist, der im Experiment vorkommt. Die Ergebnisse sind in Abb. 5.7 dargestellt. Die Wechselwirkungsenergie wurde auf den Fall einer unend-

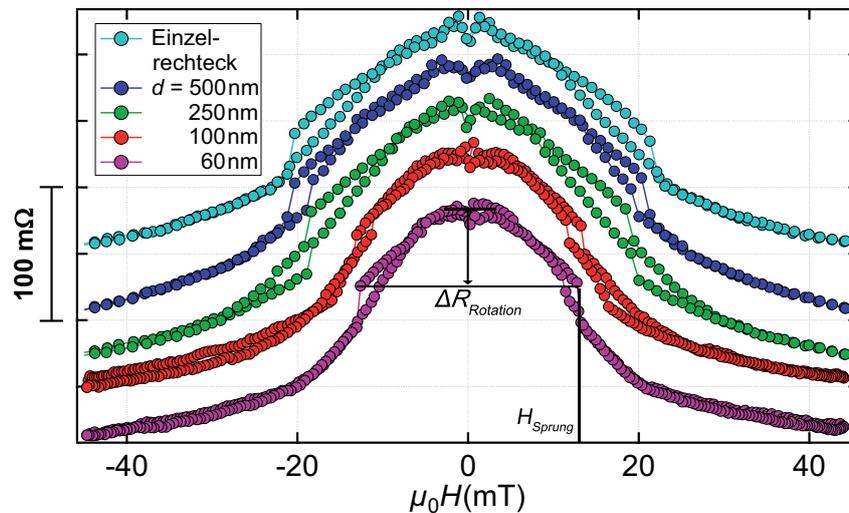


Abbildung 5.8: MR-Kurven für unterschiedliche Abstände d sowie für das Einzelrechteck ohne Nachbarn. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Kurven gegeneinander um $30 \text{ m}\Omega$ verschoben.

lichen Kette normiert und in Abhängigkeit von der Anzahl an Nachbarrechtecken aufgetragen. Die Simulationsergebnisse wurden phänomenologisch mit einer Exponentialfunktion $1 - e^{-m \cdot x}$ angepasst. Alle im Experiment untersuchten Wechselwirkungsstrukturen fallen in den in der Abbildung blau markierten Bereich, d.h. sie weisen mindestens 84 % der Wechselwirkungsenergie einer unendlichen Kette auf. Vergleicht man den Energieunterschied zwischen dem Fall mit 5 Nachbarrechtecken auf jeder Seite und der unendlichen Kette, erhält man eine Energieabweichung von ca. $1,4 \text{ kJm}^{-3}$. Da diese obere Schranke der Energiedichteabweichung gering ausfällt und zudem mit der Energieauflösung des Experiments vergleichbar ist, kann der Einfluss der unterschiedlichen Anzahl an Nachbarrechtecken auf die Wechselwirkungsenergie vernachlässigt werden. Deshalb können die Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit mit den Fall einer unendlichen Kette gleich gesetzt werden. Die Begriffe *lineare Kette* und *unendlichen Kette* werden im Weiteren als Synonym verwendet.

5.3.2 MR-Kurven von gekoppelten Permalloy-Rechtecken

In Abb. 5.8 sind die MR-Messungen von gekoppelten Strukturen dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Kurven zusammen mit der Kurve eines Einzelrechtecks aus Abb. 5.3 gezeigt und gegeneinander um jeweils $30 \text{ m}\Omega$ verschoben. Im direkten Vergleich kann man drei wesentliche Unterschiede zwischen der AMR-Kurve eines einzelnen Rechtecks und eines Rechtecks in einer unendlichen Kette

feststellen. Der erste Unterschied besteht darin, dass H_{Sprung} sich für kleinere Abstände d zu geringeren Feldstärken verschiebt. Des Weiteren unterscheidet sich die parabolische Krümmung b der Kurven. Auch hier ist eine Abhängigkeit vom Abstand d zu erkennen. Für kleinere Abstände nimmt die Krümmung der Kurve zu. Dies bedeutet, dass die Steigung der korrespondierenden $M_{\perp}(H)$ Kurve zunimmt (vgl. Gl. 5.3), was wiederum darauf schließen lässt, dass die Tiefe des Potentials, in dem das System gebunden ist, geringer wird.

Der dritte Unterschied zwischen den Kurven ist der maximale Widerstandshub innerhalb der im Experiment maximal möglichen Feldstärke von $\mu_0 H = 65$ mT. Der Widerstandshub ist im Vergleich zu den vorherigen Punkten jedoch nicht stark ausgeprägt. Er sollte bei einer starken Kopplung in der Größenordnung von $\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}$ liegen und somit die Magnetisierung vollständig entlang des Feldes ausgerichtet sein. Die dafür notwendige Feldstärke übersteigt jedoch deutlich die verfügbare Feldstärke. Deshalb wird in der weiteren Auswertung nur H_{Sprung} und die parabolische Krümmung b der Kurven herangezogen. Während H_{Sprung} direkt aus den Kurven ermittelt werden kann, wurde für die Bestimmung der Energiedichte zuerst die Krümmung ermittelt und anschließend über $\tilde{K} = \frac{M_s}{2} \sqrt{\frac{\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}}{b}}$ die Energiedichte berechnet. Die Ergebnisse sind in der Abb. 5.9 zusammengefasst. Der Datenpunkt auf der rechten Seite, stellt jeweils den Wert für ein Einzelrechteck dar. Sowohl das Sprungfeld als auch die Energiedichte zeigen eine deutliche Abstandsabhängigkeit, die innerhalb der Genauigkeit des Experiments eindeutig aufgelöst werden kann. Damit eignen sich beide Ergebnisse zur Quantifizierung der Wechselwirkung. Auffällig ist zudem, dass beide Kurven einen ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit von d zeigen. Dieser Punkt wird später im Detail erklärt.

Die erste quantitative Aussage ist, dass für den geringsten Abstand $d = 60$ nm sowohl das Sprungfeld als auch die Energiedichte um mehr als 40 % reduziert worden sind ($\mu_0 H_{\text{Sprung}}(d \rightarrow \infty) = 22$ mT im Vergleich zu $\mu_0 H_{\text{Sprung}}(d = 60 \text{ nm}) = 12$ mT bzw. $\tilde{K}(d \rightarrow \infty) = 18 \text{ kJ m}^{-3}$ im Vergleich zu $\tilde{K}(d = 60 \text{ nm}) = 11 \text{ kJ m}^{-3}$).

Als erster Schritt zum tieferen Verständnis des Ummagnetisierungsverhaltens kann $\alpha_{\text{Sprung}}(d)$, der Winkel der Magnetisierung in den Hauptdomänen des Landau-Zustands bei H_{Sprung} , bestimmt werden. Dazu gibt es zwei möglich Ansätze. Der erste Ansatz ist α_{Sprung} über die Messkurve mit Hilfe von $\Delta R_{\text{Rotation}}$ anhand der folgenden Gleichung zu bestimmen:

$$\alpha_{\text{Sprung}} = \arcsin \sqrt{\frac{R(0) - R(H_{\text{Sprung}})}{\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}}} = \arcsin \sqrt{\frac{\Delta R_{\text{Rotation}}}{\Delta R_{\text{AMR}}^{\text{Landau}}}} \quad (5.6)$$

Der zweite Ansatz ist α_{Sprung} über die Gleichgewichtsbedingung (Gl. 5.3) mit Hilfe der Größen H_{Sprung} und \tilde{K} zu bestimmen. In Abb. 5.10(a) sind die aus beiden Ansätzen ermittelten Werte dargestellt. Innerhalb des Fehlers zeigt α_{Sprung} kei-

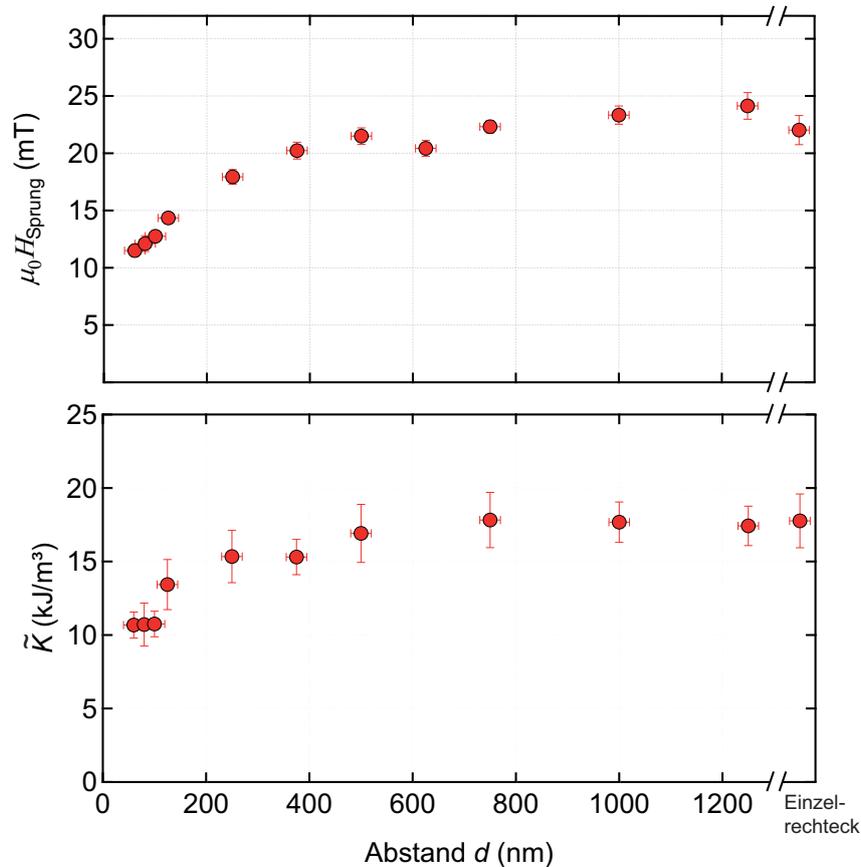


Abbildung 5.9: Abstandsabhängigkeit des Sprungfelds (oben) und der Energiedichte (unten). Der Wert für ein Einzelrechteck ist auf der rechten Seite dargestellt. Sowohl H_{Sprung} als auch \tilde{K} zeigen einen ähnlichen Abfall für geringer werdende Abstände.

ne Abhängigkeit vom Abstand d . Beide Ansätze ergeben einen Mittelwert von $\bar{\alpha}_{\text{Sprung}} = (30 \pm 1)^\circ$. Dies bedeutet, dass die Magnetisierung der Hauptdomänen unabhängig vom Abstand d immer bis zu einem Maximalwinkel von 30° dreht. Demnach befinden sich alle Strukturen kurz vor H_{Sprung} im gleichen feld-entarteten Landau-Zustand. Dieser Maximalwinkel ist ausschließlich bedingt durch die Eigenschaften des Rechtecks und nicht durch die Wechselwirkung.

Als nächstes wird untersucht, ob die Kopplung einen Einfluss auf die Mikrostruktur des Landau-Zustands in Remanenz hat. Wie im Abschnitt 2.2.1 diskutiert wurde, sind die Hauptdomänen des Landau-Zustands jeweils in zwei Unterdomänen unterteilt. In Abb. 5.10(c) ist mittels mikromagnetischer Simulationen der Aufspaltungswinkel der Hauptdomänen in Remanenz gegen den Abstand d dargestellt. Der Aufspaltungswinkel wurde entsprechend Ref. [70] über den Abstand der Peaks im Winkelhistogramm bestimmt (vgl. Abb. 5.10(b)). Die Stärke dieser Aufspaltung zeigt tatsächlich eine Abhängigkeit vom Abstand d . Für kleine Abstände ist ein

5.3 Magnetowiderstandsmessungen an gekoppelten Permalloy-Rechtecken

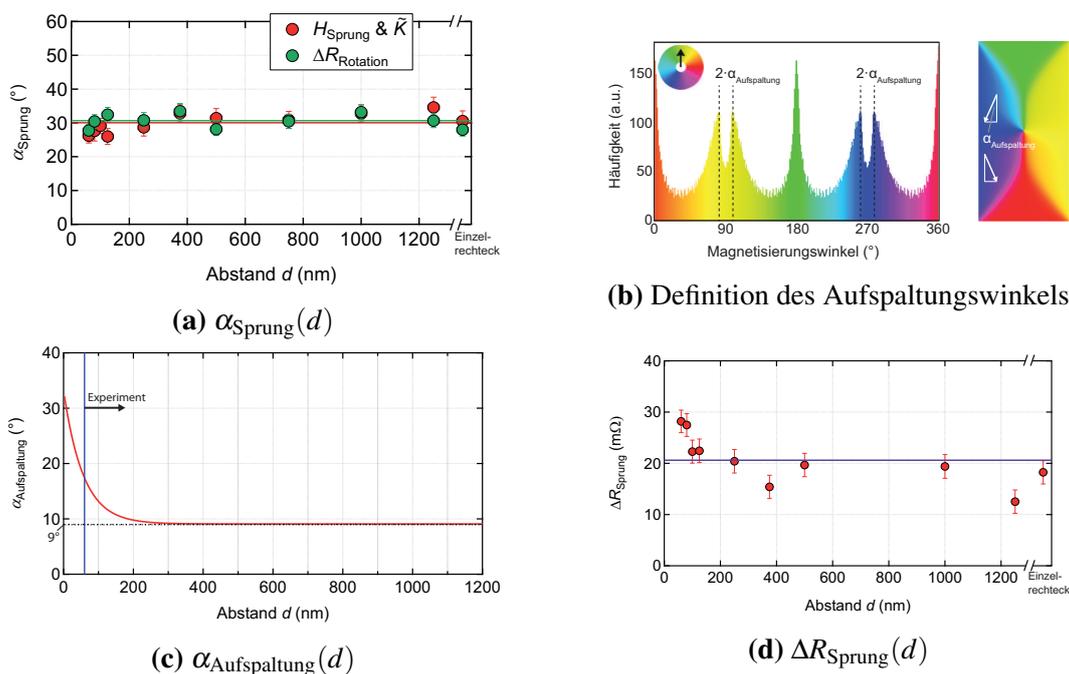


Abbildung 5.10: (a) Maximaler Drehwinkel der Magnetisierung in den Hauptdomänen des Landau-Zustands für verschiedene Abstände sowohl ermittelt mit Hilfe von $\Delta R_{\text{Rotation}}$ (Gl. 5.6) als auch über die Größen H_{Sprung} , \tilde{K} (Gl. 5.3). (b) Winkelhistogramm der magnetischen Momente des Landau-Zustands. Über den Abstand der Peaks wurde der Aufspaltungswinkels der Magnetisierung in den Hauptdomänen des Landau-Zustands ermittelt. (c) Berechneter Aufspaltungswinkel der Magnetisierung in den Hauptdomänen des Landau-Zustands als Funktion des Abstandes. Das Abstandsintervall, welches durch das Experiment abgedeckt wird, ist eingezeichnet. Für große Abstände ($d \geq 200 \text{ nm}$) ergibt sich ein nahezu konstanter Aufspaltungswinkel von 9° . (d) ΔR_{Sprung} ermittelt für verschiedenen Abstände. Es ist zusätzlich der Mittelwert eingezeichnet.

exponentieller Anstieg des Aufspaltungswinkels zu erkennen. Wird dagegen d vergrößert, so strebt der Aufspaltungswinkel asymptotisch den Aufspaltungswinkel eines einzelnen Rechtecks $\alpha_{\text{Aufspaltung}}(d \rightarrow \infty) = 9^\circ$ an. Der Unterschied zwischen $d = 60 \text{ nm}$ und $d \rightarrow \infty$ beträgt insgesamt $\Delta\alpha_{\text{Aufspaltung}} = 8^\circ$, dies entspricht einer Widerstandsänderung entsprechend Gl. 5.1 von $\Delta R_{\text{Aufspaltung}} = 5 \text{ m}\Omega$. Auch wenn eine Feinstrukturänderung des Landau-Zustands durch die Wechselwirkung hervorgerufen wird, ist ihre Auswirkung auf das AMR-Signal gering. Deshalb kann in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass sich alle Rechtecke in Remanenz im gleichen Mikrozustand befinden, unabhängig vom Abstand d .

Eine weitere Größe, die man direkt aus den AMR-Kurven ermitteln kann, ist ΔR_{Sprung} . Sie ist ein Maß für die Orientierung der Magnetisierung nach dem Über-

gang in den quasi-eindomänen Zustand. In dem vorherigen Abschnitt wurde diskutiert, dass für alle Abstände d alle Rechtecke vor der Annihilation des Vortex-Kerns im gleichen Mikrozustand sind, deshalb kann ΔR_{Sprung} für alle d miteinander verglichen werden. In Abb. 5.10(d) sind die ermittelten Daten für $\Delta R_{\text{Sprung}}(d)$ dargestellt. Es lässt sich innerhalb der Streuung der Daten keine signifikante Abhängigkeit vom Abstand d feststellen. Es ergibt sich $\overline{\Delta R_{\text{Sprung}}} = (21 \pm 2) \text{ m}\Omega$. Das bedeutet, dass sich das Rechteck nach der Annihilation des Vortex-Kerns unabhängig von der Stärke der Wechselwirkung in einem vergleichbaren quasi-eindomänen Mikrozustand befindet.

Wie schon zuvor erwähnt, verlaufen H_{Sprung} und \tilde{K} nahezu identisch als Funktion des Abstands d . Dieses Verhalten lässt sich auf den Mechanismus der Ummagnetisierung zurückführen, dem ein Rechteck im Landau-Zustand unterliegt. Mit der Zuhilfenahme der Gesamtenergiedichte (Gl. 5.2) lässt sich das Verhalten anschaulich erklären. Durch die Umformung der vorher mittels der Gleichgewichtsbedingung hergeleiteten Gl. 5.3 erhält man für $\frac{df}{d\alpha} |_{\alpha=\alpha_{\text{Sprung}}} \stackrel{!}{=} 0$:

$$\tilde{K}(d) = \frac{\mu_0 M_s H_{\text{Sprung}}(d)}{2 \cdot \sin(\alpha_{\text{Sprung}})} \quad (5.7)$$

Sowohl der Term für die Energiedichte als auch der Term für das Sprungfeld kann unterteilt werden in einen Beitrag des Einzel-Rechtecks sowie in einem Beitrag der Wechselwirkung. Daraus lässt sich obige Formel umschreiben zu:

$$\tilde{K}(d) = \tilde{K}(d \rightarrow \infty) - \tilde{K}_{\text{WW}}(d) = \frac{\overbrace{\mu_0 (H_{\text{Sprung}}(d \rightarrow \infty) - H_{\text{WW}}(d))}^{H_{\text{Sprung}}(d)}}{2 \cdot \sin(\alpha_{\text{Sprung}})} \cdot M_s \quad (5.8)$$

Anhand von Gl. 5.8 lässt sich somit eine Beziehung zwischen den beiden Messgrößen $H_{\text{Sprung}}(d)$ und $\tilde{K}(d)$ erstellen, was die zuvor beschriebene Ähnlichkeit beider Verläufe erklärt. Essentiell für die gefundene Beziehung zwischen beiden Größen ist α_{Sprung} . Wie zuvor gezeigt wurde, lässt sich dieser Wert ohne weitere Bedingungen direkt aus der Messkurve durch $\Delta R_{\text{Rotation}}$ bestimmen. In Abb. 5.11 ist \tilde{K} , sowohl ermittelt aus der Krümmung der AMR-Kurve über Gl. 5.4 als auch berechnet mit Hilfe von H_{Sprung} und Gl. 5.8, dargestellt. Man sieht, dass die Resultate beider Verfahren innerhalb der Fehler identisch sind.

Es lässt sich das folgende Fazit ziehen: Die untersuchten Rechtecke haben eine uniaxiale Anisotropie und befinden sich im Landau-Zustand. Für ein Magnetfeld, welches entlang der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit angelegt wird, bleibt die Summe der Fläche der Abschlußdomänen konstant. Eine AMR-Messung ist dadurch nur sensitiv auf die kohärente Rotation der Magnetisierung in den Hauptdomänen. Wie im Fall eines Systems, welches ein Stoner-Wohlfarth-Verhalten zeigt

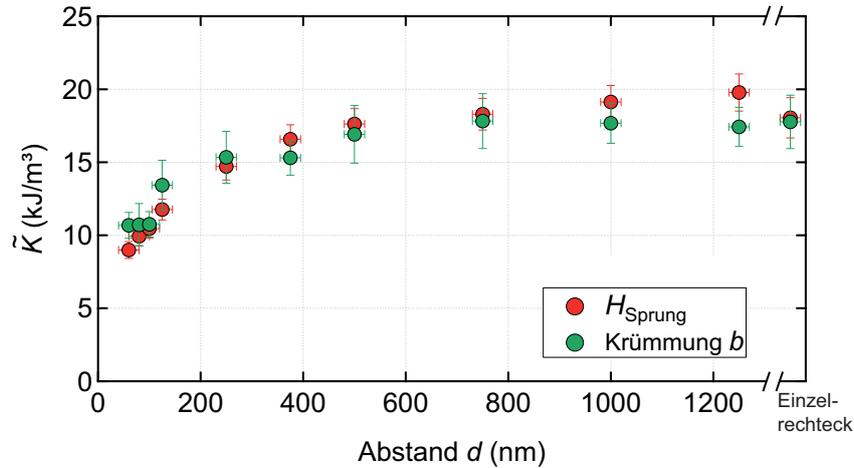


Abbildung 5.11: Energiedichte \tilde{K} ermittelt aus der Krümmung b der AMR-Kurve (über Gl. 5.4) sowie aus dem Sprungfeld H_{Sprung} unter Verwendung des Winkels α_{Sprung} (über Gl. 5.8).

[137], lässt sich die Energiedichte sowohl aus der Krümmung der AMR-Kurve über Gl. 5.4 als auch über das Sprungfeld in Kombination mit α_{Sprung} mit Hilfe von Gl. 5.8 berechnen.

5.3.3 Abstandsabhängige Wechselwirkungsenergie

Für die Bestimmung der Wechselwirkungsenergie wird zuerst ein analytisches Modell eingeführt und diskutiert. Anschließend wird aus den experimentellen Daten der Energiedichte \tilde{K} die Wechselwirkungsenergie extrahiert und mit Ergebnissen des analytischen Modells und mikromagnetischen Simulationen verglichen.

Analytisches Modell zur Beschreibung der Wechselwirkungsenergie

Der Hauptteil der Herleitung des folgenden analytischen Modells zur Beschreibung der Wechselwirkungsenergie geht auf die Zusammenarbeit mit Benjamin Krüger vom Institut der Physik an der Universität Mainz zurück. Der Ansatz basiert auf Arbeiten von A. Newell [138] und P. Rhodes & G. Rowlands [139]. Darin wird der generalisierte Demagnetisierungstensor $\overset{\leftrightarrow}{N}(\mathbf{r})$ eingeführt, welcher die magnetostatische Wechselwirkung zwischen Rechtecken, die eine magnetische Ladung aufweisen, beinhaltet. Damit lässt sich die Demagnetisierungsenergie als Summe über alle Wechselwirkungsbeiträge wie folgt berechnen (vgl. Gl. 17 in [138]):

$$E_{\text{Demag}} = \frac{\mu_0}{2} \sum_{ij} \mathbf{M}_i \overset{\leftrightarrow}{N}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) \cdot \mathbf{M}_j \cdot V_j \quad (5.9)$$

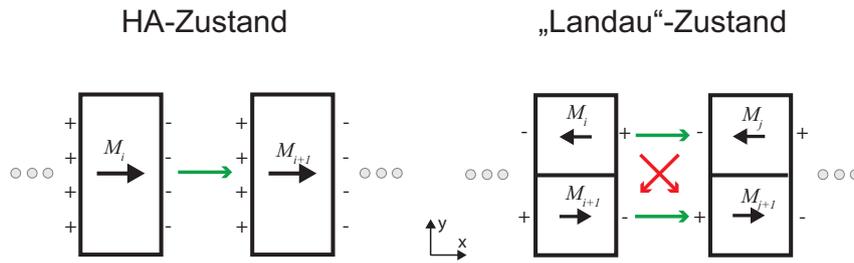
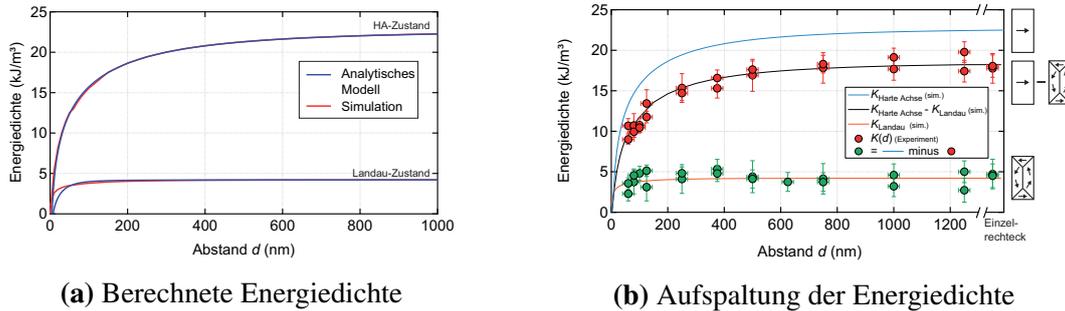


Abbildung 5.12: Zellendarstellung des HA-Zustands bzw. des Landau-Zustands für ein Rechtecken. Der HA-Zustand besteht aus einer Zelle und der Landau-Zustand aus zwei Zellen mit entgegengesetzter Magnetisierung. Damit müssen für den HA-Zustand ein Wechselwirkungsterm und für den Landau-Zustand insgesamt vier Wechselwirkungsterme berücksichtigt werden. Die grünen bzw. roten Pfeile verdeutlichen eine anziehende bzw. abstoßende Wechselwirkung.

Für die Berechnung von E_{Demag} wird das System in Zellen mit homogener Magnetisierung \mathbf{M}_k unterteilt. Hat die Magnetisierung nur eine Komponente in x-Richtung kann der Magnetisierungsvektor ausgedrückt werden als $\mathbf{M}_k = (\pm M_s, 0, 0)$. Dadurch vereinfacht sich Gl. 5.9 und es bleibt als einzig relevanter Eintrag in \vec{N} nur N_{xx} übrig. Dieser ergibt sich zu: $N_{xx} = \frac{1}{4\pi \cdot V} [2F(X, Y, Z) - F(X + \Delta x, Y, Z) - F(X - \Delta x, Y, Z)]$ (vgl. Gl. 19 in [138]). Dabei entspricht Y der Länge der langen Rechteckseite, Z der Dicke, X der Länge der kurzen Achse und Δx den Abstand d zwischen den Rechtecken. Man erhält also eine Funktion, die direkt vom Abstand d abhängig ist und kann damit die Wechselwirkungsenergie abstandsabhängig berechnen. Für die Berechnungen von E_{Demag} wurde ein System aus 25 Rechtecken verwendet, um den Fall einer unendlichen Kette zu beschreiben. Eine Untersuchung mit längeren Ketten hat gezeigt, dass der maximale Energieunterschied in der Größenordnung von $\approx 10 \text{ J m}^{-3}$ liegt, während die Rechenzeit stark zunimmt.

Als nächstes wird die Zellendarstellung (vgl. Abb. 5.12) des HA-Zustands bzw. des Landau-Zustands diskutiert. Für den HA-Zustand besteht das Rechteck aus einer Zelle. Dadurch muss nur ein Wechselwirkungsterm berücksichtigt werden. Die Zellendarstellung des Landau-Zustands kann vereinfacht werden, da gezeigt wird, dass das Wechselwirkungsverhalten von Rechtecken im Landau-Zustand durch die Wechselwirkung der Oberflächenladungen geprägt wird. Der ideale Landau-Zustand der aus vier Domänen besteht wird reduziert auf eine Zellendarstellung die aus zwei Zellen, mit entgegengesetzter Magnetisierung entlang der kurzen Rechteckseite, besteht. Um den Landau-Zustand im Remanenz genauer abzubilden, wird die Oberflächenladungsdichte mit $\alpha_{\text{Aufspaltung}}(d)$ reduziert (vgl. Abb. 5.10(c)). Für den Landau-Zustand müssen insgesamt vier Wechselwirkungsterme, nämlich die Wechselwirkung zwischen den Ladungen gleichen Vorzeichens und den Ladungen



(a) Berechnete Energiedichte

(b) Aufspaltung der Energiedichte

Abbildung 5.13: (a) Berechnete Energiedichte als Funktion des Abstands für ein Rechteck in einer unendlichen Kette, welches entlang der kurzen Achse aufmagnetisiert ist bzw. sich im Landau-Zustand befindet ermittelt über das analytischen Modell (•) bzw. aus mikromagnetischen Simulationen (•). (b) Berechnete Energiedichte zusammen mit experimentellen Daten aus Abb. 5.11. Anhand der berechneten Daten, wurde die Energiedichte des Landau-Zustands extrahiert, indem die Energiedichte des HA-Zustand von den Messdaten abgezogen wurde.

mit verschiedenen Vorzeichen berücksichtigt werden.

In Abb. 5.13(a) ist die abstandsabhängige Energiedichte aus dem analytischen Modell zusammen mit Simulationsergebnissen für ein Rechteck in einer unendlichen Kette, welche sich im HA-Zustand bzw. im Landau-Zustand befinden, gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde die Energiedichte eines Einzelrechtecks im HA-Zustand bzw. im Landau-Zustand auf die Kurven aus der analytischen Rechnung drauf addiert. Die Ergebnisse aus dem analytischen Modell und den mikromagnetischen Simulationen stimmen in einem weiten Abstandsbereich sehr gut überein. Eine Abweichung zwischen den Modellen ergibt sich bei $d \leq 50$ nm für den Landau-Zustand. Diese Abweichung lässt sich darauf zurückführen, dass das analytische Modell den zunehmenden Einfluss der Mikrostruktur des Landau-Zustands nicht mehr korrekt abbildet und deswegen in diesem Abstandsbereich nicht mehr zuverlässig ist. Die gute Übereinstimmung der Ergebnisse des Landau-Zustands für $d > 50$ nm verdeutlicht nochmal, dass es sich bei der Wechselwirkung zwischen den Rechtecken um eine reine magnetostatische Wechselwirkung handelt, die durch die Oberflächenladungen hervorgerufen wird und die eigentliche Mikrostruktur des Rechtecks nur eine untergeordnete Rolle spielt. Aus den Kurven lässt sich außerdem erkennen, dass die Reduktion der Energiedichte mit kleiner werdendem Abstand für den HA-Zustand stärker ausfällt als für den Landau-Zustand. Als nächstes werden die experimentellen Daten mit den berechneten gegenübergestellt. Da das analytische Modell und die mikromagnetischen Simulationen annähernd identisch ausfallen, werden im Weiteren die Ergebnisse aus den mikromagnetischen Simulationen verwendet. In Abb. 5.13(b) sind die experimentellen Daten aus Abb. 5.11

zusammen mit dem berechneten Verlauf der Energiedichte für unterschiedliche Zustände dargestellt. Wie schon in Abschnitt 5.2 erwähnt wurde, repräsentiert die gemessene Energiedichte den Energieunterschied zwischen dem HA-Zustand und dem Landau-Zustand, im Gegensatz zur Formanisotropie, welche dem Energieunterschied zwischen der harten und der leichten Richtung entspricht (siehe Abschnitt 2.1). Anhand der berechneten Daten wurde die Energiedichte des Landau-Zustands extrahiert, indem die Energiedichte des HA-Zustand von den Messdaten abgezogen wurde. Die auf diese Weise ermittelten Werte für die Energiedichte des Landau-Zustands stimmen gut mit der berechneten Kurve überein. Erwartungsgemäß zeigen sie keine signifikante Abstandsabhängigkeit bis zu 60 nm, den kleinsten im Experiment realisierbare Abstand. Daraus folgt, dass das Ummagnetisierungsverhalten eines Rechtecks im Landau-Zustand hauptsächlich durch die magnetostatische Wechselwirkung der Oberflächenladungen, wie im Falle des HA-Zustands, geprägt ist. Dieses Verhalten wird ersichtlich, wenn man sich den Ummagnetisierungsverlauf anhand einer Energielandschaft verdeutlicht. Die relevanten Zustände in dieser Landschaft sind der Landau- und der HA-Zustand. Während einer Ummagnetisierung verläuft das System zwischen diesen beiden Zuständen. In Remanenz befindet sich das System im Energieminimum, also auf dem Niveau des Landau-Zustands. Reduziert man nun den Abstand zwischen den Rechtecken, bleibt das Energieniveau des Landau-Zustands davon annähernd unbeeinflusst, während sich das Energieniveau des HA-Zustands stetig absenkt. Die Energielandschaft erfährt eine Umgestaltung. In diesem konkreten Fall kann man sich vorstellen, dass die Krümmung der parabolische Energielandschaft zwischen dem Landau-Zustand und dem HA-Zustand abnimmt. Diese Modifikation der Energielandschaft nimmt immer weiter zu, je geringer der Abstand zwischen den Rechtecken ist, bis zu einer Stelle, an dem beide Zustände energetisch gleich sind, wodurch sich die Landschaft zwischen den beiden Zuständen abgeflacht hat. Eine weitere Reduktion des Abstands wird dann dazu führen, dass der HA-Zustand das neue Energieminimum wird. Laut mikromagnetischer Simulation passiert das bei $d \leq 10\text{nm}$. An dieser Stelle entspricht das System quasi einem unendlich langen Stab.

An dieser Stelle lässt sich wieder ein Fazit ziehen: Das Verhalten von Rechtecken in einer unendlichen Kette, die sich im Landau-Zustand befinden, wird durch die magnetostatische Wechselwirkung der Oberflächenladungen geprägt, während die eigentliche Mikrostruktur des Rechtecks eine untergeordnete Rolle spielt. Die abstandsabhängige Wechselwirkung wird durch den Endzustand, in dem das Rechteck vollständig entlang der kurzen Achse magnetisiert ist, dominiert. Zwar weist der Landau-Zustand auch Kopplungseinflüsse auf, diese treten jedoch erst bei geringen Abständen von $d \lesssim 50\text{nm}$ auf. Diese sind von der starken Änderung des

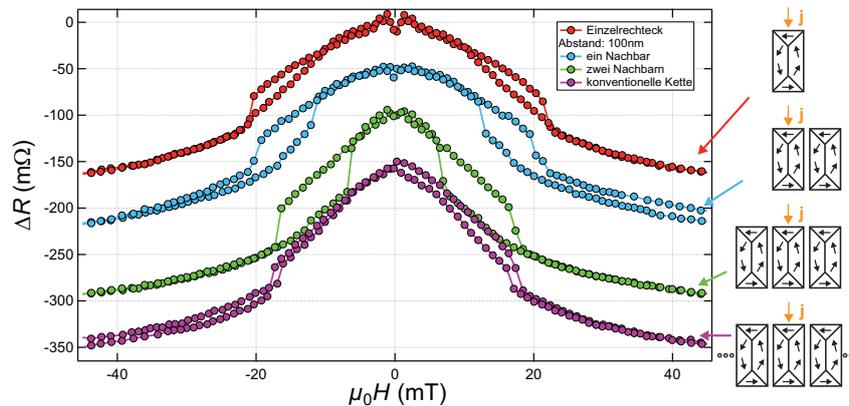


Abbildung 5.14: MR-Kurven für ein Einzelrechteck (\bullet) sowie für ein Rechteck mit einem Nachbarrechteck (\circ) bzw. zwei Nachbarrechtecken (\circ) und unendlich vielen (\circ) Nachbarrechtecken. Die Kurven sind gegeneinander um $50 \text{ m}\Omega$ verschoben und haben im gekoppelten Fall einen Abstand von $d = 100 \text{ nm}$.

Endzustands überlagert, wodurch sie nicht innerhalb der Messgenauigkeit aufgelöst werden konnten.

Einfluss der Kettenform auf die Wechselwirkungsenergiedichte

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass das Ummagnetisierungsverhalten eines Rechtecks im Landau-Zustand hauptsächlich durch die magnetostatische Wechselwirkung der Oberflächenladungen geprägt ist. Das bedeutet, dass die Wechselwirkung durch die Form der Kette bestimmt ist. In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Anzahl der nächsten Nachbarn sowie der Einfluss der Symmetriebrechung, wenn ein Rechteck am Rand der Kette untersucht wird, auf die Wechselwirkungsenergiedichte diskutiert.

In Abb. 5.14 sind MR-Kurven für ein Rechteck mit keinem bzw. einem Nachbarrechteck sowie mit zwei und unendlich vielen Nachbarrechtecken dargestellt. Die Kurven sind gegeneinander um $50 \text{ m}\Omega$ verschoben. Im gekoppelten Fall haben die Rechtecke einen Abstand von $d = 100 \text{ nm}$. Die obere Kurve eines Einzelrechtecks und die untere Kurve einer unendlichen Kette stellen die Grenzfälle dar. Dazwischen befinden sich die Kurven für ein System mit einem Nachbarrechteck bzw. mit zwei Nachbarrechtecken. Es ist zu erkennen, dass sich das System mit einem Nachbarrechteck der Kurve eines Einzelrechteck gleich, während das System mit zwei Nachbarrechtecken der Kurve einer unendlichen Kette gleich. Dieses Beispiel verdeutlicht die Abhängigkeit des Ummagnetisierungsverhalten von der Form Kette. Im Weiteren wird die abstandsabhängige Wechselwirkungsenergiedichte für ein System mit einem Nachbarrechteck diskutiert.

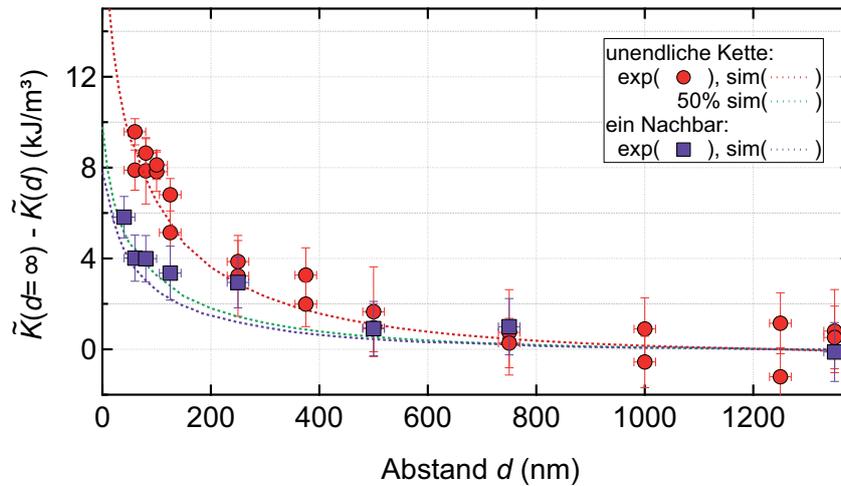


Abbildung 5.15: Experimentell ermittelte sowie mittels mikromagnetischer Simulationen berechnete Wechselwirkungsenergie dichte sowohl für eine unendliche Kette (●) als auch für ein System mit nur einem Nachbarrechteck (■). Es ist zusätzlich die berechnete Kurve der Wechselwirkungsenergie dichte einer unendlichen Kette, welche auf 50 % ihres ursprünglichen Wertes reduziert wurde, eingezeichnet.

In Abb. 5.15 ist die Wechselwirkungsenergie dichte dargestellt, die anhand der Relation $\tilde{K}_{\text{WW}}(d) = \tilde{K}(d \rightarrow \infty) - \tilde{K}(d)$ berechnet wurde. Für die experimentellen Daten wurden die Ergebnisse aus Abb. 5.11 und für die Simulationsdaten die Ergebnisse aus Abb. 5.13(a) verwendet. Bei dem kleinsten Abstand $d = 60 \text{ nm}$, welcher im Experiment realisiert wurde, beträgt die Wechselwirkungsenergie dichte etwa die Hälfte der Energiedichte eines einzelnen Rechtecks (vgl. Gl. 5.5). Die Wechselwirkungsenergie dichte ist ein Maß für die Stärke der Kopplung, mit der mehrere Systeme miteinander verglichen werden können. Im Weiteren wird die unendliche Kette mit einem System aus nur zwei Rechtecken verglichen. Das letztere System wird schon auf Grund der reduzierten Anzahl an Rechtecken eine geringere Wechselwirkungsenergie dichte aufweisen (vgl. Abb. 5.7). Zudem wird aus Symmetriegründen wird ein Rechteck, welches nur auf einer Seite eine unendliche Anzahl an Nachbarrechtecken hat, nur noch 50 % der Wechselwirkungsenergie dichte erfahren, als im symmetrischen Fall (grüne Kurve in Abb. 5.15). In Abb. 5.15 sind zusätzlich die gemessene als auch berechnete Wechselwirkungsenergie dichte für ein Rechteck mit nur einem Nachbarrechteck dargestellt. Im direkten Vergleich lässt sich eine deutliche Abweichung von der unendlichen Kette durch den Einfluss der Symmetriebrechung feststellen. Die Wechselwirkungsenergie dichte beträgt nur noch 42 % gegenüber dem Fall einer symmetrischen unendlichen Kette. Vergleicht man den Energieunterschied zwischen einem Randrechteck mit einem Nachbarrechteck und

unendlich vielen Nachbarrechtecken auf einer Seite, liegt der Einfluss der Symmetriebrechung unter der Messauflösung von $\leq 1 \text{ kJ m}^{-3}$.

5.3.4 Feinstruktur der Energiedichte des Landau-Zustands

Dieser Abschnitt befasst sich mit zwei gesonderten Beiträgen zur Gesamtenergiedichte eines Rechtecks im Landau-Zustand, die durch die Feinstruktur des Landau-Zustands hervorgerufen werden. Dazu wird zuerst auf die Domänenwandenergie der zentralen Domänenwand eingegangen und anschließend auf die Abhängigkeit der Kopplung zwischen den Rechtecken vom Drehsinn des Landau-Zustands.

Domänenwandbeitrag zur Gesamtenergiedichte

Für die Energiedichte eines Rechtecks im äußeren Feld wurde bis jetzt ausschließlich die Demagnetisierungsenergie und die Zeemanenergie berücksichtigt (vgl. Gl. 5.2). Die bisherige Diskussion hat gezeigt, dass auf Grund des Charakters der Wechselwirkung dieser Ansatz gerechtfertigt ist. An dieser Stelle wird der Beitrag der Domänenwandenergie der 180° -Domänenwand des idealen Landau-Zustands zur Gesamtenergiedichte eines Rechtecks berücksichtigt. Dieser Energieterm führt zu einem zusätzlichen Beitrag von der Form [67, 131]:

$$f_{\text{DW}} = \underbrace{\frac{\gamma_{\text{Néel}}(180^\circ)}{V}}_{K_{\text{DW}}} \cdot w(1 - \sin(\alpha))^2 \quad (5.10)$$

Dabei ist K_{DW} die Energiedichte einer 180° -Domänenwand, die sich aus der Linienenergiedichte der Domänenwand in einem 20 nm dicken Film, dem Volumen V und der Länge der kurzen Rechteckseite w berechnen lässt. Für die verwendete Strukturgröße ergibt sich damit eine Energiedichte von $K_{\text{DW}} = 4 \text{ kJ m}^{-3}$ (vgl. Abb. 2.3). In Abb. 5.16(a) ist die Gesamtenergiedichte eines einzelnen Rechtecks (vgl. Gl. 5.2) einmal mit und einmal ohne Berücksichtigung der Domänenwandenergiedichte f_{DW} als Funktion des Winkels α für $\mu_0 H = 0$ dargestellt. Man kann eine deutliche Abweichung vom parabolischen Verlauf erkennen. Bemerkenswert ist, dass sich zwei Energieminima ausbilden, die sich bei $\alpha = \pm 10^\circ$ befinden, was vergleichbar mit dem ermittelten Winkel $\alpha_{\text{Aufspaltung}}(d \rightarrow \infty) = 9^\circ$ ist (siehe Kapitel 5.3.2). Unter der Berücksichtigung von f_{DW} ergibt sich für die Gesamtenergiedichte: $f = \tilde{K} \cdot \sin^2(\alpha) - \mu_0 M_s H \cdot \sin(\alpha) + K_{\text{DW}}(1 - \sin(\alpha))^2$. Analog zur Herleitung von $\sin(\alpha(H))$ erhält man nun (vgl. Gl. 5.3):

$$\sin(\alpha(H)) = \frac{\mu_0 M_s H + 2K_{\text{DW}}}{2(\tilde{K} + K_{\text{DW}})} \quad (5.11)$$

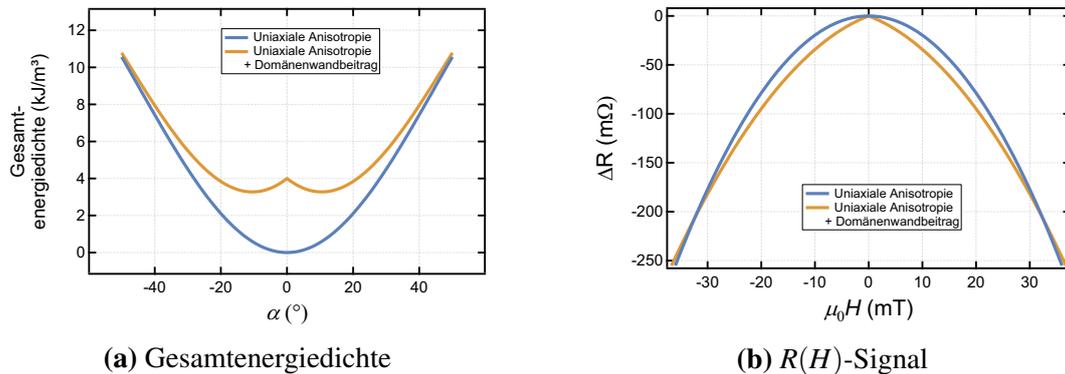


Abbildung 5.16: (a) Gesamtenergiedichte eines einzelnen Rechtecks als Funktion des Winkels α ohne Einflüsse eines äußeren Magnetfeldes für $K_{\text{DW}} = 0 \text{ kJ m}^{-3}$ und $K_{\text{DW}} = 4 \text{ kJ m}^{-3}$. (b) Berechnete $R(H)$ -Signale für die beiden Domänenwandenergien.

Mit Hilfe dieser Gleichung lässt sich der Einfluss der Domänenwandenergie auf das $R(H)$ -Signal visualisieren. In Abb. 5.16(b) ist dies für die Fälle $K_{\text{DW}} = 0 \text{ kJ m}^{-3}$ und 4 kJ m^{-3} dargestellt. Es ist deutlich zu sehen, dass sich die Domänenwandenergie auf das $R(H)$ -Signal auswirkt. Für die Kurve mit dem Domänenwandbeitrag ist der Verlauf spitzer als für die Kurve ohne Domänenwandbeitrag. Der Einfluss von f_{DW} auf die Messkurve ist zu gering, um aus der Anpassung der Krümmung Rückschlüsse auf die tatsächliche Stärke des Domänenwandbeitrags zu ziehen. Damit zeigt sich zudem, dass die Vernachlässigung der Domänenwandenergie (vgl. Gl. 5.2) eine gute Näherung zur Beschreibung des Landau-Zustands ist.

Drehsinn des Landau-Zustands

Dieser Abschnitt befasst sich mit dem Einfluss des Drehsinns auf das Kopplungsverhalten von Rechtecken im Landau-Zustand. In Abb. 5.17(a) sind mehrere SEMPA-Aufnahmen gezeigt, die verdeutlichen, dass sich innerhalb der Rechteckkette der Drehsinn des Landau-Zustands von einem Rechteck zum anderen ändern kann. Im Experiment kann der Drehsinn des Landau-Zustands nicht kontrolliert werden. Im Weiteren werden mikromagnetische Simulationsergebnisse aus Ref. [135] diskutiert, um den Einfluss des Drehsinns auf die Wechselwirkung zu verdeutlichen. In Abb. 5.17(b) ist die abstandsabhängige Energiedichte des Landau-Zustands für drei verschiedene Konfigurationen des Drehsinns gezeigt. Die im Weiteren vorgestellten Konfigurationen bilden die Grenzfälle in denen sich das System befinden kann. Im Allgemeinen ist zu erwarten, dass im Experiment ein Kombination aus diesen Fällen vorliegt. Im ersten Fall (\bullet) wurde der Drehsinn von Element zu Element gewechselt. Im Gegensatz dazu wurde im zweiten Fall der Drehsinn über die ganze Kette gleich gelassen (\circ) und letztlich wurde der Spezialfall (\circ) untersucht, bei dem

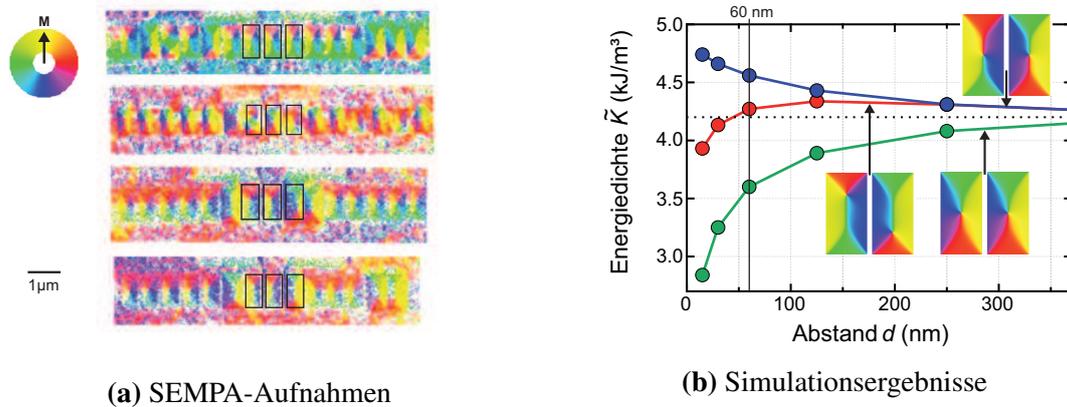


Abbildung 5.17: (a) SEMPA-Aufnahmen von Rechteckketten für die Abstände 60 nm (unteren beiden) und 125 nm (oberen beiden). Während sich die Rechtecke hauptsächlich im Landau-Zustand befinden, kann sich der Drehsinn des Zustands innerhalb der Kette ändern. Die mittleren Rechtecke sind zur besseren Unterscheidung eingerahmt. (b) Simulationsergebnisse der abstandsabhängigen Energiedichte des Landau-Zustands für drei verschiedene Konfigurationen des Drehsinns: (•) Änderung des Drehsinns von Element zu Element, (•) gleicher Drehsinn aller Elemente, (•) Änderung des Drehsinns von Element zu Element bzgl. des Zentrums versetztem Vortextkern. Die Energiedichte für den ungekoppelten Fall ist als schwarze gestrichelte Linie eingezeichnet.

sich zwar der Drehsinn von einem Element zum anderen unterscheidet, der Vortextkern sich allerdings nicht mehr in der Mitte der Struktur befindet. Dieser Spezialfall ist interessant, weil er ein zusätzliches Energieminimum darstellt, in dem sich das System befinden kann. Die Energiedichte für den ungekoppelten Fall ist als schwarze gestrichelte Linie eingezeichnet.

Die Simulationsergebnisse zeigen deutlich, dass es einen Energieunterschied zwischen gleichem und alterierendem Drehsinn gibt. Während sich die Energiedichte des Landau-Zustands mit abnehmendem Abstand reduziert, wenn der Drehsinn über die ganze Kette gleich gelassen wird, steigt die Energiedichte mit geringer werdenden Abstand, wenn der Drehsinn von Element zu Element alterniert. Für den Spezialfall mit alterierendem Drehsinn und versetztem Vortextkern zeigt sich, dass bis zu einem Abstand von ca. 300 nm die Energiedichte erst zunimmt und anschließend, wie für den Fall mit gleichen Drehsinn über die ganze Kette, abnimmt. Der Grund für das Verhalten der einzelnen Konfigurationen des Drehsinns kann auf die unterschiedlich generierten Oberflächenladungen zurückgeführt werden und ist detailliert in Ref. [135] beschrieben. Der Unterschied der Energiedichte zwischen den ersten beiden Konfigurationen für den kleinsten im Experiment realisierten Abstand von 60 nm beträgt $\approx 1 \text{ kJ m}^{-3}$. Da dieser Unterschied in der gleichen Größen-

ordnung wie die Messauflösung ist, kann ein Unterschied im Drehsinn zwischen einzelnen Elementen in der Kette experimentell nicht ermittelt werden.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die magnetostatische Wechselwirkung von einzelnen Permalloy-Rechtecken untersucht, die in einer linearen Wechselwirkungskette angeordnet sind. Die Rechtecke haben ein Aspektverhältnis von 2:1 und wurden mittels FIB in einen Chrom/Permalloy/Platin-Film strukturiert. Das Filmsystem bietet die Möglichkeit sowohl isolierende, ferromagnetische als auch paramagnetische Bereiche zu definieren. Dadurch war es möglich die Rechtecke zusammen mit einem Mikrostromkreis durch einen einzigen Prozessschritt herzustellen und *in situ* mittels MR-Messungen zu untersuchen.

Diese Methode wurde zunächst auf die Untersuchung ungekoppelter Permalloy-Rechtecke, die sich im Landau-Zustand befinden, angewandt. An markanten Stellen der gemessenen MR-Kurven konnten mikromagnetische Zustände zugeordnet werden. Des Weiteren konnte auf Basis von mikromagnetischen Simulationen und domänentheoretischen Rechnungen gezeigt werden, dass das System in einem parabolischen Potential gebunden ist, wenn das Magnetfeld parallel zur kurzen Rechteckachse angelegt wird. Damit konnte die Energiedichte zwischen dem Landau-Zustand und dem HA-Zustand direkt aus der parabolischen Anpassung der MR-Kurve ermittelt werden. Für ein $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ großes Rechteck ergibt sich eine Energiedichte von $(18 \pm 2) \text{ kJ m}^{-3}$. Es wurde darüber hinaus gezeigt, dass sowohl eine Randschädigung der Rechtecke durch den Strukturierungsprozess, als auch eine Fehlorientierung des äußeren Feldes keinen nennenswerten Einfluss auf die Energiedichte haben.

Zur Untersuchung der magnetostatischen Wechselwirkung wurden mehrere Rechtecke im Abstand d um das zentrale Rechteck in einer linearen Kette angeordnet. Der Abstand zwischen den Rechtecken wurde systematisch variiert. Da der verfügbare Strukturbereich auf $(21 \times 21) \mu\text{m}^2$ limitiert ist, wurde der Einfluss der unterschiedlichen Anzahl an Nachbarrechtecken auf die Wechselwirkungsenergie untersucht. Es wurde anhand von mikromagnetischen Simulationen gezeigt, dass die obere Schranke der Energiedichteabweichung bei $1,4 \text{ kJ m}^{-3}$ liegt, was mit der Energieauflösung des Experiments vergleichbar ist. Deshalb können die Ergebnisse im Rahmen dieser Arbeit mit dem Fall einer unendlichen Kette gleich gesetzt werden.

Die Magnetowiderstandsmessungen zeigen eine deutliche Abstandsabhängigkeit. Zum einen hat sich das Sprungfeld bei Verkleinerung des Abstands zu geringeren Feldstärken verschoben und zum anderen hat die parabolische Krümmung der Kurve zugenommen. Aus der parabolischen Anpassung der Kurve konnte analog zu dem Fall eines ungekoppelten Rechtecks die Energiedichte \tilde{K} bestimmt werden. Für den geringsten Abstand $d = 60 \text{ nm}$ hat sich sowohl das Sprungfeld als auch die Energiedichte um mehr als 40 % verringert. Es konnte gezeigt werden, dass

das Verhalten von Rechtecken, die sich im Landau-Zustand befinden und in einer unendlichen Kette angeordnet sind, durch die magnetostatische Wechselwirkung der Oberflächenladungen geprägt wird, während die eigentliche Mikrostruktur des Rechtecks eine untergeordnete Rolle spielt. Wie im Fall eines Systems, welches ein Stoner-Wohlfarth-Verhalten zeigt, lässt sich die Energiedichte \tilde{K} sowohl aus der Krümmung b der MR-Kurve als auch über das Sprungfeld H_{Sprung} in Kombination mit α_{Sprung} berechnen. Weitere Untersuchungen über die Feinstruktur des Landau-Zustands konnten keine Beiträge der Domänenwandenergie oder den Unterschied im Drehsinn zwischen einzelnen Elementen auf die Energiedichte innerhalb der Messgenauigkeit feststellen.

6 Ausblick

Mit der in dieser Arbeit präsentierten Messmethode ist es möglich weitere interessante Systeme zu studieren. Durch die Reduktion der Strukturgröße können Nanostrukturen hergestellt werden, deren Magnetisierung in der Ebene liegt und unter anderem als Bausteine zur Untersuchung magnetischer Frustration [116, 125, 140–143] oder zur Herstellung von magnetischen Logikgattern [25, 30, 32, 144] genutzt werden können. In der letzteren Anwendung nehmen neben Elementen in der Ebene magnetisiert sind [31, 145–148], senkrecht zur Ebene magnetisierte Elemente zunehmend an Bedeutung zu [32, 44–46].

Dieser Ausblick ist wie folgt gegliedert. In Abschnitt 6.1 werden zuerst MR-Messungen einer magnetischen Nanostruktur, die in der Ebene magnetisiert ist, diskutiert. Auf Basis dieser Nanostruktur werden anschließend exemplarisch drei Systeme zur Untersuchung magnetischer Frustration präsentiert. Für die Realisierung von magnetischen Nanostrukturen mit senkrechter Anisotropie, wird in Abschnitt 6.2 ein Verfahren vorgestellt, welches es ermöglicht magnetische Filme mit einer senkrechten Anisotropie mittels FIB zu strukturieren, ohne dabei die Grenzflächenanisotropie zu zerstören, so dass die entstandenen Strukturen immer noch eine senkrechte Anisotropie aufweisen.

6.1 Magnetische Frustrationssysteme

In Abb. 6.1(a) ist eine Nanostruktur gezeigt, die als ein solcher Baustein genutzt werden kann. Die Nanostruktur wurde in das gleiche Filmsystem wie die in dieser Arbeit untersuchten Rechtecke strukturiert. Sie hat die Form eines Rechtecks mit abgerundeten Kanten mit einer Abmessung von $(1000 \times 200 \times 20) \text{ nm}^3$. Da die Nanostruktur eindomänig sein soll, wurde ein Aspektverhältnis von mindestens 1:2,5 eingehalten [115, 116, 142, 149–151]. Die abgerundeten Kanten dienen dazu Abschlußdomänen zu vermeiden und die magnetostatische Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Elementen zu verstärken. In der Abb. 6.1(b & c) ist die Feldabhängigkeit des Längswiderstandes sowie des Querspannungssignals abgebildet. Der Probenstrom wurde entlang der langen Achse eingeprägt und das Magnetfeld wurde entlang der kurzen Achse angelegt. In Remanenz ist der Widerstand maximal. Wird das Magnetfeld erhöht, so reduziert sich der Widerstand entsprechend einer kohä-

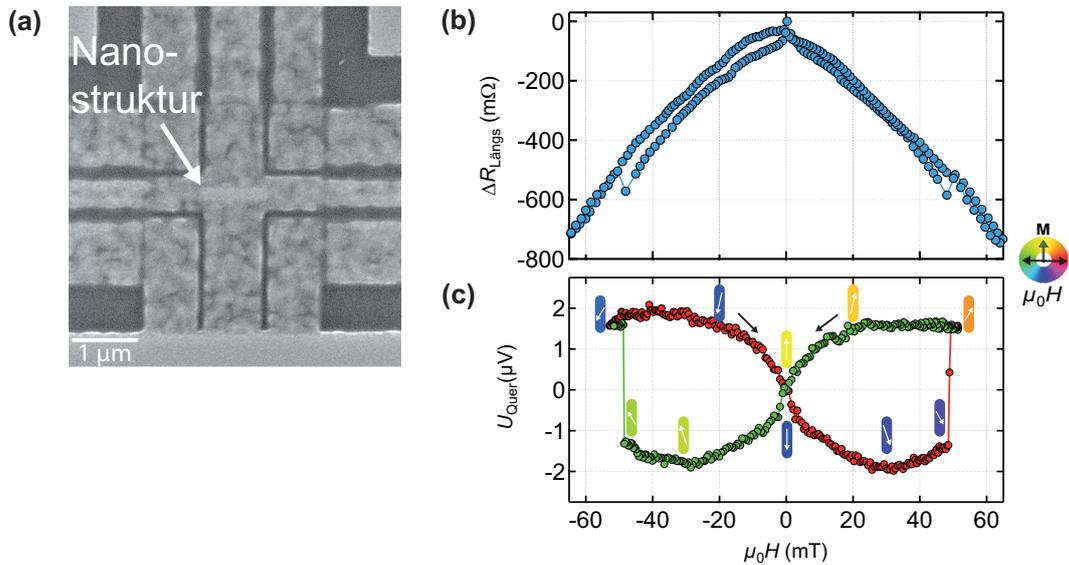


Abbildung 6.1: (a) SEM-Aufnahme einer $(1000 \times 200 \times 20) \text{ nm}^3$ großen Nanostruktur innerhalb eines Mikrostromkreises. (b) Längswiderstand in Abhängigkeit des Magnetfelds, welches entlang der kurzen Achse angelegt wurde. (c) Querspannungssignal der Nanostruktur. An markanten Stellen der Kurve ist der Magnetisierungszustand durch Pfeile und der entsprechenden Farbe im Farbkreis dargestellt.

renten Rotation mit dem Betrag der angelegten Feldstärke. Bei 50 mT weist die Kurve einen Sprung auf, was auf einen Wechsel der Magnetisierungsrichtung entlang der langen Achse hindeutet. Dies ist auf eine Fehlorientierung des Magnetfelds zurückzuführen. Anhand der Messung des Querspannungssignals, welcher durch den planaren Hall-Effekt (kurz: PHE) [78] hervorgerufen wird, lässt sich das beschriebene Ummagnetisierungsverhalten bestätigen (vgl. Abb. 6.1(c)). Zudem lassen sich mit Hilfe des PHE die beiden Magnetisierungszustände entlang der langen Achse experimentell voneinander unterscheiden [152]. In letzteren Untersuchungen wurde die Winkelabhängigkeit des Sprungfelds gemessen (Daten nicht gezeigt), diese zeigt das Verhalten eines eindomänen Systems [153] und liefert für den gezeigten Fall, dass die Fehlorientierung des Magnetfelds $\leq 5^\circ$ ist.

Im Weiteren wird auf drei exemplarischen Frustrationssystemen eingegangen, die aus der zuvor betrachteten Nanostruktur aufgebaut sind. In Abb. 6.2 sind SEM- und SEMPA-Aufnahmen der Frustrationssysteme abgebildet. Vor der Aufnahme wurden die Strukturen unter einem Winkel von 45° aufmagnetisiert. Das erste System besteht aus 5 Ringen. Die Struktur wurde in Anlehnung an Refs. [142, 154] entworfen und kann dazu dienen frustrierte magnetische Zustände und die Korrelation zwischen den Zuständen zu studieren [116, 155]. Das zweite System besteht aus 3 separaten Ringen im Abstand von 100 nm. Dieses System kann der Untersuchung

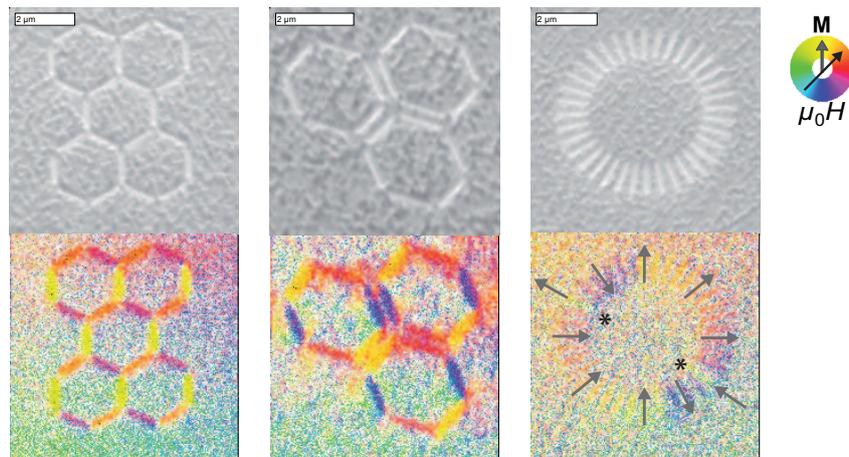


Abbildung 6.2: SEM- und SEMPA-Abbildungen von drei exemplarischen Frustrationssystemen, die aus $(1000 \times 200 \times 20) \text{ nm}^3$ großen Nanostrukturen aufgebaut sind. V.l.n.r.: Frustrationsgeometrie aus 5 hexagonale Ringen, 3 hexagonale Ringe im Abstand von 100 nm und 36 Elemente die im Kreis angeordnet sind.

von Kopplungseinflüssen auf die magnetische Frustration dienen. Das dritte System besteht aus 36 Nanostrukturen, deren Längsachsen zum Mittelpunkt zeigen [156]. Der geringste Abstand zwischen den Nanostrukturen beträgt ebenfalls 100 nm. Es ist zu erkennen, dass die Magnetisierung der einzelnen Elemente in der linken und rechten Kreishälfte einmal im und einmal entgegen des Uhrzeigersinns dreht. Die Orientierung der Elemente ist mit Pfeilen verdeutlicht. An zwei Stellen sind Elemente auszumachen, die dieser Rotation nicht folgen (siehe *-Markierung), diese sind senkrecht zum angelegten Magnetfeld orientiert. Dieses Verhalten wurde bei Ringen mit einer ungeraden Anzahl nicht gefunden. Es bleibt zu untersuchen, ob dieses beobachtete Verhalten durch das äußere Feld oder durch die Kreisform hervorgerufen wird.

Vorherige Arbeiten benutzen magnetische Abbildungsverfahren um Zugang zum Magnetisierungszustand der Elemente zu erhalten [115, 125, 157–159]. Durch die Anwendung der in dieser Arbeit genutzten MR-Messmethode an einem interessanten Frustrationssystem könnte in zukünftigen Experimenten das magnetische Frustrationsverhalten eines einzelnen Elements, im Gegensatz zum Verhalten eines Arrays [160], untersucht werden. In Abb. 6.3 ist eine Skizze einer möglichen Messmethode eines einzelnen Elements in einem Ring dargestellt. Mit Hilfe eines langen Drahts kann durch einen Heizstrom ein lokaler Temperaturgradient aufgebaut werden und gezielt einzelne Elemente zum Schalten angeregt werden. Zusätzlich kann durch einen Mikrostromkreis das Ummagnetisierungsverhalten eines einzelnen Elements gemessen werden.

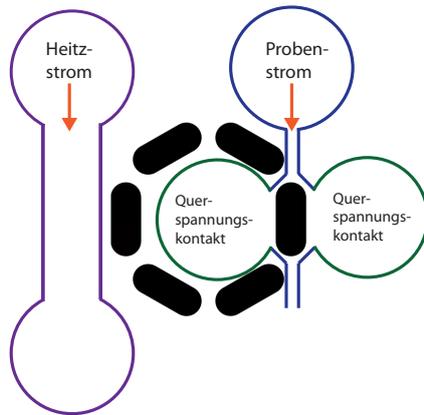


Abbildung 6.3: Skizze eines Messmethode zur Messung des Ummagnetisierungsverhalten eines einzelnen Elements in einem Ring. Es ist neben einem Heizelement, welches dazu dient einen Temperaturgradienten aufzubauen, auch ein Mikrostromkreis zur Messung der Querspannung eines einzelnen Elements dargestellt.

6.2 Verfahren zur Strukturierung von magnetischen Filmen mit senkrechter Anisotropie mittels fokussiertem Ionenstrahl

Eine Reihe von gängigen Techniken ermöglicht die Herstellung von senkrecht magnetisierten Strukturen im Nanometerbereich. Dazu gehört unter anderem die Foto-, Elektronenstrahl- und die Nanoprägelithografie [161, 162]. Bei diesen Lithografiertechniken wird typischerweise eine Maske benötigt, welche in einen Lack übertragen wird. Der eingesetzte Lack spielt eine maßgebende Rolle für die erreichbaren Strukturgrößen [163]. Deshalb unterliegt neben den Lithografiertechniken auch der eingesetzte Lack einer stetigen Weiterentwicklung [164]. Zum Beispiel konnten durch den Einsatz von HSQ¹-Lack per Elektronenstrahlithografie (kurz: ESL) Strukturgrößen von 10 nm erreicht werden [165].

Nicht alle der vorgestellten Techniken eignen sich im Industrieinsatz für die Herstellung von integrierten Schaltkreisen. Während die Fotolithografie seit Jahren erfolgreich eingesetzt wird und die Nanoprägelithografie ein aussichtsreicher Kandidat für die 20 nm-Fertigung ist [162], haben Strukturierungstechniken mit geladenen Teilchen, wie ESL oder FIB, auf Grund ihrer geringen Durchsatzmenge Schwierigkeiten sich im industriellen Rahmen zur Chipherstellung zu etablieren [166]. Nichtsdestotrotz eignen sie sich gerade auf Grund ihrer Leistung, d.h. Strukturen von unter 100 nm herzustellen, hervorragend für die Fabrikation von Prototypen. Im Gegensatz zu den zuvor vorgestellten Techniken, können mit der FIB Strukturen in einem Schritt direkt in einem Substrat gesputtert werden, ohne die Notwendigkeit einer Maske oder eines Lackes. Zudem zeichnet sich die FIB dadurch aus, dass mit ihr auch 3D-Mikro- und Nanostrukturen hergestellt werden können

¹engl. für hydrogen silsesquioxane

[86, 167–169]. Obwohl ein FIB-System einen Ionenstrahl auf einen Strahldurchmesser von weniger als 10 nm fokussieren kann, sind Strukturen im 10 nm-Bereich auf Grund von Redepositionseffekten nicht immer realisierbar [162]. Es konnte jedoch demonstriert werden, dass durch die Verwendung einer Ga^+ -Quelle und einer sehr kleinen Blende eine FWHM-Spotgröße von 5 nm erzielt werden konnte und somit 50 nm große ferromagnetische Strukturen mit senkrechter Anisotropie in einem Co (0,5 nm)/Pt-Film hergestellt wurden [170, 171]. Dies ist dahingehend erstaunlich, da eine Ionendosis zwischen $(0,8 - 1,6) \mu\text{C cm}^{-2}$ bei Co/Pt-Filmen ausreicht, um eine Durchmischung von Atomen an der Pt/Co-Grenzfläche zu verursachen, wodurch die senkrechte Anisotropie zerstört wird [172, 173]. Diese Dosis kann teilweise schon durch die nicht stark fokussierten Ionen erreicht werden, die den gaußförmigen Ionenstrahl umgeben (auch Halo genannt) [86, 174]. Eine Methode, solch kleine Strukturgrößen mit senkrechter Anisotropie mittels FIB herzustellen, ist die Verwendung von sehr geringen Ionendosen um die Umgebung der ferromagnetischen Strukturen paramagnetisch zu rendern. Abhängig von der Co-Dicke liegt diese Dosis bei $(2 - 300) \mu\text{C cm}^{-2}$ [175–179]. Eine weitere Methode um senkrechte Nanostrukturen mittels FIB herzustellen, besteht darin Schutzschichten zu verwenden, die den Halo-Effekt der FIB mindern [174, 180–182]. Zum Beispiel konnten mit einer Schutzschicht aus TiN Drahtstrukturen mit einer Breite von 100 nm realisiert werden [182]. Allerdings ist TiN elektrisch leitfähig, was Magnetotransportuntersuchungen erschwert. Im Weiteren wird ein Verfahren vorgestellt, welches als Schutzschicht Kohlenstoff verwendet. Damit ist es möglich Co/Pt-Filme mit einer senkrechten Anisotropie mittels FIB zu strukturieren. Anschließend kann die Kohlenstoffschutzschicht durch ein Sauerstoffplasma wieder entfernt werden, wodurch sowohl magneto-optische Untersuchungen als auch Magnetotransportuntersuchungen an den senkrechten Strukturen ermöglicht werden.

6.2.1 Pt/Co/Pt/C-Schichtsystem

Das verwendete Filmsystem besteht aus einem Pt (5 nm)/Co (0,9 nm)/Pt (3 nm)/C (60 nm) Schichtsystem. Eine Seitenansicht des Schichtsystems ist in Abb. 6.4(a) dargestellt. Das Schichtsystem wurde auf einem elektrisch isolierenden Substrat aus Si_3N_4 aufgebracht. Die unterste Schicht bildet die Pt-Wachstumsschicht, die aus einer 4 nm dicken ECR-Pt und einer 1 nm dicken Magnetron-Pt Schicht besteht. Darauf wurde eine 0,9 nm dicke Kobalt-Schicht und eine 3 nm dicke Deckschicht aus Pt per Magnetron-Sputtern aufgebracht. Wie im Weiteren gezeigt wird, weist dieses Schichtsystem eine senkrechte Anisotropie auf [57, 183]. Nach der Herstellung und Charakterisierung des Filmes wurde anschließend eine 60 nm dicke Kohlenstoffschicht mittels eines Elektronenstrahlverdampfers aufgebracht. Die Wahl für die verwendete Kohlenstoffdicke wurde auf Grund der Ergebnisse von TRIM-

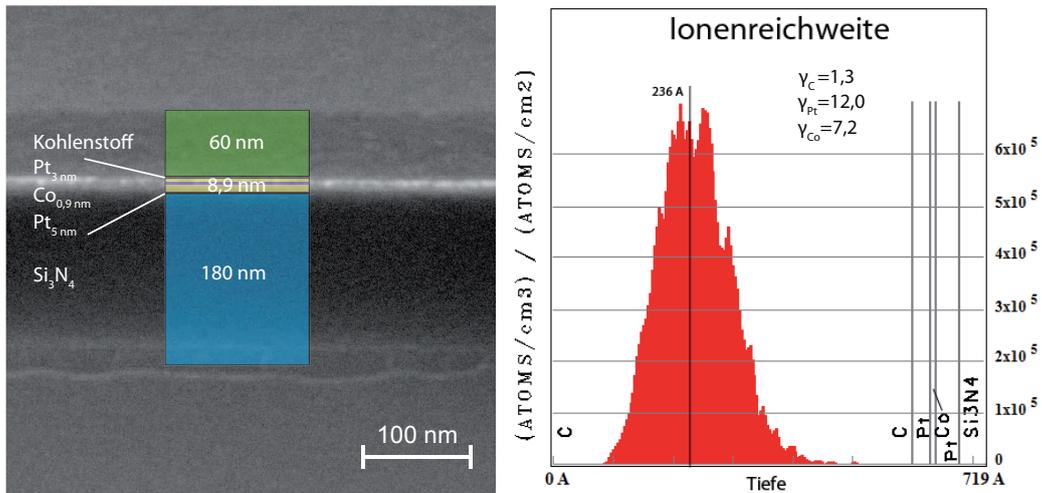


Abbildung 6.4: Links: SEM-Abbildung der Bruchkante des Pt/Co/Pt/C-Schichtsystems. Die einzelnen Schichten und ihre Dicken sind eingezeichnet. Rechts: TRIM-Simulationsergebnisse der Ionenreichweite von Ga⁺-Ionen mit einer Energie von 30 keV, die unter einem Winkel von 0° zur Filmmormalen eingestrahlt wurden. Aus der Simulation lässt sich die mittlere Eindringtiefe der Ionen von 24 nm sowie die Sputterausbeuten ermitteln.

Simulationen getroffen, wie im Folgenden erläutert wird. Das Softwarepaket TRIM [184] simuliert das Wechselwirkungsverhalten von hochenergetischen Ionen mit Materie. Damit wurde die Ionenreichweite von Ga⁺-Ionen mit einer Energie von 30 keV, welche unter einem Winkel von 0° bezüglich der Filmmormalen eingestrahlt werden, für das Pt/Co/Pt/C-Schichtsystem simuliert. In Abb. 6.4(b) ist das Simulationsergebnis dargestellt. Daraus lässt sich zum einen die mittlere Eindringtiefe der Ga⁺-Ionen von 24 nm und eine maximale Eindringtiefe von 50 nm bestimmen. Dies zeigt, dass eine 60 nm dicke Kohlenstoffschicht als Schutzschicht geeignet ist, um hochenergetische Ga⁺-Ionen von der Co/Pt-Grenzfläche fernzuhalten und so die senkrechte Anisotropie zu konservieren. Es sei darauf hingewiesen, dass in der Simulation nicht alle Einflüsse der Wechselwirkung von Ionen mit Materie berücksichtigt werden, wie z. B. Durchmischung an den Grenzflächen, Ionendeposition, Materialabtrag und Gitterführungseffekte. Folglich könnte die maximale Ionenreichweite auch höher als 50 nm liegen. Deshalb wurde eine 60 nm dicke Kohlenstoffschicht gewählt um genügend Toleranz beim Aufdampfprozess zu gewährleisten². SEM-Untersuchungen zeigen innerhalb der Auflösung ($\lesssim 5$ nm), dass

²In dem verwendeten Elektronenstrahlverdampfer, kann die Aufdampfrate mittels eines kalibrierten Schwingquarzes kontrolliert werden. Es sei darauf hingewiesen, dass während des Aufdampfprozesses von Kohlenstoff durch Erhitzung des Materials zur Sublimation kommt. Damit

für die Kohlenstoffschicht keine Kristallite nachgewiesen werden können und somit einer möglicher Einfluss von Gitterführungseffekten vernachlässigbar gering ist.

Magnetische Charakterisierung des Pt/Co/Pt-Filmsystems

Das Ummagnetisierungsverhalten des Filmsystems wurde zuerst mittels MOKE charakterisiert, bevor das Filmsystem mit Kohlenstoff bedampft wurde. In Abb. 6.5 sind die polaren und longitudinalen MOKE-Messungen in rot dargestellt. Die polare Messung hat einen rechteckigen Verlauf, was einer typischen Hysterese für die Richtung leichter Magnetisierbarkeit entspricht. Der Mechanismus dieser Ummagnetisierung verläuft über die Domänenwandnukleation und -propagation bei der Koerzitivfeldstärke, die bei 21 mT liegt. Die longitudinale Kurve zeigt einen geschlossenen Verlauf, was einer kohärenten Rotation der Magnetisierung entspricht. Die Kurve erreicht ihre Sättigungselliptizität von $117 \mu\text{rad}$ bei ca. 750 mT. Aus der Steigung der Kurve bestimmt sich mittels Gl. 2.15 die Anisotropiekonstante des Filmsystems zu $K_{1,\text{eff}} = -(105 \pm 5) \text{kJ m}^{-3}$. Zusätzlich ist eine Kerr-Mikroskopaufnahme des Films in Remanenz abgebildet, welches ein verästelttes Domänenmuster zeigt³.

Abtrag der Kohlenstoffschicht im Sauerstoffplasma

Der zuverlässige Abtrag der Kohlenstoffschicht spielt eine essenzielle Rolle im Herstellungsprozess der Mikrostrukturen. Da elementarer Kohlenstoff inert ist in Säure- bzw. Base-Umgebungen [185], erfolgte die Veraschung des Kohlenstoffs im Sauerstoffplasma. Die Reaktion von Kohlenstoff mit Sauerstoff wurde in einer Plasmakammer durchgeführt, die am Probenort ein Sauerstoffplasma mit einer vorgegebenen Leistung zündet und eine gewünschte Zeit aufrecht hält. Der Druck der Kammer vor Gaseinlass lag bei $2,7 \cdot 10^{-1} \text{mbar}$. Anschließend wird Sauerstoff bis zu einem Druck von 1,3 mbar eingelassen. Das Plasma wurde bei einer Leistung von 180 W betrieben. Der Kohlenstoff wurde im Sauerstoffplasma für 30 min verascht. Zur Laufzeit des Sauerstoffplasmas wurden keine systematischen Untersuchungen durchgeführt, allerdings hat sich gezeigt, dass eine längere Laufzeit von

ist eine sprunghafte Zunahme der Aufdampftrate verbunden. So dass eine exakte Einstellung der gewünschten Schichtdicke erschwert wird.

³Die ermittelte Anisotropiekonstante ist bei diesem Filmsystem betragsmäßig um ca. 200kJ m^{-3} geringer als für Filme mit gleicher Zusammensetzung gezeigt wurde [67]. Zudem wäre es zu erwarten gewesen, dass das Domänenmuster $\sim 100 \text{nm}$ große Domänen zeigt [186]. Die Abweichung ist höchstwahrscheinlich darin begründet, dass während des Herstellungsprozesses das Co-Target an der Oberfläche kontaminiert war und vor dem Sputterprozess unzureichend gereinigt wurde. Dadurch sind durch den Sputterprozess Rückstände auf das Filmsystem gelangt.

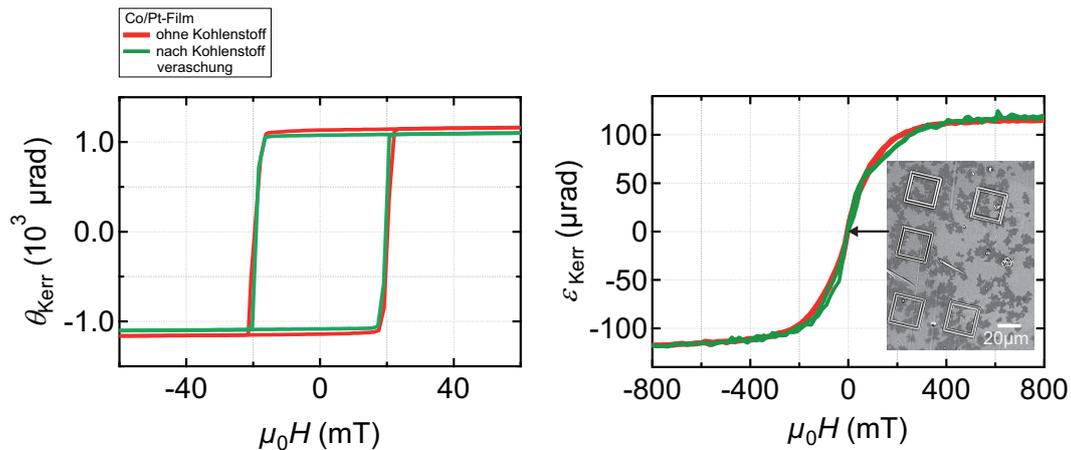


Abbildung 6.5: Polare und longitudinale MOKE-Messungen des Filmsystems ohne der Kohlenstoffschicht sowie nach der Veraschung der Kohlenstoffschicht. Zusätzlich ist der Zustand im Nullfeld dargestellt, welches mit einem Kerr-Mikroskop aufgenommen wurde.

z. B. 60 min keinen nachteiligen Einfluss auf die Eigenschaften der Probe hat. Allerdings hinterließ eine geringere Laufzeit von 10 min noch Kohlenstoffreste auf der Probe, was sich auf Grund von Absorptionseffekten durch ein reduziertes Signal im Kerr-Mikroskop geäußert hat.

In Abb. 6.5 sind in grün zudem MOKE-Messungen des Filmsystems dargestellt, nachdem die Kohlenstoffschicht verascht wurde. Sowohl in der polaren als auch in der longitudinalen Konfiguration ergibt sich ein identischer Kurvenverlauf zwischen den Kurven vor dem Aufdampfen und nach dem Abtragen von Kohlenstoff. Dies zeigt, dass die Eigenschaften des darunter liegenden Co/Pt-Films unverändert sind.

Dosisbestimmung zur FIB-Strukturierung

Vor der Herstellung der eigentlichen Mikrostrukturen wurde der Co/Pt/C-Film zuvor Dosistests unterzogen um die Ga^+ -Dosis herauszufinden mit der paramagnetische sowie isolierende Bereiche strukturiert werden können. Für die Bestimmung der isolierenden Dosis wurden quadratische Strukturen, mit einer Rahmenbreite von $1,5 \mu\text{m}$ gegenüber dem Film freigelegt (vgl. Abb. 6.6(a)). Der Randbereich wurde dabei mit verschiedenen Dosen versehen. Mit Hilfe des *in situ* MR-Messaufbaus wurde der Widerstand der freigelegten Flächen gemessen, indem sie elektrisch mit einem Mikromanipulator kontaktiert wurden und ein Strom von der Struktur zum Film getrieben worden ist. Die isolierende Dosis wurde bei der Struktur bestimmt, bei der der Probenstrom von 1 mA bei einer Spannung von 10 V nicht mehr einge-

6.2 Verfahren zur Strukturierung von magnetischen Filmen mit senkrechter Anisotropie
mittels fokussiertem Ionenstrahl

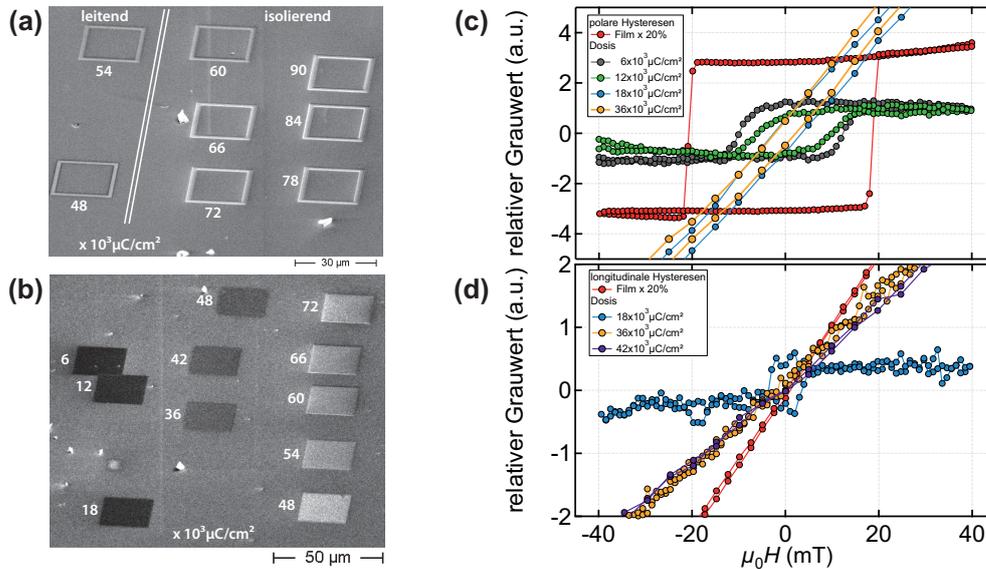


Abbildung 6.6: (a) Quadratische Strukturen mit einem $1,5 \mu\text{m}$ breiten Rahmen, welcher mit verschiedenen Dosen versehen wurde. Die isolierende Dosis wurde bei der Struktur bestimmt, bei der beim Anlegen einer Spannung von 10 V kein Strom mehr von der Struktur gegenüber dem Film eingepreßt werden konnte ($R > 10 \text{ k}\Omega$). (b) Dosisestflächen auf denen unterschiedliche Dosen appliziert wurden zur Bestimmung der paramagnetischen Dosis. (c), (d) Mittels Kerr-Mikroskop aufgenommene polare und longitudinale Hysteresen der Dosisestflächen für $6, 12, 18$ und $36 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ bzw. für $18, 36$ und $42 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$.

präpft werden konnte. Die geringste Dosis bei der dieser Fall eingetreten ist beträgt $60 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$.

Für die Bestimmung der paramagnetischen Dosis wurden $(21 \times 21) \mu\text{m}^2$ große Flächen strukturiert, auf denen unterschiedliche Dosen appliziert wurden. Der Dosisbereich erstreckte sich von $(6 - 72) \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ (vgl. Abb. 6.6(b)). Anschließend wurde die Kohlenstoffschicht im Sauerstoffplasma entfernt und die Hysteresen der einzelnen Flächen mit dem Kerr-Mikroskop aufgenommen. Dazu wurden jeweils die Grauwerte einer bestimmten Fläche im Bildbereich aufsummiert. Die polaren Hysteresen für $6, 12, 18$ und $36 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ und die longitudinalen Hysteresen für $18, 36$ und $42 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ sind in Abb. 6.6(c & d) dargestellt. Aufgetragen ist der relative Grauwert (Grauwert abzüglich mittlerer Grauwert) gegen das Magnetfeld. In der polaren Konfiguration zeigt der unbeschossene Film eine rechteckige Hysterese, wie in Abb. 6.5. Schon bei einer Dosis von 6 bzw. $12 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ nimmt die Signalstärke deutlich ab und die Form der Kurve weicht von einer rechteckigen Hysterese ab. Ab der Dosis von $18 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ ändert sich das Verhalten und es zeigt sich eine geschlossene Kurve im polaren Signal. In der longitudinalen Konfigurati-

on ist zu sehen, dass bei dieser Dosis noch ein magnetisches Signal auszumachen ist und die leichte Achse der Magnetisierung in der Ebene liegt. Erst bei der nächst höheren Dosis von $36 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ ist keine magnetisches Signal mehr auszumachen. Die paramagnetische Dosis wurde bei $24 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ gewählt, um eine gute elektrische Leitfähigkeit des beschossenen Filmes zu gewährleisten. In Abschnitt 6.2.2 wird das MR-Signal einer Fläche, die diese Dosis appliziert bekommen hat, diskutiert.

Der Abtrag des Co/Pt/C-Films wurde anhand der Dosistestflächen zusätzlich mit einem Rasterkraftmikroskop⁴ gemessen. In Abb. 6.7 ist die Stufenhöhe in Abhängigkeit der applizierten Flächendosis dargestellt. Es zeigt sich entgegen der Erwartung, dass innerhalb des Dosisbereichs von $(0 - 18) \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ die beschossene Dosisfläche höher ist als der unbeschossene Film. Dieses Verhalten ist auf der AFM-Aufnahme für $6 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ deutlich zu erkennen. Dies lässt sich womöglich darauf zurückführen, dass die Kohlenstoffschicht sich auf Grund des Ionenbeschusses strukturell verändert hat und so unter den Bedingungen des Sauerstoffplasmas nicht abgetragen werden konnte. Dieses Verhalten kann die Ursache für das reduzierte Signal im Kerr-Mikroskop der Dosistestflächen, die eine Dosis von 6 bzw. $12 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ erfahren haben, sein (vgl. Abb. 6.6(c)). Wie im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde, sind allerdings auch bei diesen Dosen schon Ionen bis zur magnetischen Schicht durchgedrungen. Erst bei einer höheren Dosis als $18 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ setzt ein Abtrag der Kohlenstoffschicht ein und ab einer Dosis von $54 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ wird die Co/Pt-Schicht abgetragen. Eine AFM-Aufnahme aus diesem Regime für $51 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ ist in der Abb. 6.7 unten rechts dargestellt. Es ist zu erkennen, dass in diesem Fall die strukturierte Fläche tiefer ist als der unbeschossene Film. Ab einer Dosis von $60 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ ist die Co/Pt-Schicht vollständig abgetragen. Diese Dosis entspricht gerade der Isolationsdosis.

6.2.2 Magnetowiderstandsmessungen an senkrechten Mikrostrukturen

Im Weiteren wird ein System aus einer Kreisscheibe mit senkrechter Anisotropie diskutiert, welches mit der vorgestellten Technik hergestellt wurde. Die Kreisscheibe ist in einem Hall-Kreuz eingebettet, worauf zuerst eingegangen wird. Anschließend wird die Magnetowiderstandsmessung der Kreisscheibe diskutiert.

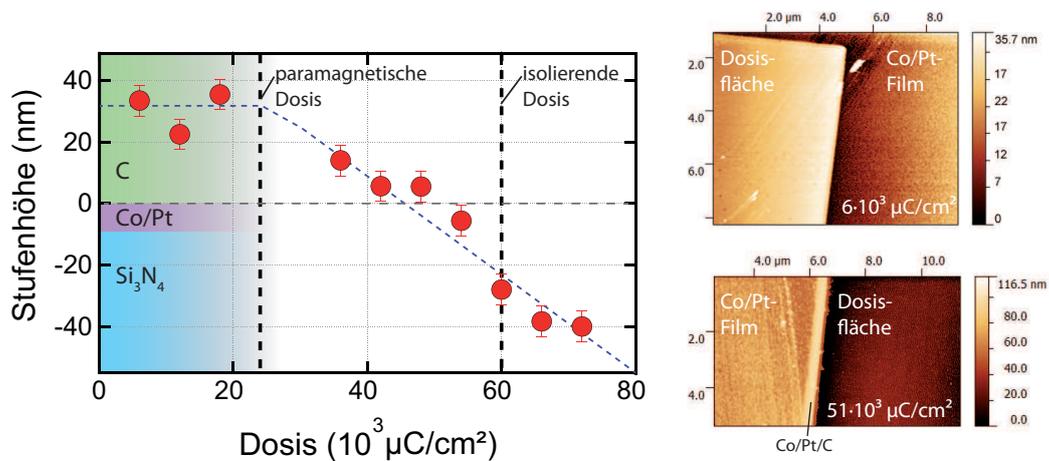


Abbildung 6.7: Links: Mit Hilfe eines AFMs ausgemessene Höhe zwischen beschossenen und unbeschossenen Bereich in Abhängigkeit der applizierten Dosis. Die einzelnen Schichten sind im Graphen eingezeichnet: Kohlenstoff (•), Co/Pt (•) und Substrat (•). Die paramagnetische und isolierende Dosen sind durch vertikale Linien markiert. Rechts: AFM-Aufnahmen für $6 \cdot 10^3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ und $51 \cdot 10^3 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Messkreuz und Leermessung

Die nachstehend diskutierten Untersuchungen wurden mit Hilfe eines Hall-Kreuzes durchgeführt, welches die Möglichkeit bietet *ex situ* Messungen an Strukturen durchzuführen. In Abb. 6.8(a) ist eine Lichtmikroskopaufnahme eines solchen Hall-Kreuzes dargestellt. Die Zuleitungen des Kreuzes werden in der Mitte auf eine Breite von $20 \mu\text{m}$ reduziert. Die vier Kontaktflächen des Messkreuzes wurden dazu benutzt, um einen Strom einzuprägen (•) und die Längsspannung (•) bzw. Querspannung (•) abzugreifen. Das Kreuz wurde mittels UV-Lithographie hergestellt und besteht aus dem gleichen Filmsystem welches im vorherigen Abschnitt diskutiert wurde. In Abb. 6.8(b) ist eine Vergrößerung des Kreuzungsbereiches dargestellt. Mittels FIB wurde der Kreuzungsbereich durch isolierende Linien, mit einer Breite von 500 nm , der Pfad des Messstroms eingeschnürt, um einen definierten Strompfad zu gewährleisten. In der Mitte des Kreuzungsbereichs befindet sich ein $(3 \times 3) \mu\text{m}^2$ großer Bereich, der mit der paramagnetischen Dosis strukturiert wurde. Durch zusätzliche Isolationslinien wurde der messsensensitive Bereich des Messkreuzes auf eine $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ große Fläche eingeschränkt. In Abb. 6.8 ist zusätzlich das Querspannungssignal der leeren Fläche in transversaler (c) und polarer (d) Geometrie abgebildet. Die Geometrien sind entsprechend

⁴kurz AFM für engl. Atomic Force Microscope

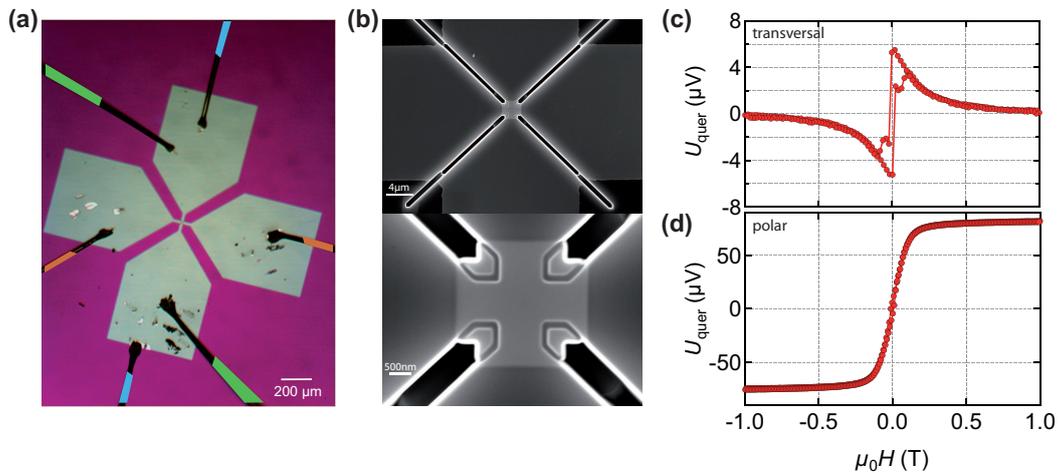


Abbildung 6.8: (a) Lichtmikroskopaufnahme des Hall-Kreuzes welches durch UV-Lithographie erzeugt wurde. Das Kreuz hat im Kreuzungsbereich eine Breite von 20 μm . Die vier Kontaktflächen des Messkreuz dienen dazu, einen Strom einzuprägen (•) und die Längsspannung (•) bzw. Querspannung (•) abzugreifen. (b) Durch isolierende Linien wurde der messsensensitive Bereich des Hall-Kreuzes auf eine $(1 \times 1) \mu\text{m}^2$ große Fläche eingeschnürt. (c, d) Querspannungssignal der leeren Fläche in transversaler (c) polarer (d) Geometrie.

Abb. 4.5 durch die Richtung des Stroms und des äußeren Magnetfelds definiert. Für einen Strom der in der Probenebene liegt, wird in der polaren Geometrie das Magnetfeld parallel zur Probenormalen angelegt und in der transversaler Geometrie in der Ebene senkrecht zur Stromrichtung. Die Längsspannung ist durch das Ummagnetisierungsverhalten der Co/Pt-Kontaktflächen dominiert und wird daher im Weiteren nicht diskutiert.

Beide Kurven in Abb. 6.8(c, d) zeigen ein Ummagnetisierungsverhalten, was darauf zurückzuführen ist, dass die verwendete Dosis zur paramagnetischen Strukturierung nicht ausreichend war. Das Querspannungssignal in transversaler Geometrie (vgl. Abb. 6.8(c)) wird durch den PHE hervorgerufen. Es lässt sich ausmachen, dass die beschossene Fläche in der Ebene magnetisiert ist und in Remanenz in Domänen zerfällt. Das Querspannungssignal in der polaren Geometrie (vgl. Abb. 6.8(d)), welches durch den AHE hervorgerufen wird, zeigt eine geschlossene Kurve, was dem Verhalten der Richtung schwerer Magnetisierbarkeit entspricht. Die Stärke des AHE-Signals kann nicht mit den weiteren Messungen verglichen werden, da auf Grund der strukturellen Änderung des Films durch den Ionenbeschuss sich eine andere anomale Hallkonstante ergibt. Auch wenn das Ziel, eine paramagnetische Fläche zu strukturieren, bei der gewählten Dosis nicht erfolgreich war, kann diese Dosis genutzt werden um das Ummagnetisierungsverhalten einer Kreisscheibe

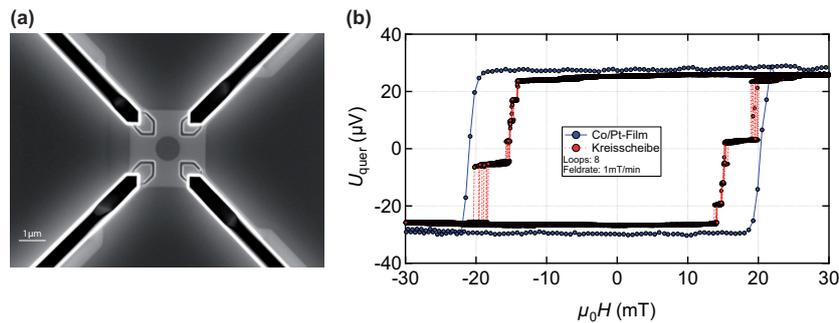


Abbildung 6.9: (a) SEM-Aufnahme eines Hall-Kreuzes mit einer Kreisscheibe mit einem Durchmesser von 1000 nm im messsensitiven Bereich. (b) Querspannung des Co/Pt-Filmsystems und einer Kreisscheibe in polarer Geometrie. Für die Kreisscheibe sind insgesamt acht Messungen dargestellt. Das Ummagnetisierungsverhalten des Films als auch der Kreisscheibe zeigt einen nahezu rechteckigen Verlauf. Während der Ummagnetisierung der Kreisscheibe treten insgesamt fünf Sprünge auf. Zwischen den Einzelmessungen der Hysterese der Kreisscheibe variiert das Sprungfeld um maximal 2 mT.

mit senkrechte Anisotropie zu untersuchen, da der messsensitiven Bereich hauptsächlich von der Kreisscheibe eingenommen wird und dadurch die Signalstärke der Umgebung deutlich reduziert ist.

MR-Untersuchungen einer Co/Pt-Kreisscheibe

In Abb. 6.9(a) ist eine SEM-Aufnahme einer Kreisscheibe dargestellt. Die Kreisscheibe hat einen nominellen Durchmesser von 1000 nm und ist mittig im messsensitiven Bereich platziert. In Abb. 6.9(b) ist das Querspannungssignal des Co/Pt-Filmsystems und einer Kreisscheibe in polarer Geometrie dargestellt. In beiden Fällen wird das Querspannungssignal durch den AHE hervorgerufen. Die Kurve des Films zeigt ein rechteckige Hysterese mit einem Sprungfeld von ca. 20 mT, was dem gleichen Wert wie bei der Moke-Messung entspricht (vgl. Abb. 6.5). Für die Kreisscheibe sind insgesamt acht Messungen dargestellt. Diese zeigen einen nahezu rechteckigen Ummagnetisierungsverlauf. Allerdings treten zahlreichen Plateaus während der Ummagnetisierung auf. Diese sind darauf zurückzuführen, dass Domänen, die während der Ummagnetisierung entstehen, bei der Propagation durch die Kreisscheibe an extrinsischen Defekten gepinnt werden. Erst wenn das äußere Feld das Pinningpotential übersteigt, nimmt die Größe der nukleierten Domäne zu, was sich in der Messung als Sprung bemerkbar macht. Des Weiteren sind an den Messungen zu erkennen, dass das Sprungfeld der Kreisscheibe gleich dem des Films ist, wobei zwischen den Einzelmessungen das Sprungfeld um maximal 2 mT

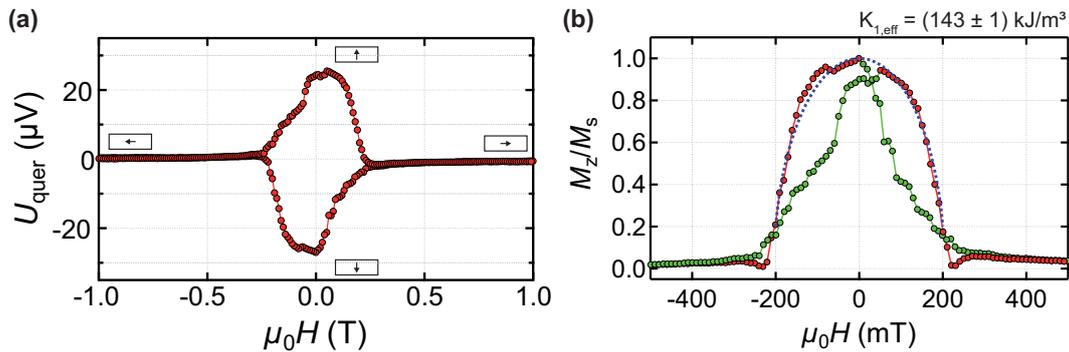


Abbildung 6.10: (a) Querspannung der Kreisscheibe in transversaler Konfiguration. Das Ummagnetisierungsverhalten zeigt eine kohärente Rotation der Magnetisierung von der senkrechten Ausrichtung in die Scheibenebene. (b) Darstellung der Messung aus (a) als Verhältnis $\frac{M_z}{M_s}$. Der Ummagnetisierungsverlauf der Magnetisierung aus der senkrechten Ausrichtung in die Scheibenebene (rot) und der umgekehrten Fall (grün) sind unterschiedlich eingefärbt. Die blaue Kurve ist eine Anpassung der Messung, mit Hilfe dessen die Energiedichte des Systems bestimmt wurde.

variieren kann. Zudem ist die Stärke des Sättigungssignals der Kreisscheibe ($26 \mu\text{V}$) vergleichbar mit dem des Films ($29 \mu\text{V}$).

In Abb. 6.10(a) ist die Querspannung der Kreisscheibe in transversaler Geometrie dargestellt. In Remanenz ist der Betrag des AHE-Signals maximal, da sich das System in einem senkrecht-magnetisierten Zustand befindet. Durch das Vorzeichen des AHE-Signals kann zwischen den beiden senkrechten Zuständen unterschieden werden. Wird die Feldstärke erhöht, nimmt die Stärke des Signals mit dem Betrag des Feldes ab. Die Ummagnetsierung läuft über eine kohärente Rotation der Magnetisierung von der senkrechten Ausrichtung in die Scheibenebene. Bei 250 mT beträgt das Signal $0 \mu\text{V}$. An dieser Stelle ist die Kreisscheibe vollständig in der Scheibenebene magnetisiert. Wird die Feldstärke wieder reduziert, richtet sich die Magnetisierung wieder entlang der senkrechten Orientierung aus. Auf Grund einer nicht perfekten Ausrichtung des Magnetfelds entlang der Probenebene, zeigt dann die Magnetisierung in Remanenz in der entgegen gerichteten Richtung. Während der Remagnetisierung aus der Scheibenebene sind Sprünge in der Kurve zu erkennen. Dieses Verhalten spricht für eine Ummagnetisierung über Domänenwandpropagation, die, wie oben diskutiert, an gewissen Stellen gepinnt werden. Aus der AHE-Messung kann die relative senkrecht Magnetisierung über die Beziehung $\left| \frac{U_{\text{Quer}}(\mu_0 H)}{U_{\text{Quer}}(0 \text{ mT})} \right| = \frac{M_z(\mu_0 H)}{M_s}$ berechnet werden. Das Ergebnis ist in Abb. 6.10(b) dargestellt. Anhand der Abbildung wird der unterschiedliche Ummagnetisierungsverlauf der Magnetisierung aus der senkrechten Ausrichtung in die Scheibenebene und dem umgekehrten Fall deutlich (rot und grün in der Abbildung). Wie im fol-

genden beschrieben wird, lässt sich über eine Anpassung der äußeren roten Kurve die Energiedichte des Systems bestimmen. Mit Hilfe von Gl. 2.17 ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem Winkel der Magnetisierung zur Normalen der Kreisscheibe und dem äußeren Feld. Damit lässt sich schreiben:

$$\sin(\alpha) = \frac{M_s}{2K_{1,\text{eff}}}\mu_0H \Leftrightarrow \sqrt{1 - \cos^2(\alpha)} = \frac{M_s}{2K_{1,\text{eff}}}\mu_0H$$

Mit $\cos(\alpha) = \frac{M_z}{M_s}$ ergibt sich folglich:

$$\sqrt{1 - \left(\frac{M_z}{M_s}\right)^2} = \frac{M_s}{2K_{1,\text{eff}}}\mu_0H \Rightarrow \frac{M_z}{M_s} = \sqrt{1 - \left(\frac{M_s}{2K_{1,\text{eff}}}\mu_0H\right)^2} \quad (6.1)$$

Eine Anpassung der Gl. 6.1 an der Kurve ist in Abb. 6.10(b) in blau dargestellt. Aus dem Fitparameter lässt sich die Energiedichte der Kreisscheibe bestimmen. Es ergibt sich ein Wert von $-(143 \pm 1) \text{ kJ m}^{-3}$. Es ist auszuschließen, dass die höhere Energiedichte der Kreisscheibe, verglichen mit der Anisotropiekonstante des Filmsystems ($K_{1,\text{eff}} = -(105 \pm 5) \text{ kJ m}^{-3}$), allein durch die Demagnetisierungsenergie auf Grund der Kreisscheibenform hervorgerufen wird, da diese $\approx 10 \text{ kJ m}^{-3}$ beträgt⁵.

6.2.3 Zusammenfassung

Das vorgestellte Verfahren bietet die Möglichkeit magnetische Co/Pt-Filme mit einer senkrechten Anisotropie mittels FIB zu strukturieren, ohne dabei die Grenzflächenanisotropie zu zerstören. Dies wird durch eine Schutzschicht aus Kohlenstoff ermöglicht. Es konnte gezeigt werden, dass die unbehandelte Kohlenstoffschicht durch ein Sauerstoffplasma abgetragen werden konnte und sich die magnetischen Eigenschaften des Filmes nach dem Abtragprozess nicht ändern. Dies wurde anhand eines Pt (5 nm)/Co (0,9 nm)/Pt (3 nm) Filmsystems demonstriert. Durch Dosistest wurde gezeigt, dass es möglich ist in diesem Filmsystem paramagnetische und isolierende Bereiche zu strukturieren. Zudem wurde anhand der Dosistests festgestellt, dass sich die Kohlenstoffschicht sich auf Grund des Ionenbeschusses für Dosen unter $20 \cdot 10^3 \mu\text{C cm}^{-2}$ strukturell ändert und unter den Bedingungen des Sauerstoffplasmas nicht abgetragen werden konnte. Mit der vorgestellten Technik wurde eine magnetische Kreisscheibe mit einem Durchmesser von 1000 nm hergestellt. Es konnte anhand von Magnetowiderstandsmessungen gezeigt werden, dass die Kreisscheibe weiterhin eine senkrechte Anisotropie aufweist.

Weiterführende Untersuchungen sind notwendig um das Potential der vorgestellten

⁵Die Demagnetisierungsenergie der Kreisscheibe wurde näherungsweise über die Demagnetisierungsenergie eines Rechtecks mit Abmessungen von $1000 \times 1000 \times 0,9 \text{ nm}^3$ berechnet [55].

Technik auszuschöpfen. Dazu gehört, neben der systematischen Bestimmung der paramagnetischen Dosis, auch die Untersuchung der Eigenschaften der durch den Ga^+ -Ionenbeschuss modifizierten Kohlenstoffschicht und deren möglicher Einfluss auf Magnetowiderstandsmessungen.

Literaturverzeichnis

- [1] INTERNET.ORG, “State of Connectivity: A Report on Global Internet Access”, Technical report, Facebook Inc (2014).
- [2] H.-L. CAI, J. ZHAN, C. YANG, X. CHEN, Y. YANG, B.-Y. CHI, A. WANG, AND T.-L. REN, “Application of Ferrite Nanomaterial in RF On-Chip Inductors”, *Journal of Nanomaterials* (2013).
- [3] K. KOH, J. PARK, J. PARK, X. ZHU, AND L. LIN, “Core-shell magnetic nanoparticles for on-chip RF inductors”, in “2013 IEEE 26th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS)”, (IEEE2013).
- [4] CERN, “Worldwide LHC Computing Grid Transfers Dashboard”, (Stand: 01/07/2015).
- [5] E. GROCHOWSKI AND R. E. J. FONTANA, “Future technology challenges for NAND flash and HDD products”, *Flash Memory Summit* (2012).
- [6] SEAGATE TECHNOLOGY, “Seagate erreicht bei der Vorstellung einer neuartigen Technik den Meilenstein von 1 Terabit pro Quadratzoll bei Festplattenspeichern”, (Stand: 01/07/2015).
- [7] T. COUGHLIN, “100 TB HDDs and A New Spin on Storage”, (Stand: 01/07/2015).
- [8] THE INTERNATIONAL DISK DRIVE EQUIPMENT AND MATERIALS ASSOCIATION, “Advanced Storage Technology Consortium technology roadmap”, (2014).
- [9] DROPBOX, “Mehr leisten mit Dropbox Pro”, (Stand: 01/07/2015).
- [10] D. WELLER AND A. MOSER, “Thermal effect limits in ultrahigh-density magnetic recording”, *IEEE Transactions on Magnetics* **35**, 4423 (1999).
- [11] R. F. L. EVANS, R. W. CHANTRELL, U. NOWAK, A. LYBERATOS, AND H.-J. RICHTER, “Thermally induced error: Density limit for magnetic data storage”, *Applied Physics Letters* **100**, 102402 (2012).

- [12] S. CHARAP, “Thermal instability at 10 Gbit/in² magnetic recording”, *IEEE Transactions on Magnetics* **30**, 4230 (1994).
- [13] J. HANDY, “Solid State Drives in the Enterprise”, Technical report, Objective Analysis (2008).
- [14] L. COLUMBUS, “Roundup Of Cloud Computing Forecasts And Market Estimates”, (Stand: 24/01/2015).
- [15] E. PRASETYO-WIBOWO, “Memory”, (Stand: 01/07/2015).
- [16] F. ALTED, “PyData Paris 2015 - Closing keynote Francesc Alted”, (Stand: 01/07/2015).
- [17] J. DEAN AND P. NORVIG, “Latency numbers every programmer should know”, (Stand: 01/07/2015).
- [18] S. A. WOLF, D. D. AWSCHALOM, R. A. BUHRMAN, J. M. DAUGHTON, S. VON MOLNÁR, M. L. ROUKES, A. Y. CHTCHELKANOVA, AND D. M. TREGER, “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future”, *Science* **294**, 1488 (2001).
- [19] S. BANDYOPADHYAY AND M. CAHAY, “Electron spin for classical information processing: a brief survey of spin-based logic devices, gates and circuits.”, *Nanotechnology* **20**, 412001 (2009).
- [20] S. A. WOLF, J. LU, M. R. STAN, E. CHEN, AND D. M. TREGER, “The Promise of Nanomagnetism and Spintronics for Future Logic and Universal Memory”, *Proceedings of the IEEE* **98**, 2155 (2010).
- [21] C. CHAPPERT, A. FERT, AND F. N. VAN DAU, “The emergence of spin electronics in data storage.”, *Nature materials* **6**, 813 (2007).
- [22] B. DIENY, R. SOUSA, AND J. HERAULT, “Spin-transfer effect and its use in spintronic components”, *International Journal of Nanotechnology* **7**, 591 (2010).
- [23] S. S. P. PARKIN, M. HAYASHI, AND L. THOMAS, “Magnetic domain-wall racetrack memory.”, *Science* **320**, 190 (2008).
- [24] S. BOHLENS, B. KRÜGER, A. DREWS, M. BOLTE, G. MEIER, AND D. PFANNKUCHE, “Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness”, *Applied Physics Letters* **93**, 142508 (2008).

- [25] R. P. COWBURN AND M. E. WELLAND, “Room Temperature Magnetic Quantum Cellular Automata”, *Science* **287**, 1466 (2000).
- [26] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, M. D. COOKE, C. C. FAULKNER, D. ATKINSON, N. VERNIER, AND R. P. COWBURN, “Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register.”, *Science* **296**, 2003 (2002).
- [27] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, C. C. FAULKNER, D. ATKINSON, D. PETIT, AND R. P. COWBURN, “Magnetic domain-wall logic.”, *Science* **309**, 1688 (2005).
- [28] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, AND R. P. COWBURN, “Writing and erasing data in magnetic domain wall logic systems”, *Journal of Applied Physics* **100**, 123908 (2006).
- [29] D. A. ALLWOOD, G. XIONG, AND R. P. COWBURN, “Domain wall cloning in magnetic nanowires”, *Journal of Applied Physics* **101**, 024308 (2007).
- [30] A. IMRE, G. CSABA, L. JI, A. ORLOV, G. H. BERNSTEIN, AND W. POROD, “Majority logic gate for magnetic quantum-dot cellular automata.”, *Science* **311**, 205 (2006).
- [31] S. KURTZ, E. VARGA, M. J. SIDDIQ, M. NIEMIER, W. POROD, X. S. HU, AND G. H. BERNSTEIN, “Non-majority magnetic logic gates: a review of experiments and future prospects for ‘shape-based’ logic.”, *Journal of Physics: Condensed Matter* **23**, 053202 (2011).
- [32] M. T. NIEMIER, G. CSABA, AND W. POROD, *Nanomagnet Logic: A Magnetic Implementation of Quantum-dot Cellular Automata*, in “Emerging Nanoelectronic Devices”, (Wiley New York, 2015).
- [33] G. A. PRINZ, “Magnetoelectronics”, *Science* **282**, 1660 (1998).
- [34] C. SIEMERS AND S. SIEMERS, *Reconfigurable computing based on universal configurable blocks-a new approach for supporting performance- and realtime-dominated applications*, in “Proceedings 5th Australasian Computer Architecture Conference”, (IEEE, 2000).
- [35] L. TORRES, R. M. BRUM, Y. GUILLEMENET, G. SASSATELLI, AND L. V. CARGNINI, *Evaluation of hybrid MRAM/CMOS cells for reconfigurable computing*, in “11th International New Circuits and Systems Conference”, (IEEE, 2013).
- [36] S. JANWADKAR, “Reconfigurable computing”, (Stand: 01/07/2015).

- [37] S. PÜTTER, N. MIKUSZEIT, E. Y. VEDMEDENKO, AND H. P. OEPEN, “The effect of tilted edges on the shape anisotropy and stray field coupling of uniformly magnetized rectangular elements”, *Journal of Applied Physics* **106**, 043916 (2009).
- [38] S. JAIN, M. KOSTYLEV, AND A. O. ADEYEYE, “Coupled oscillations in noncollinear microscale rectangular magnets”, *Physical Review B* **82**, 214422 (2010).
- [39] S. JAIN, A. O. ADEYEYE, AND N. SINGH, “Spin re-orientation in magnetostatically coupled Ni₈₀Fe₂₀ ellipsoidal nanomagnets.”, *Nanotechnology* **21**, 285702 (2010).
- [40] J. DING, S. JAIN, AND A. O. ADEYEYE, “Static and dynamic properties of one-dimensional linear chain of nanomagnets”, *Journal of Applied Physics* **109**, 07D301 (2011).
- [41] A. O. ADEYEYE AND S. JAIN, “Coupled periodic magnetic nanostructures (invited)”, *Journal of Applied Physics* **109**, 07B903 (2011).
- [42] R. ZIVIERI, F. MONTONCELLO, L. GIOVANNINI, F. NIZZOLI, S. TACCHI, M. MADAMI, G. GUBBIOTTI, G. CARLOTTI, AND A. O. ADEYEYE, “Collective spin modes in chains of dipolarly interacting rectangular magnetic dots”, *Physical Review B* **83**, 054431 (2011).
- [43] A. VOGEL, M. MARTENS, M. WEIGAND, AND G. MEIER, “Signal transfer in a chain of stray-field coupled ferromagnetic squares”, *Applied Physics Letters* **99**, 042506 (2011).
- [44] X. JU AND S. WARTENBURG, “Nanomagnet Logic from partially irradiated Co/Pt nanomagnets”, *Nanotechnology, IEEE Transactions* **11**, 97 (2012).
- [45] M. NIEMIER, G. CSABA, A. DINGLER, X. S. HU, W. POROD, X. JU, M. BECHERER, D. SCHMITT-LANDSIEDEL, AND P. LUGLI, *Boolean and non-boolean nearest neighbor architectures for out-of-plane nanomagnet logic*, “13th International Workshop on Cellular Nanoscale Networks and their Applications” (IEEE, 2012).
- [46] J. BUTLER, M. SHACHAR, B. LEE, D. GARCIA, B. HU, J. HONG, N. AMOS, AND S. KHIZROEV, “Reconfigurable and non-volatile vertical magnetic logic gates”, *Journal of Applied Physics* **115**, 163903 (2014).
- [47] R. C. O’HANDLEY, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications*, (Wiley New York, 2000).

-
- [48] S. CHIKAZUMI AND C. GRAHAM, *Physics of Ferromagnetism*, (Oxford University Press, 1997).
- [49] S. BLUNDELL, *Magnetism in Condensed Matter*, (Oxford University Press, 2001).
- [50] A. AHARONI, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, volume 2, (Oxford University Press, 1996).
- [51] M. GETZLAFF, *Fundamentals of magnetism*, (Springer-Verlag, 2008).
- [52] J. STÖHR, S. STÖHR, AND H. CHRISTOPH, *Magnetism*, (Springer-Verlag, 2006).
- [53] W. BROWN, *Micromagnetics*, (Interscience Publishers, 1963).
- [54] J. A. OSBORN, “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid”, *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945).
- [55] A. AHARONI, “Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms”, *Journal of Applied Physics* **83**, 3432 (1998).
- [56] M. B. STEARNS, *Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, Volume 19a*, (Springer-Verlag, 1986).
- [57] P. F. CARCIA, “Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures”, *Journal of Applied Physics* **63**, 5066 (1988).
- [58] L. NÉEL, “Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d’orientation”, *Journal de Physique et le Radium* **15**, 225 (1954).
- [59] L. NÉEL, *Surface magnetic anisotropy and orientational superlattices*, in *Selected Works of Louis Néel*, (Gordon and Breach Science Publishers, 1988).
- [60] Y. MILLEV AND J. KIRSCHNER, “Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows”, *Physical Review B* **54**, 4137 (1996).
- [61] H. STILLRICH, C. MENK, R. FRÖMTER, AND H. P. OEPEN, “Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films”, *Journal of Applied Physics* **105**, 07C308 (2009).
- [62] P. WEISS AND G. FOËX, “Le magnétisme”, *A. Colin* **71**, (1926).

- [63] C. KITTEL, “Physical theory of ferromagnetic domains”, *Reviews of Modern Physics* **21**, 541 (1949).
- [64] A. HUBERT AND R. SCHÄFER, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, (Springer-Verlag, 1998).
- [65] B. KAPLAN AND G. GEHRING, “The domain structure in ultrathin magnetic films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **128**, 111 (1993).
- [66] M. SPECKMANN, H. OEPEN, AND H. IBACH, “Magnetic Domain Structures in Ultrathin Co/Au(111): On the Influence of Film Morphology”, *Physical Review Letters* **75**, 2035 (1995).
- [67] A. KOBBS, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Ph.D. Thesis, (Universität Hamburg, 2013).
- [68] W. RAVE, A. HUBERT, AND S. MEMBER, “Magnetic Ground State of a Thin-Film Element”, *IEEE Transactions on Magnetics* **36**, 3886 (2000).
- [69] L. NÉEL, “Energie des parois de Bloch dans les couches minces”, *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences* **241**, 533 (1955).
- [70] S. HANKEMEIER, R. FRÖMTER, N. MIKUSZEIT, D. STICKLER, H. STILLRICH, S. PÜTTER, E. VEDMEDENKO, AND H. OEPEN, “Magnetic Ground State of Single and Coupled Permalloy Rectangles”, *Physical Review Letters* **103**, 147204 (2009).
- [71] W. THOMSON, “On the electro-dynamic qualities of metals: effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron”, *Proceedings of the Royal Society of London* **8**, 546 (1856).
- [72] T. MCGUIRE AND R. POTTER, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975).
- [73] D. O. SMITH, “Static and Dynamic Behavior of Thin Permalloy Films”, *Journal of Applied Physics* **29**, 264 (1958).
- [74] T. MIYAZAKI AND T. AJIMA, “Impurity effect on the anisotropic magnetoresistivity of 82Ni-Fe alloy film”, *Journal of magnetism and magnetic materials* **81**, 91 (1989).
- [75] T. MIYAZAKI, T. AJIMA, AND F. SATO, “Dependence of magnetoresistance on thickness and substrate temperature for 82Ni-Fe alloy film”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **81**, 86 (1989).

- [76] R. BOZORTH, “Magnetoresistance and domain theory of iron-nickel alloys”, *Physical Review* **70**, 623 (1946).
- [77] J. SMIT, “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”, *Physica* **17**, 612 (1951).
- [78] C. HURD, *The Hall Effect in Metals and Alloys*, (Springer-Verlag, 1972).
- [79] E. H. HALL, “On a new action of the magnet on electric currents”, *American Journal of Mathematics* **2**, 287 (1879).
- [80] R. KARPLUS AND J. LUTTINGER, “Hall Effect in Ferromagnetics”, *Physical Review* **95**, 1154 (1954).
- [81] S. FONER AND E. M. PUGH, “Hall Effects of the Cobalt Nickel Alloys and of Armco Iron”, *Physical Review* **91**, 20 (1953).
- [82] R. JAGGI AND F. HULLIGER, *Landolt-Börnstein - Band II Elektrische Eigenschaften I*, (Springer-Verlag, 1965).
- [83] W. BETTERIDGE, “The properties of metallic cobalt”, *Progress in Materials Science* **24**, 51 (1980).
- [84] L. BERGER, “Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets”, *Physical Review B* **2**, 4559 (1970).
- [85] N. NAGAOSA, J. SINOVA, S. ONODA, A. H. MACDONALD, AND N. P. ONG, “Anomalous Hall effect”, *Reviews of Modern Physics* **82**, 1539 (2010).
- [86] J. ORLOFF, M. UTLAUT, AND L. SWANSON, *High Resolution Focused Ion Beams: FIB and its Applications: Fib and Its Applications: The Physics of Liquid Metal Ion Sources and Ion Optics and Their Application to Focused Ion Beam Technology*, (Springer-Verlag, 2003).
- [87] J. ORLOFF, *Handbook of Charged Particle Optics*, (CRC Press, 2008).
- [88] L. A. GIANNUZZI AND F. A. STEVIE, *Introduction to Focused Ion Beams: Instrumentation, Theory, Techniques and Practice*, (Springer-Verlag, 2005).
- [89] D. STICKLER, R. FRÖMTER, W. LI, A. KOBBS, AND H. P. OEPEN, “Integrated setup for the fabrication and measurement of magnetoresistive nanoconstrictions in ultrahigh vacuum.”, *The Review of scientific instruments* **79**, 103901 (2008).

- [90] S. O. R. MOHEIMANI, “Invited review article: accurate and fast nanopositioning with piezoelectric tube scanners: emerging trends and future challenges.”, *The Review of scientific instruments* **79**, 071101 (2008).
- [91] W. RAVE, R. SCHÄFER, AND A. HUBERT, “Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr effect”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **65**, 7 (1987).
- [92] J. KERR, “On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet”, *Proceedings of the Royal Society of London* **3**, 321 (1877).
- [93] J. KERR, “On reflection of polarized light from the equatorial surface of a magnet”, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **5**, 161 (1878).
- [94] J. ZAK, E. R. MOOG, C. LIU, AND S. D. BADER, “Fundamental magneto-optics”, *Journal of Applied Physics* **68**, 4203 (1990).
- [95] J. ZAK, E. MOOG, C. LIU, AND S. BADER, “Universal approach to magneto-optics”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **89**, 107 (1990).
- [96] P. WEINBERGER, “John Kerr and his effects found in 1877 and 1878”, *Philosophical Magazine Letters* **88**, 897 (2008).
- [97] V. NOVOSAD, M. GRIMSDITCH, J. DARROUZET, J. PEARSON, S. D. BADER, V. METLUSHKO, K. GUSLIENKO, Y. OTANI, H. SHIMA, AND K. FUKAMICHI, “Shape effect on magnetization reversal in chains of interacting ferromagnetic elements”, *Applied Physics Letters* **82**, 3716 (2003).
- [98] E. Y. VEDMEDENKO, N. MIKUSZEIT, H. P. OEPEN, AND R. WIESENDANGER, “Multipolar Ordering and Magnetization Reversal in Two-Dimensional Nanomagnet Arrays”, *Physical Review Letters* **95**, 207202 (2005).
- [99] D. B. CARLTON, N. C. EMLEY, E. TUCHFELD, AND J. BOKOR, “Simulation studies of nanomagnet-based logic architecture”, *Nano Letters* **8**, 4173 (2008).
- [100] S. JAIN AND A. O. ADEYEYE, “Giant magnetoresistance behavior of pseudo spin valve rings with magnetostatically coupled elements”, *EPL (Europhysics Letters)* **84**, 17002 (2008).

- [101] S. JAIN AND A. O. ADEYEYE, “Anisotropic magnetostatic interactions in arrays of ellipsoidal shaped $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ magnets”, *Journal of Applied Physics* **108**, 113915 (2012).
- [102] A. VOGEL, A. DREWS, T. KAMIONKA, M. BOLTE, AND G. MEIER, “Influence of Dipolar Interaction on Vortex Dynamics in Arrays of Ferromagnetic Disks”, *Physical Review Letters* **105**, 037201 (2010).
- [103] A. VOGEL, T. KAMIONKA, M. MARTENS, A. DREWS, K. W. CHOU, T. TYLISZCZAK, H. STOLL, B. VAN WAEYENBERGE, AND G. MEIER, “Coupled Vortex Oscillations in Spatially Separated Permalloy Squares”, *Physical Review Letters* **106**, 137201 (2011).
- [104] D. BISERO, P. CREMON, M. MADAMI, M. SEPIONI, S. TACCHI, G. GUBBIOTTI, G. CARLOTTI, A. O. ADEYEYE, N. SINGH, AND S. GOOLAUP, “Effect of dipolar interaction on the magnetization state of chains of rectangular particles located either head-to-tail or side-by-side”, *Journal of Nanoparticle Research* **13**, 5691 (2011).
- [105] V. NOVOSAD, K. GUSLIENKO, H. SHIMA, Y. OTANI, S. KIM, K. FUKAMICHI, N. KIKUCHI, O. KITAKAMI, AND Y. SHIMADA, “Effect of interdot magnetostatic interaction on magnetization reversal in circular dot arrays”, *Physical Review B* **65**, 060402 (2002).
- [106] Y. WANG, W. H. SHI, H. X. WEI, D. ATKINSON, B. S. ZHANG, AND X. F. HAN, “Manipulation of magnetization reversal of $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ nanoellipse arrays by tuning the shape anisotropy and the magnetostatic interactions”, *Journal of Applied Physics* **111**, 07B909 (2012).
- [107] M. PARDAVI-HORVATH, P. E. SI, C. A. ROSS, F. J. CASTANO, B. G. NG, AND S. MORALEJO, “Configurational stability of patterned magnetic nanosystems”, *Journal of Applied Physics* **103**, 07D516 (2008).
- [108] J. SEO, T.-H. KIM, S.-H. CHUNG, Y. OH, J. H. CHOI, AND Y. KUK, “Tuning magnetostatic interaction in single-crystalline nanodot arrays with in-plane easy axes”, *Applied Physics Letters* **96**, 073106 (2010).
- [109] A. LYLE, J. HARMS, T. KLEIN, A. LENTSCH, D. MARTENS, A. KLEMM, AND J.-P. WANG, “Spin transfer torque programming dipole coupled nanomagnet arrays”, *Applied Physics Letters* **100**, 012402 (2012).
- [110] A. LYLE, A. KLEMM, J. HARMS, Y. ZHANG, H. ZHAO, AND J.-P. WANG, “Probing dipole coupled nanomagnets using magnetoresistance read”, *Applied Physics Letters* **98**, 092502 (2011).

- [111] R. P. COWBURN, D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE, M. E. WELLAND, AND D. TRICKER, “Single-Domain Circular Nanomagnets”, *Physical Review Letters* **83**, 1042 (1999).
- [112] M. HEHN, K. OUNADJELA, J. BUCHER, F. ROUSSEAU, D. DECANINI, B. BARTENLIAN, AND C. CHAPPERT, “Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets”, *Science* **272**, 1782 (1996).
- [113] A. KOBS, H. SPAHR, D. STICKLER, S. HANKEMEIER, R. FRÖMTER, AND H. OEPEN, “Magnetic energies of single submicron permalloy rectangles determined via magnetotransport”, *Physical Review B* **80**, 134415 (2009).
- [114] T. SHINJO, “Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy”, *Science* **289**, 930 (2000).
- [115] A. SCHUMANN, B. SOTHMANN, P. SZARY, AND H. ZABEL, “Charge ordering of magnetic dipoles in artificial honeycomb patterns”, *Applied Physics Letters* **97**, 022509 (2010).
- [116] A. FARHAN, P. M. DERLET, A. KLEIBERT, A. BALAN, R. V. CHOPDEKAR, M. WYSS, L. ANGHINOLFI, F. NOLTING, AND L. J. HEYDERMAN, “Exploring hyper-cubic energy landscapes in thermally active finite artificial spin-ice systems”, *Nature Physics* **9**, 375 (2013).
- [117] S. JAIN, Y. REN, A. O. ADEYEYE, AND N. SINGH, “Configurational anisotropy and control of magnetic vortex chirality in arrays of circular Ni₈₀Fe₂₀ nanoscale dots”, *Physical Review B* **80**, 132401 (2009).
- [118] A. REMHOF, A. SCHUMANN, A. WESTPHALEN, H. ZABEL, N. MIKUSZEIT, E. VEDMEDENKO, T. LAST, AND U. KUNZE, “Magnetostatic interactions on a square lattice”, *Physical Review B* **77**, 134409 (2008).
- [119] C. CHANG, Y. CHANG, W. CHUNG, J. WU, Z. WEI, M. LAI, AND C. CHANG, “Influences of the aspect ratio and film thickness on switching properties of elliptical Permalloy elements”, *IEEE Transactions on Magnetics* **41**, 947 (2005).
- [120] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY, *Micromagnetic Modeling Activity Group*, <http://www.ctcms.nist.gov/~rdm/mumag.html>
- [121] M. BARTHELMESS, C. PELS, A. THIEME, AND G. MEIER, “Stray fields of domains in permalloy microstructures—Measurements and simulations”, *Journal of applied physics* **95**, 5641 (2004).

- [122] R. HERTEL, “Micromagnetic simulations of magnetostatically coupled Nickel nanowires”, *Journal of Applied Physics* **90**, 5752 (2001).
- [123] S. CHERIFI, R. HERTEL, J. KIRSCHNER, H. WANG, R. BELKHOUCHE, A. LOCATELLI, S. HEUN, A. PAVLOVSKA, AND E. BAUER, “Virgin domain structures in mesoscopic Co patterns: Comparison between simulation and experiment”, *Journal of Applied Physics* **98**, 043901 (2005).
- [124] M. BOLTE, M. STEINER, C. PELS, M. BARTHELMESS, J. KRUSE, U. MERKT, G. MEIER, M. HOLZ, AND D. PFANNKUCHE, “Magnetotransport through magnetic domain patterns in permalloy rectangles”, *Physical Review B* **72**, 224436 (2005).
- [125] J. M. PORRO, A. BEDOYA-PINTO, A. BERGER, AND P. VAVASSORI, “Exploring thermally induced states in square artificial spin-ice arrays”, *New Journal of Physics* **15**, 055012 (2013).
- [126] J. FASSBENDER, J. VON BORANY, A. MÜCKLICH, K. POTZGER, W. MÖLLER, J. MCCORD, L. SCHULTZ, AND R. MATTHEIS, “Structural and magnetic modifications of Cr-implanted Permalloy”, *Physical Review B* **73**, 184410 (2006).
- [127] W. L. JOHNSON, *Ion—Irradiation Induced Phase Changes in Metallic Systems in Materials Modification by High-fluence Ion Beams*, (Springer Netherlands, 1989).
- [128] H. NAGURA, K. SAITO, K. TAKANASHI, AND H. FUJIMORI, “Influence of third elements on the anisotropic magnetoresistance in permalloy films”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **212**, 53 (2000).
- [129] H. P. OEPEN AND J. KIRSCHNER, “Imaging of Magnetic Microstructures At Surfaces - the Scanning Electron-Microscope With Spin Polarization Analysis”, *Scanning Microscopy* **5**, 1 (1991).
- [130] See <http://micromagnum-tis.informatik.uni-hamburg.de>
- [131] M. R. R. AZAD, A. KOBBS, B. BEYERSDORFF, P. STAECK, G. HOFFMANN, R. FRÖMTER, AND H. P. OEPEN, “Magnetostatic interaction of permalloy rectangles exhibiting a Landau state investigated by magnetotransport of single rectangles”, *Physical Review B* **90**, 014404 (2014).
- [132] R. P. COWBURN, D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE, AND M. E. WELAND, “Lateral interface anisotropy in nanomagnets”, *Journal of Applied Physics* **87**, 7067 (2000).

- [133] N. AOYAMA, A. AJAN, K. SATO, T. TANAKA, Y. MIYAGUCHI, K. TSUMAGARI, T. MORITA, T. NISHIHASHI, A. TANAKA, AND T. UZUMAKI, “Reproduced Dot Image of Nitrogen Ion Implanted Co/Pd Bit Patterned Media With Flying Head”, *IEEE Transactions on Magnetism* **46**, 3648 (2010).
- [134] J. HARRELL, “Orientation dependence of the dynamic coercivity of Stoner-Wohlfarth particles”, *IEEE Transactions on Magnetism* **37**, 533 (2001).
- [135] B. BEYERSDORFF, *Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Systemen reduzierter Dimensionen mittels Magnetotransport und Röntgenholographie*, Ph.D. Thesis, (Universität Hamburg, 2014).
- [136] K. M. LEBECKI, M. J. DONAHUE, AND M. W. GUTOWSKI, “Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations”, *Journal of Physics D: Applied Physics* **41**, 175005 (2008).
- [137] E. STONER AND E. WOHLFARTH, “A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys”, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **240**, 599 (1948).
- [138] A. NEWELL, “A generalization of the demagnetizing tensor for nonuniform magnetization”, *Journal of Geophysical Research* **98**, 9551 (1993).
- [139] P. RHODES AND G. ROWLANDS, “Demagnetizing energies of uniformly magnetized rectangular blocks”, *Proc. Leeds Philos. Lit. Soc. Sci. Sect* **6**, 191 (1954).
- [140] C. CASTELNOVO, R. MOESSNER, AND S. L. SONDHI, “Magnetic monopoles in spin ice.”, *Nature* **451**, 42 (2008).
- [141] U. B. ARNALDS, A. FARHAN, R. V. CHOPDEKAR, V. KAPAKLIS, A. BALAN, E. T. PAPAIOANNOU, M. AHLBERG, F. NOLTING, L. J. HEYDERMAN, AND B. HJÖRVARSSON, “Thermalized ground state of artificial kagome spin ice building blocks”, *Applied Physics Letters* **101**, 112404 (2012).
- [142] E. MENGOTTI, L. HEYDERMAN, A. FRAILE RODRÍGUEZ, A. BISIG, L. LE GUYADER, F. NOLTING, AND H. B. BRAUN, “Building blocks of an artificial kagome spin ice: Photoemission electron microscopy of arrays of ferromagnetic islands”, *Physical Review B* **78**, 144402 (2008).
- [143] C. NISOLI, R. MOESSNER, AND P. SCHIFFER, “Colloquium: Artificial spin ice: Designing and imaging magnetic frustration”, *Reviews of Modern Physics* **85**, 1473 (2013).

- [144] A. LYLE, J. HARMS, T. KLEIN, A. LENTSCH, A. KLEMM, D. MARTENS, AND J.-P. WANG, “Integration of spintronic interface for nanomagnetic arrays”, *AIP Advances* **1**, 042177 (2011).
- [145] L. GROSS, R. R. SCHLITTLER, G. MEYER, AND R. ALLENSPACH, “Magnetologic devices fabricated by nanostencil lithography.”, *Nanotechnology* **21**, 325301 (2010).
- [146] B. LAMBSON, D. CARLTON, AND J. BOKOR, “Exploring the Thermodynamic Limits of Computation in Integrated Systems: Magnetic Memory, Nanomagnetic Logic, and the Landauer Limit”, *Physical Review Letters* **107**, 010604 (2011).
- [147] M. T. NIEMIER, G. H. BERNSTEIN, G. CSABA, A. DINGLER, X. S. HU, S. KURTZ, S. LIU, J. NAHAS, W. POROD, M. SIDDIQ, AND E. VARGA, “Nanomagnet logic: progress toward system-level integration.”, *Journal of physics. Condensed matter* **23**, 493202 (2011).
- [148] M. NIEMIER AND E. VARGA, “Shape engineering for controlled switching with nanomagnet logic”, *IEEE Transactions on Nanotechnology* **11**, 220 (2012).
- [149] S. LADAK, D. E. READ, G. K. PERKINS, L. F. COHEN, AND W. R. BRANFORD, “Direct observation of magnetic monopole defects in an artificial spin-ice system”, *Nature Physics* **6**, 359 (2010).
- [150] K. K. KOHLI, A. L. BALK, J. LI, S. ZHANG, I. GILBERT, P. E. LAMMERT, V. H. CRESPI, P. SCHIFFER, AND N. SAMARTH, “Magneto-optical Kerr effect studies of square artificial spin ice”, *Physical Review B* **84**, 180412 (2011).
- [151] J. P. MORGAN, A. STEIN, S. LANGRIDGE, AND C. H. MARROWS, “Magnetic reversal of an artificial square ice: dipolar correlation and charge ordering”, *New Journal of Physics* **13**, 105002 (2011).
- [152] S. U. JEN, J. Y. LEE, Y. D. YAO, AND W. L. CHEN, “Transverse field dependence of the planar Hall effect sensitivity in Permalloy films”, *Journal of Applied Physics* **90**, 6297 (2001).
- [153] T. Y. CHUNG AND S. Y. HSU, “Magnetization reversal in single domain Permalloy wires probed by magnetotransport”, *Journal of Applied Physics* **103**, 07C506 (2008).

- [154] S. ZHANG, I. GILBERT, C. NISOLI, G.-W. CHERN, M. J. ERICKSON, L. O'BRIEN, C. LEIGHTON, P. E. LAMMERT, V. H. CRESPI, AND P. SCHIFFER, "Crystallites of magnetic charges in artificial spin ice.", *Nature* **500**, 553 (2013).
- [155] W. R. BRANFORD, S. LADAK, D. E. READ, K. ZEISSLER AND L. F. COHEN, "Comparing artificial frustrated magnets by tuning the symmetry of nanoscale permalloy arrays", *Physical Review B* **81**, 092406 (2006).
- [156] S. YOON, Y. JANG, AND C. NAM, "Magnetic Frustration in Circular Arrays of Dipoles", *IEEE Magnetics Letters* **3**, 10 (2012).
- [157] R. F. WANG, C. NISOLI, R. S. FREITAS, J. LI, W. MCCONVILLE, B. J. COOLEY, M. S. LUND, N. SAMARTH, C. LEIGHTON, V. H. CRESPI, AND P. SCHIFFER, "Artificial 'spin ice' in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands.", *Nature* **439**, 303 (2006).
- [158] N. ROUGEMAILLE, F. MONTAIGNE, B. CANALS, A. DULUARD, D. LA-COUR, M. HEHN, R. BELKHOUB, O. FRUCHART, S. EL MOUSSAOUI, A. BENDOUNAN, AND F. MACCHEROZZI, "Artificial Kagome Arrays of Nanomagnets: A Frozen Dipolar Spin Ice", *Physical Review Letters* **106**, 057209 (2011).
- [159] E. MENGOTTI, L. J. HEYDERMAN, A. F. RODRÍGUEZ, F. NOLTING, R. V. HÜGLI, AND H.-B. BRAUN, "Real-space observation of emergent magnetic monopoles and associated Dirac strings in artificial kagome spin ice", *Nature Physics* **7**, 68 (2010).
- [160] W. R. BRANFORD, S. LADAK, D. E. READ, K. ZEISSLER AND L. F. COHEN, "Emerging chirality in artificial spin ice", *Science* **335**, 1597 (2012).
- [161] M. KOHLER AND W. FRITZSCHE, *Nanotechnology*, (John Wiley & Sons, 2008)
- [162] Z. CUI, *Nanofabrication: principles, capabilities and limits*, (Springer Science & Business Media, 2008).
- [163] N. MOJARAD, J. GOBRECHT, AND Y. EKINCI, "Beyond EUV lithography: a comparative study of efficient photoresists' performance.", *Scientific reports* **5**, 9235 (2015).
- [164] T. W. ODOM, *Techniques in Nanofabrication in Science and Technology at the Nanoscale*, (Northwestern University, 2004) <http://chemgroups.northwestern.edu/odom/chem445/>

- [165] A. TAVAKKOLI K. G., S. N. PIRAMANAYAGAM, M. RANJBAR, R. SBIAA, AND T. C. CHONG, “Path to achieve sub-10-nm half-pitch using electron beam lithography”, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **29**, 011035 (2011).
- [166] R. FABIAN PEASE, L. HAN, G. I. WINOGRAD, W. MEISBURGER, D. PICKARD, AND M. MCCORD, “Prospects for charged particle lithography as a manufacturing technology”, *Microelectronic Engineering* **53**, 55 (2000).
- [167] D. LITVINOV AND S. KHIZROEV, “Focused ion beams in future nanoscale probe recording”, *Nanotechnology* **13**, 179 (2002).
- [168] J. MAYER, L. A. GIANNUZZI, T. KAMINO, AND J. MICHAEL, “TEM Sample Preparation and FIB-Induced Damage”, *MRS Bulletin* **32**, 400 (2011).
- [169] C.-S. KIM, S.-H. AHN, AND D.-Y. JANG, “Review: Developments in micro/nanoscale fabrication by focused ion beams”, *Vacuum* **86**, 1014 (2012).
- [170] J.-P. ADAM, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, S. ROHART, R. WEIL, E. BOURHIS, AND J. GIERAK, “Magnetization reversal in Pt/Co(0.5 nm)/Pt nano-platelets patterned by focused ion beam lithography.”, *Nanotechnology* **21**, 445302 (2010).
- [171] J.-P. ADAM, S. ROHART, J.-P. JAMET, J. FERRÉ, A. MOUGIN, R. WEIL, H. BERNAS, AND G. FAINI, “Magnetization reversal by confined droplet growth in soft/hard hybrid nanodisks with perpendicular anisotropy”, *Physical Review B* **85**, 214417 (2012).
- [172] R. HYNDMAN, P. WARIN, J. GIERAK, J. FERRÉ, J. N. CHAPMAN, J. P. JAMET, V. MATHET, AND C. CHAPPERT, “Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 1: The effect on structural and magnetic properties”, *Journal of Applied Physics* **90**, 3843 (2001).
- [173] P. WARIN, R. HYNDMAN, J. GIERAK, J. N. CHAPMAN, J. FERRÉ, J. P. JAMET, V. MATHET, AND C. CHAPPERT, “Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 2: The effect of patterning using a highly focused ion beam”, *Journal of Applied Physics* **90**, 3850 (2001).
- [174] T. DEVOLDER, C. CHAPPERT, V. MATHET, H. BERNAS, Y. CHEN, J. P. JAMET, AND J. FERRÉ, “Magnetization reversal in irradiation-fabricated nanostructures”, *Journal of Applied Physics* **87**, 8671 (2000).

- [175] T. AIGN, P. MEYER, S. LEMERLE, J. P. JAMET, J. FERRÉ, V. MATHET, C. CHAPPERT, J. GIERAK, C. VIEU, F. ROUSSEAU, H. LAUNOIS, AND H. BERNAS, “Magnetization Reversal in Arrays of Perpendicularly Magnetized Ultrathin Dots Coupled by Dipolar Interaction”, *Physical Review Letters* **81**, 5656 (1998).
- [176] C. VIEU, J. GIERAK, H. LAUNOIS, T. AIGN, P. MEYER, J. P. JAMET, J. FERRÉ, C. CHAPPERT, T. DEVOLDER, V. MATHET, AND H. BERNAS, “Modifications of magnetic properties of Pt/Co/Pt thin layers by focused gallium ion beam irradiation”, *Journal of Applied Physics* **91**, 3103 (2002).
- [177] A. RUOTOLO, S. WIEBEL, J. P. JAMET, N. VERNIER, D. PULLINI, J. GIERAK, AND J. FERRÉ, “Magneto-optical microscopy as a favourite tool to probe focused ion beam patterning at low dose”, *Nanotechnology* **17**, 3308 (2006).
- [178] J. JAWOROWICZ, A. MAZIEWSKI, P. MAZALSKI, M. KISIELEWSKI, I. SVEKLO, M. TEKIELAK, V. ZABLOTSKII, J. FERRÉ, N. VERNIER, A. MOUGIN, A. HENSCHKE, AND J. FASSBENDER, “Spin reorientation transitions in Pt/Co/Pt films under low dose Ga⁺ ion irradiation”, *Applied Physics Letters* **95**, 022502 (2009).
- [179] S. STREIT-NIEROBISCH, D. STICKLER, C. GUTT, L.-M. STADLER, H. STILLRICH, C. MENK, R. FRÖMTER, C. TIEG, O. LEUPOLD, H. P. OEPEN, AND G. GRÜBEL, “Magnetic soft x-ray holography study of focused ion beam-patterned Co/Pt multilayers”, *Journal of Applied Physics* **106**, 083909 (2009).
- [180] C. CHAPPERT, “Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation”, *Science* **280**, 1919 (1998).
- [181] J. FASSBENDER, D. RAVELOSONA, AND Y. SAMSON, “Tailoring magnetism by light-ion irradiation”, *Journal of Physics D: Applied Physics* **37**, R179 (2004).
- [182] O. IDIGORAS LERTXUNDI, *Magnetization reversal behavior of ferromagnetic thin films and nano-structures*, Ph.D. Thesis, (University of the Basque Country, 2013).
- [183] H. STILLRICH, C. MENK, R. FRÖMTER, AND H. P. OEPEN, “Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **322**, 1353 (2010).

- [184] J. F. ZIEGLER, M. ZIEGLER, AND J. BIRSACK, “SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010)”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **268**, 1818 (2010).
- [185] C. E. MORTIMER, U. MÜLLER, AND J. BECK, *Chemie: Das Basiswissen der Chemie*, (Georg Thieme Verlag, 2014).
- [186] M. HILLE, *Magnetotransport-Untersuchungen in Co/Pt-Drähten unter Berücksichtigung der Domänenstruktur*, Ph.D. Thesis, (Universität Hamburg, 2013).

Publikationsliste

Veröffentlicht

- Mahmoud Reza Rahbar Azad, André Kobs, Björn Beyersdorff, Philipp Staeck, Germar Hoffmann, Robert Frömter, und Hans Peter Oepen, “Magnetostatic interaction of permalloy rectangles exhibiting a Landau state investigated by magnetotransport of single rectangles”, *PHYSICAL REVIEW B*, **90**, 014404 (2014)

In Vorbereitung

- Fabian Lofink, André Kobs, Mahmoud Reza Rahbar Azad, Sebastian Hanke-meier, Germar Hoffmann, Robert Frömter, und Hans Peter Oepen, “Domain walls in bent nanowires consisting of soft magnetic CoFeSi“
- Philipp Staeck, Björn Beyersdorff, André Kobs, Mahmoud Reza Rahbar Azad, and Hans Peter Oepen, “Tuning and electrical detection of micro-magnetic remanent states in rectangular shaped nanostructures – influence of imperfections on the magnetization reversal“

Konferenzbeiträge

- Mahmoud Reza Rahbar Azad, André Kobs, Björn Beyersdorff, Philipp Staeck, Hendrik Spahr, Robert Frömter und Hans Peter Oepen, “Magneto-static interaction of single, rectangular NiFe nanostructures”, 58th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Denver (2013)
- Mahmoud Reza Rahbar Azad, André Kobs, Björn Beyersdorff, Philipp Staeck, Hendrik Spahr, Robert Frömter und Hans Peter Oepen, “Magnetostatic Interaction of Single NiFe Nanostructures”, Materials Research Society Spring Meeting & Exhibit, San Francisco (2012)
- Mahmoud Reza Rahbar Azad, André Kobs, Hendrik Spahr, Björn Beyersdorff, Daniel Stickler, Robert Frömter und Hans Peter Oepen, “Magnetostatic interaction of single NiFe nanostructures”, 75. Jahrestagung der DPG und DPG Frühjahrstagung, Dresden (2011)

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle herzlich bei denjenigen bedanken, die mir geholfen haben diese Arbeit fertigzustellen. Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Oepen für die Möglichkeit diese Arbeit in seiner Forschungsgruppe anzufertigen bedanken. Darüber hinaus habe ich die zahlreichen Diskussionen, Denkanstöße und die gute Betreuung sehr geschätzt. Ich möchte mich auch für das offene Ohr, welches mir bei der Bewältigung von experimentellen Herausforderungen entgegengebracht wurde, bedanken. Für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit möchte ich mich auch bei Herrn Prof. Dr. Röhlsberger bedanken. Des Weiteren danke der Gruppe G für die gute Zusammenarbeit über die Jahre. Besonders herausheben möchte ich an dieser Stelle:

- Dr. André Kobs für die stetige Diskussionsbereitschaft seit meiner Diplomarbeit, für die Zusammenarbeit bei unserer gemeinsamen Publikation und für die Hilfsbereitschaft, diese Arbeit in dieser Form fertigzustellen.
- Philipp Staeck für die Zusammenarbeit bei der FIB und für die experimentelle und fachliche Unterstützung.
- Axel Frauen für die vielen Diskussionen rund um das Thema Magnetotransport und darüber hinaus.
- Jonathan Jacobsohn für die Herstellung der Co/Pt-Filme und für die Hilfe bei der MOKE-Messungen.
- Afsaneh Farhadi für MR-Messungen am *ex situ* Messplatz.

Des Weiteren möchte ich mich an dieser Stelle äußerst herzliche bedanken

- bei meiner Frau Lena Gorbunova für ihre Geduld, meinen physikalischen Problemen zuzuhören und für die Unterstützung des Kontrolllesens dieser Arbeit, als auch bei meinem Sohn Dariush Danil für die Motivation diese Arbeit fertigzustellen.
- bei meiner Familie, die mich stets unterstützt hat und mir seelisch und tatkräftig beistand.
- bei meinen Freunden für das gemeinsame Erleben der Promotionszeit.