
Magnetkraftmikroskopie an polykristallinen und epitaktischen Nanomagneten

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

vorgelegt von
Ralph Pulwey
aus Regensburg

März 2007

Promotionsgesuch eingereicht am: 21. 3. 2007

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

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. John Schliemann
Erstgutachter: Prof. Dr. Dieter Weiss
Zweitgutachter: Prof. Dr. Josef Zweck
Weiterer Prüfer: Prof. Dr. Sergey D. Ganichev

Datum des Promotionskolloquiums: 4. 7. 2007

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theorie zum Magnetismus	5
1.1 Ferromagnetismus der Übergangsmetalle	5
1.2 Energiebeiträge eines Ferromagneten	7
1.2.1 Austauschenergie	8
1.2.2 Kristallanisotropieenergie	8
1.2.3 Grenzflächenanisotropie	10
1.2.4 Magnetostriktion und magnetoelastische Anisotropie	11
1.2.5 Zeeman-Energie	12
1.2.6 Streufeldenergie	12
1.3 Magnetisierungsdynamik	15
1.4 Domänen	17
1.4.1 Charakteristische Größen	17
1.4.2 Prinzip der Domänenentstehung	18
1.4.3 Ideal weichmagnetische Strukturen	19
1.4.4 Der Einfluss von Anisotropien	20
1.5 Domänenwände	21
1.5.1 Néelwand	21
1.5.2 Blochlinien	22
1.6 Überblick über die Domänenausbildung	25
1.7 Single-Domain- und Vortex-Konfiguration in Kreisscheiben	28
1.8 Ummagnetisierung	30
2 Mikromagnetische Simulationen	33
2.1 Modellierung magnetischer Teilchen	33
2.2 Einfluss der Startkonfiguration	34
2.3 Simulation einer Ummagnetisierung	35
2.4 Visualisierung der Ergebnisse	36
3 Magnetkraftmikroskopie	37
3.1 Funktionsprinzip des Rasterkraftmikroskops	37
3.2 Oberflächenkräfte	39

3.3	Messmethoden bei AFM und MFM	41
3.3.1	Statische Kraftmessung	41
3.3.2	Dynamische Kraftgradientenmessung	41
3.3.3	Detektion der magnetischen Wechselwirkung	44
3.4	AFM- und MFM-Sonden	45
3.5	Wechselwirkungsmechanismus und Kontrastentstehung	47
3.6	Sondenmodell und Auflösungsvermögen	49
3.7	Klassifikation der Kontrastphänomene	53
3.7.1	Ladungskontrast	53
3.7.2	Suszeptibilitätskontrast	54
3.7.3	Hysteresekontrast	55
3.8	Experimenteller Aufbau	56
4	Epitaxie der Eisenschichten	57
4.1	Bestimmung der <i>in-plane</i> -Anisotropie	59
4.2	Fe(001) auf GaAs(001)	61
4.3	Fe(110) auf GaAs(110)	63
5	Probenpräparation	65
5.1	Vorbehandlung und Schichtherstellung	65
5.2	Elektronenstrahl-Lithographie	66
5.2.1	Lift-Off-Verfahren	66
5.2.2	Strukturübertragung mit Ionenstrahlätzen	67
6	Permalloy-Kreisscheiben	71
6.1	Vortex-Konfiguration	72
6.1.1	Experimentelle Beobachtung	72
6.1.2	Modellierung	76
6.1.3	Ausdehnung der <i>out-of-plane</i> -Komponente	79
6.2	Verhalten im <i>in-plane</i> -Feld	85
6.2.1	MFM-Untersuchung	85
6.2.2	Simulation	88
6.2.3	Mikro-Hall-Magnetometrie	91
6.2.4	Verschiebung des Vortex-Zentrums	94
6.2.5	Annihilation des Vortex	96
6.2.6	Vortex-Nukleation	98
6.2.7	Vergleich mit Cobalt-Kreisscheiben	103
6.3	Verhalten im <i>out-of-plane</i> -Feld	105
6.3.1	MFM-Untersuchung	105
6.3.2	Simulationen	107
6.3.3	Mikro-Hall-Magnetometrie	112
6.3.4	Exkurs: Gezieltes Schalten des Vortex-Drehsinns	113
6.4	Single-Domain-Zustand	113

7	Epitaktische Eisen-Strukturen	117
7.1	Fe(110)-Strukturen	118
7.1.1	Grundzustand nach Wechselfeld-Entmagnetisierung	118
7.1.2	Remanenz in Kreisscheiben nach Sättigung entlang der leichten Achse	123
7.1.3	Remanenz in Kreisscheiben nach Sättigung entlang der schweren Achse	130
7.1.4	Remanente Konfigurationen in Quadraten	131
7.1.5	Rechtecke	132
7.2	Fe(001)-Strukturen	139
7.2.1	Vierzählige Anisotropie	140
7.2.2	Dickenabhängigkeit	145
7.2.3	Stabilität der Single-Domain-Zustände	150
7.2.4	Ummagnetisierung des Single-Domain-Zustandes	152
	Zusammenfassung	155
	A Symbole und Abkürzungen	161
	B Umrechnung zwischen SI- und cgs-System	165
	C Faltung zweidimensionaler Gaußscher Glockenkurven	167
	Literaturverzeichnis	169

Einleitung

Die seit Jahrzehnten fortschreitende Miniaturisierung besonders im Bereich der elektronischen Bauelemente wirkt sich auf viele Forschungsbereiche aus, insbesondere auch auf den Magnetismus, wobei in den letzten Jahren intensiv die Eigenschaften und das Verhalten von nur wenigen Mikro- oder mehreren Nanometer großen Magneten untersucht wurde. Neben dem grundsätzlichen wissenschaftlichen Interesse wird diese Forschung auch durch neue Anwendungen des Ferromagnetismus motiviert. Ein relativ junges Gebiet bildet hierbei die Magnetoelektronik oder auch Spintronik, deren Ziel es ist, die Wechselwirkungen zwischen dem Ladungstransport und den magnetischen Eigenschaften eines Systems zu untersuchen und diese für eine neuartige Elektronik nutzbar zu machen.

Der 1988 entdeckte GMR-Effekt (*giant magneto resistance*) [1] entwickelte sich in nur rund zehn Jahren von einem interessanten neuen Phänomen zu einer wichtigen technologischen Anwendung als aktives Element in Festplatten-Leseköpfen [2]. Im Wesentlichen ist ein solches GMR-Element eine Sandwich-Struktur aus zwei ferromagnetischen Schichten, die durch eine dünne, nicht ferromagnetische Metallschicht voneinander getrennt sind. Je nachdem, ob die beiden Ferromagneten parallel oder antiparallel zueinander magnetisiert sind, ist der elektrische Widerstand dieses Elements dann minimal bzw. maximal.

Besteht die Trennschicht aus einer nicht- oder halbleitenden Tunnelbarriere, so beobachtet man einen TMR-Effekt (*tunnel magneto resistance*) mit einer noch stärkeren Widerstandsänderung für die beiden Konfigurationen. Auch dieser Effekt hat schon eine Anwendung als Speicherzelle in einem MRAM (*magnetic random access memory*) gefunden [3], der von der Firma *Freescale Semiconductor* inzwischen als 4 MBit-Baustein kommerziell vertrieben wird [4]. In diesem nicht flüchtigen Speicher wird eine der beiden ferromagnetischen Schichten über ein mit einem Strompuls erzeugtes Feld geschaltet, während die zweite so hartmagnetisch ist, dass sie unverändert bleibt.

Viel zitiert ist auch der von Datta und Das vorgeschlagene Spin-Feldeffekt-Transistor [5]. Im Wesentlichen soll dieses Bauelement aus einem leitfähigen Kanal aus einem Halbleitermaterial mit zwei ferromagnetischen Kontakten bestehen. Über einen der beiden Kontakte werden spinpolarisierte Elektronen injiziert, deren Spinorientierung mit einem Gate über einen Spin-Bahn-Kopplungseffekt gezielt beeinflusst werden soll. Die zweite Elektrode dient dann zur Detektion des

spinpolarisierten Stroms. Die Realisierung eines solchen Transistors steht jedoch bis heute noch aus. Allerdings ist der spinerhaltende Transport in einem Halbleiter bereits nachgewiesen [6], und es gelang auch, einen spinpolarisierten Strom über epitaktische Eisen-Halbleiter-Übergänge unter Erhaltung der Spinorientierung zu injizieren [7, 8].

Bei der Verwendung ferromagnetischer Elemente ist grundsätzlich auch immer deren magnetisches Verhalten von Interesse. Die Untersuchung genau dieser Eigenschaften war der Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Für die Präparation der Nanomagneten wurden hier zwei verschiedene Materialien ausgewählt: zum einen weichmagnetische, polykristalline Permalloy-Filme und zum anderen epitaktische Fe-Schichten auf GaAs. Bei dem ersten Material konzentrierten sich Untersuchungen auf die Scheibenform, die aus technischer Sicht interessant ist, weil ihre Magnetisierungskonfiguration in der Regel wenig Streufeld verursacht und daher eine hohe Packungsdichte erlaubt, ohne dass sich benachbarte Elemente gegenseitig stören. Zu epitaktischen Fe-Strukturen existierten zu Beginn dieser Arbeit nur sehr wenige Untersuchungen. Daher wurden hier verschieden dicke Eisenschichten mit zweierlei Kristallorientierungen verwendet, deren jeweilige andersartige Kristallanisotropie in unterschiedlichen Formen eine Vielzahl von Magnetisierungsmustern erwarten ließen, die jeweils deutlich von der magnetischen Vorgeschichte abhängen sollten.

Als experimentelle Methode kommt in dieser Arbeit hauptsächlich die Magnetkraftmikroskopie (MFM) zur Anwendung, mit der die Ladungsverteilung der magnetischen Elemente orts aufgelöst abgebildet werden kann. Eine Stärke dieser Methode ist, dass der Kontrastmechanismus sowohl Information über die *out-of-plane*- als auch über die *in-plane*-Magnetisierung geben kann. Zudem bietet diese Technik eine hohe laterale Auflösung und gestattet, während der Messung externe Felder anzulegen. Des Weiteren ist besonders für die Untersuchung der epitaktischen Eisen-Strukturen von Vorteil, dass das Magnetkraftmikroskop, außer einer sauberen Oberfläche, keine besonderen Anforderungen an die Beschaffenheit der Probe stellt.

Da es nicht immer ganz einfach ist, den MFM-Ladungskontrast eindeutig zu deuten, wurden mikromagnetische Simulationen herangezogen, um diese mit den experimentellen Ergebnissen vergleichen zu können. Dabei eignet sich diese Modellierung auch dazu, Details des magnetischen Verhaltens im ansonsten kaum zugänglichen Inneren der Nanomagneten zu studieren.

Inhaltlich gliedert sich die vorliegende Arbeit wie folgt: Im ersten Kapitel werden zunächst die theoretischen Grundlagen des Magnetismus dargelegt, die zum Verständnis der hier untersuchten Strukturen notwendig sind. In Kapitel 2 werden die Möglichkeiten der mikromagnetischen Simulation basierend auf der verwendeten Software beschrieben. Im darauf folgenden Kapitel wird die Magnetkraftmikroskopie erklärt, wobei besonderes Augenmerk auf die Kontrastentstehung und deren Interpretation gelegt wird. Die Epitaxie der Eisen-Schichten und deren unterschiedliche Kristallanisotropien werden in Kapitel 4 erläutert. Das

anschließende Kapitel beschreibt kurz die bei der Herstellung der Strukturen angewandten Techniken. In den beiden letzten Kapiteln werden die durchgeführten Experimente und Simulationen ausführlich diskutiert. Dabei beschäftigt sich das Kapitel 6 mit den polykristallinen Permalloy-Scheiben. Die epitaktischen Eisen-Strukturen sind dagegen das Thema des siebten Kapitels, das wegen der zwei unterschiedlichen untersuchten Kristallorientierungen der Eisen-Schichten in zwei große Abschnitte unterteilt ist.

Kapitel 1

Theorie zum Magnetismus

In der vorliegenden Arbeit werden magnetische Konfigurationen auf mesoskopischer Ebene untersucht. Das heißt, anstelle von atomaren Spins werden die lokalen Mittelwerte über die magnetischen Momente in einer gewissen Nachbarschaft betrachtet. Diese magnetische Dipoldichte eines Körpers wird durch das Vektorfeld $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ mit den Einheiten Tesla oder Vs/m^2 beschrieben. Der offizielle Name dieser Größe ist *magnetische Polarisation*, allerdings wird sie hier, in Anlehnung an wichtige aktuelle Publikationen [9, 10], einfach *Magnetisierung* genannt, obwohl dieser Begriff nach dem strikten SI-System eigentlich für die Größe $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, gemessen in A/m , vorgesehen ist. Die beiden Größen stehen über $\mathbf{M} = \mathbf{J}/\mu_0$ in Zusammenhang, wobei $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs}/\text{Am}$ die Permeabilität des Vakuums ist. Um im Weiteren Verwechslungen zu vermeiden, wird auf die Verwendung der Größe $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ verzichtet. Allerdings wird das auf den Einheitsvektor der Magnetisierungsrichtungen reduzierte Feld $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}/J_s$ verwendet, wobei J_s die Sättigungsmagnetisierung darstellt. Der Wert dieses Materialparameters kann bei den Betrachtungen in dieser Arbeit als konstant angenommen werden, damit gilt $\mathbf{m}^2 = 1$.

1.1 Ferromagnetismus der Übergangsmetalle

Die essenzielle Eigenschaft eines Ferromagneten ist die unterhalb der Curie-Temperatur und ohne äußeres magnetisches Feld auftretende spontane Magnetisierung. Um die innere Wechselwirkung zu beschreiben, die diese parallele Ordnung der magnetischen Momente bewirkt, führte P. Weiss 1907 ein effektives Austauschfeld ein, das er Molekularfeld nannte [11]. Auf dieser Annahme basierend konnte nun das allgemeine Temperaturverhalten der Sättigungsmagnetisierung theoretisch beschrieben werden. Die physikalische Ursache für dieses extrem starke Austauschfeld wurde jedoch erst 1928 von Heisenberg mit der kurzreichweitigen quantenmechanischen Austauschwechselwirkung geklärt [12]. Demnach beträgt die Austauschenergie zwischen den magnetischen Momenten zweier Atome

mit den Spins \mathbf{s}_i und \mathbf{s}_j :

$$E_{\text{ex},ij} = -2 J_{ij} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j . \quad (1.1)$$

Dabei ist das Austauschintegral J_{ij} für ferromagnetische Systeme positiv und nimmt schnell mit dem Abstand der Spins i, j ab.

Ursächlich ergibt sich die Wechselwirkung dieses Heisenberg-Modells aus dem Zusammenspiel von Pauliprinzip und Coulomb-Wechselwirkung und wurde ursprünglich für lokalisierte Spins formuliert. Dennoch lässt sich diese Argumentation im Wesentlichen auch für den Bandmagnetismus der Übergangsmetalle Fe, Ni und Co führen, bei dem der Magnetismus von den delokalisierten 3d-Elektronen getragen wird. Die Symmetrieforderung des Pauliprinzips bewirkt, dass sich Elektronen mit gleicher Spinorientierung nicht zu nahe kommen. Dadurch bildet sich um ein Elektron ein *Austauschloch*, in dem die Dichte von Elektronen mit gleichgerichtetem Spin reduziert ist. Diese mittlere Abstandserhöhung führt nun zu einer Reduktion der Coulomb-Wechselwirkung und damit zu einer Absenkung der potenziellen Energie. Eine direkte Folge der Parallelstellung der Elektronenspins ist aber, dass die Doppelbesetzung der Zustände aufgegeben werden muss, was eine starke Erhöhung der kinetischen Energien nach sich zieht. In dem Fall eines freien Elektronengases kann die Zunahme der kinetischen Energie nicht durch die gewonnene potenzielle Energie kompensiert werden. Im Festkörper ist jedoch der Grad der Lokalisierung der Valenzelektronen der ausschlaggebende Faktor, der entscheidet, ob sich ein magnetischer Zustand einstellt oder nicht. Die Lokalisierung ist umso höher, je schmaler das betreffende Band ist, und je schmaler das Band ist, umso geringer ist der Energieaufwand zur Besetzung höherer Niveaus. Aus einem einfachen Bandmodell mit Austauschaufspaltung beider Spinorientierungen, das auf Stoner [13, 14] zurückgeht, ergibt sich das Stoner-Kriterium für das Auftreten von Ferromagnetismus:

$$I_S \cdot D(E_F) > 1 . \quad (1.2)$$

Der Stoner-Parameter I_S beschreibt hierbei die durch die Elektronenkorrelation gewonnene Austauschenergie, und $D(E_F)$ ist die Zustandsdichte an der Fermikante für den unmagnetischen Fall. Quantitative Rechnungen ergeben richtig, dass nur für die Übergangsmetalle Fe, Co und Ni mit den schmalen 3d-Bändern das Stoner-Kriterium erfüllt ist und damit ferromagnetisches Verhalten vorliegt. In Abb. 1.1 (a) sind schematisch die nach der Spinorientierung aufgespaltenen Zustandsdichten der nur teilweise besetzten 3d- und 4s-Bänder eines 3d-Ferromagneten dargestellt. Durch die gegenseitige Verschiebung der Spinkomponenten auf der Energieskala kommt es zum Überschuss einer Spinrichtung. Diese Majoritätsspins führen schließlich zu einer spontanen Magnetisierung. Auch durch Bandstrukturrechnungen ermittelte Zustandsdichten zeigen diesen Sachverhalt, wie es in Abb. 1.1 (b) am Beispiel von Nickel zu sehen ist.

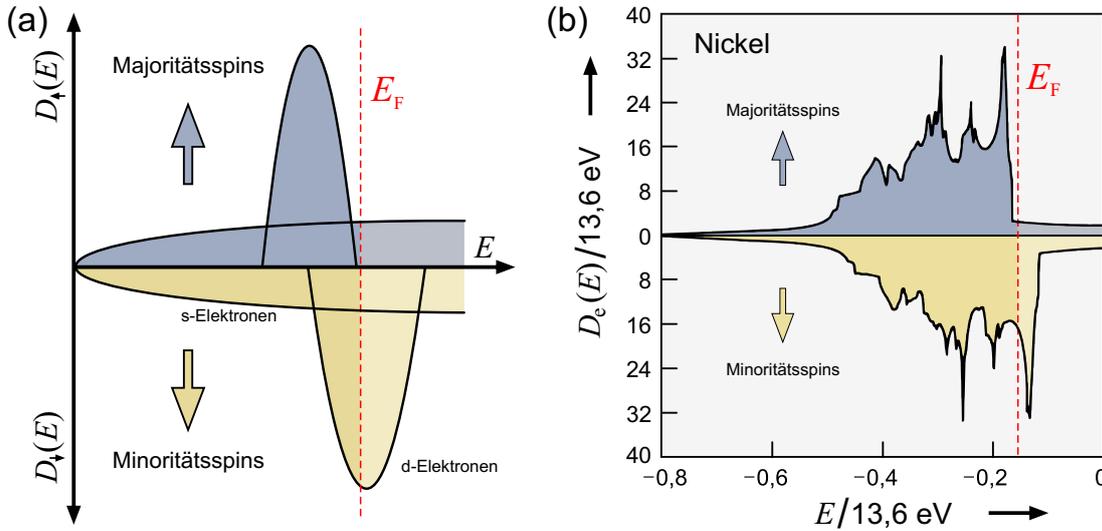


Abbildung 1.1: Die linke Skizze (a) zeigt schematisch die spinabhängige elektronische Zustandsdichte für die 3d- und 4s-Elektronen eines 3d-Ferromagneten. Die Lage der Fermienergie E_F entspricht hier der Konfiguration, wie man sie bei Nickel findet. Eine berechnete Zustandsdichte für Nickel (aus [15]) zeigt der rechte Graph (b). Die energetische Verschiebung für die beiden Spinrichtungen beträgt in etwa 0,6 eV.

1.2 Energiebeiträge eines Ferromagneten

Die Domänentheorie und der Mikromagnetismus als Kontinuumstheorie der magnetischen Momente basieren beide auf dem von Landau und Lifshitz von thermodynamischen Prinzipien hergeleiteten Variationsprinzip [16]. Diesem Prinzip folgend muss das Vektorfeld der Magnetisierungsrichtungen $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}(\mathbf{r})/J_s$ unter Einhaltung der Randbedingung $\mathbf{m}^2 = 1$ so gewählt werden, dass die totale freie Energie ein absolutes oder lokales Minimum annimmt. Aus dieser Bedingung ergibt sich, dass an jeder Stelle das Drehmoment, das auf die Magnetisierung wirkt, verschwindet. Diese Drehmoment-Bedingung wird durch die mikromagnetischen Gleichungen beschrieben, die von Landau und Lifshitz für eine Dimension aufgestellt [16] und später von W. F. Brown auf drei Dimensionen erweitert wurden [17, 18]. Eine genauere Diskussion erfolgt in Abschnitt 1.3.

Zunächst sollen die für diese Arbeit relevanten Beiträge zur freien Energie besprochen werden. Dabei muss zwischen lokalen und nicht lokalen Energiebeiträgen unterschieden werden. Die lokalen Energiebeiträge sind Energiedichtefunktionen $f(\mathbf{m})$, die lediglich von der lokalen Magnetisierungsrichtung abhängen. Ihr Energiebeitrag ergibt sich aus einem einfachen Integral über das Probenvolumen $E_{\text{loc}} = \int f(\mathbf{m}) dV$. Beispiele hierfür sind die Kristallanisotropie- und die Zeeman-Energie. Auch die Austauschenergie ist in diesem Sinne ein lokaler Beitrag, da sie sich mit einem Integral über eine Funktion des Gradienten der Magnetisierungs-

richtung berechnen lässt.

Den wichtigsten nicht lokalen Beitrag stellt die Streufeldenergie dar. Die Magnetisierung an einem Punkt beeinflusst über das Streufeld die Magnetisierung an jedem anderen Punkt. Eine solcher nicht lokaler Energieterm lässt sich nicht über ein einfaches Integral berechnen.

1.2.1 Austauschenergie

Die oben als fundamentale Ursache für den Ferromagnetismus beschriebene Austauschwechselwirkung verlangt nach einer konstanten Magnetisierungsrichtung. Abweichungen von einer solchen Konfiguration bedeuten einen Energieaufwand, der durch folgenden Steifigkeitsausdruck beschrieben werden kann:

$$E_{\text{ex}} = A \int (\mathbf{grad} \mathbf{m})^2 dV . \quad (1.3)$$

Die Austauschkonstante A ist hierbei ein Materialparameter mit der Einheit J/m bzw. im cgs-System erg/cm.

1.2.2 Kristallanisotropieenergie

Die Energie eines Ferromagneten hängt auch von der Richtung der Magnetisierung zu den Kristallachsen ab. Ursache dieser magnetokristallinen Anisotropie ist im Wesentlichen die Spin-Bahn-Kopplung. Diese Wechselwirkung führt dazu, dass eine Magnetisierung parallel zu bestimmten ausgezeichneten Achsen energetisch besonders bevorzugt ist. Diese werden auch leichte Achsen genannt, wohingegen die schweren Achsen energetisch besonders ungünstig sind. Die mathematische Beschreibung dieses Energiebeitrags hängt naturgemäß von der Kristallsymmetrie des jeweiligen Ferromagneten ab. Für ein kubisches Gitter lässt sich die Kristallanisotropie-Energiedichte e_K wie folgt darstellen:

$$e_K = K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \dots \quad (1.4)$$

Dabei sind die m_x , m_y und m_z die Magnetisierungskomponenten entlang der kubischen Kristallachsen x , y und z . Die Koeffizienten K_1 und K_2 sind die ersten und zweiten Anisotropiekonstanten für kubische Kristalle. Meist sind die Materialkonstante K_2 und die höheren Ordnungen sehr klein und können daher vernachlässigt werden. Zur leichteren Handhabung lässt sich obige Gleichung in sphärische Polarkoordinaten umschreiben. Mit der auch in Abb. 1.2 erläuterten Koordinatentransformation $(m_x, m_y, m_z) = (\sin \vartheta \cos \varphi, \sin \vartheta \sin \varphi, \cos \vartheta)$ erhält man folgende Gleichung:

$$e_K = \frac{K_1}{4} [\sin^4 \vartheta \sin^2(2\varphi) + \sin^2(2\vartheta)] + \frac{K_2}{16} \sin^2 \vartheta \sin^2(2\vartheta) \sin^2(2\varphi) . \quad (1.5)$$

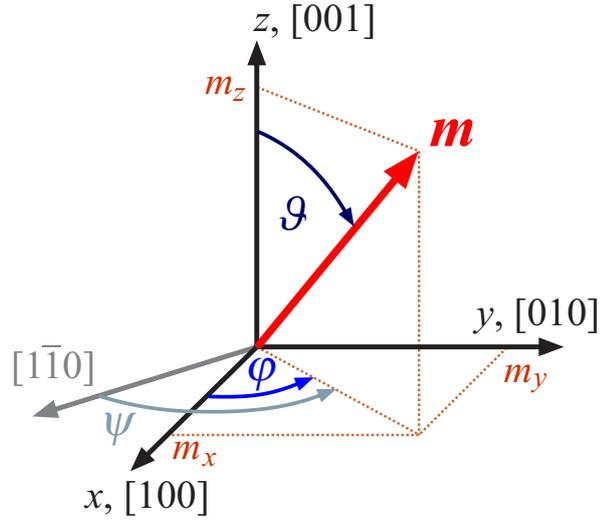
Abbildung 1.2: Die Skizze verdeutlicht die Umrechnung der Magnetisierungsrichtung \mathbf{m} von kartesischen Koordinaten in sphärische Polarkoordinaten. Folgende Formeln definieren dabei den Zusammenhang:

$$m_x = \sin \vartheta \cos \varphi,$$

$$m_y = \sin \vartheta \sin \varphi,$$

$$m_z = \cos \vartheta.$$

Der Winkel $\psi = \frac{\pi}{4} + \varphi$ zur $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Achse wird zur Vereinfachung der Darstellung in Kapitel 4 benötigt.



Das einzige im Rahmen der vorliegenden Arbeit verwendete einkristalline ferromagnetische Material war kubisch raumzentriertes Eisen (bcc, *body centered cubic*), alle anderen Materialien lagen in einer polykristallinen Form vor. In diesem Fall mitteln sich die Anisotropiebeiträge der einzelnen Kristallite über die ganze Probe gesehen heraus. Für massives bcc-Eisen findet man in der Literatur für Raumtemperatur (300 K) die Anisotropiekonstanten $K_1 = 4,8 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ und $K_2 = 1,2 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ [19]. Da K_1 400-mal größer ist als K_2 , kann letztere Konstante hier vernachlässigt werden. In Abb. 1.3 (a) ist die Energiedichte für $K_1 > 0$ dreidimensional dargestellt. Man erkennt sofort, dass die $[001]$ -, $[010]$ - und die $[00\bar{1}]$ -Achsen die leichten Richtungen darstellen.

Bei den in der vorliegenden Arbeit untersuchten Dünnschicht-Elementen liegt die Magnetisierung aufgrund der Streufeldenergie (siehe Abschnitt 1.2.6) in der Schichtebene. Indem man in dem Ausdruck 1.5 für die Anisotropieenergiedichte den Winkel ϑ gleich 90° setzt, erhält man folgende einfache Form für die (001)-Ebene:

$$e_{\text{K}, (001)}(\varphi) = \frac{K_1}{4} \sin^2(2\varphi). \quad (1.6)$$

Dieser Ausdruck hängt ohnehin nur noch von K_1 ab und hat, wie man anhand von dem Ebenenschnitt in Abb. 1.3 (c) erkennen kann, eine vierzählige Symmetrie. Die zwei leichten Achsen liegen in $[100]$ - und $[010]$ -Richtung, wohingegen die schweren Achsen entlang der $[110]$ - und $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung orientiert sind.

Um die Anisotropieenergiedichte für die (110)-Ebene zu erhalten, muss in Gleichung 1.5 der Winkel φ auf -45° gesetzt werden, und man erhält unter Vernachlässigung von K_2 :

$$e_{\text{K}, (110)}(\vartheta) = \frac{K_1}{4} [\sin^2(2\vartheta) + \sin^4\vartheta]. \quad (1.7)$$

Die Anisotropieenergiedichte der (110)-Ebene zeigt somit eine zweizählige Sym-

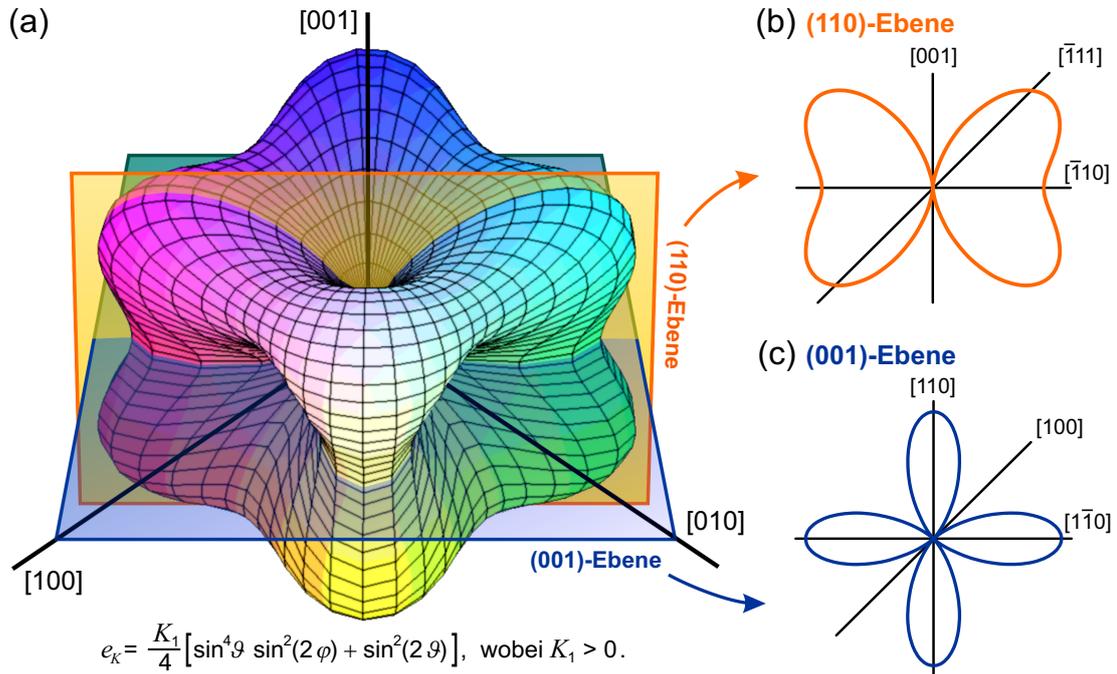


Abbildung 1.3: Die Polardarstellung (a) der kubischen Anisotropieenergiedichte für $K_1 > 0$ und $K_2 = 0$ entspricht der von massivem bcc-Fe. Die Schnitte durch die (110)-Ebene (b) und (001)-Ebene (c) verdeutlichen die Symmetrie der *in-plane*-Anisotropie für entsprechende Fe-Schichten.

metrie mit einer leichten Achse in die $[001]$ -Richtung, wie aus Abb. 1.3 (b) deutlich wird. Außerdem gibt es zwei schwere Achsen, die in etwa in der $[\bar{1}11]$ - und der $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ -Richtung liegen, die $[\bar{1}10]$ -Richtung stellt dagegen eine mittelschwere Achse dar.

Hexagonale und tetragonale Kristalle zeigen eine uniaxiale Anisotropie, die bis zur vierten Ordnung wie folgt dargestellt wird:

$$e_u = K_{u1} \sin^2 \vartheta + K_{u2} \sin^4 \vartheta, \quad (1.8)$$

wobei ϑ der Winkel zwischen der Anisotropieachse und der Magnetisierungsrichtung ist. Bei vernachlässigbarem K_{u2} beschreibt ein positives K_{u1} eine leichte Achse und ein negatives K_{u1} eine zur Symmetrieachse senkrechte leichte Ebene. Den gleichen Ausdruck verwendet man auch für uniaxiale Anisotropien anderer Herkunft, die im Folgenden beschrieben werden.

1.2.3 Grenzflächenanisotropie

Ein weiterer anisotroper Energiebeitrag betrifft nur die Grenzflächenmagnetisierung und wurde zuerst von L. Néel beschrieben [20]. Die Ursache dieser Grenzflä-

chen- bzw. Oberflächenanisotropie¹ rührt daher, dass die Atome durch den Bruch der Translationssymmetrie an den Grenzflächen, der in der Regel zu reduzierten Symmetriebedingungen führt, einem anderen atomaren Umfeld ausgesetzt sind als die Atome im Volumen. Bei massiven magnetischen Systemen sind die Grenzflächeneffekte vernachlässigbar, dagegen können diese bei ultradünnen Schichtsystemen, wie sie in dieser Arbeit untersucht wurden, sogar eine dominierende Rolle spielen.

Die gesamte Anisotropieenergiedichte e_{anis} einer dünnen Schicht setzt sich aus einem zum Volumen V proportionalen Volumenbeitrag e_{vol} und den zur Schichtfläche S proportionalen Grenzflächenbeiträgen e_{int1} und e_{int2} zusammen:

$$e_{\text{anis}} = \frac{E_{\text{vol}} + E_{\text{int}}}{V} = e_{\text{vol}} + \frac{(e_{\text{int1}} + e_{\text{int2}})S}{V} = e_{\text{vol}} + \frac{e_{\text{int1}} + e_{\text{int2}}}{d}. \quad (1.9)$$

Dabei ist $d = S/V$ die Dicke der betrachteten Schicht. Die beiden Grenzflächenbeiträge e_{int1} und e_{int2} sind in der Regel nicht identisch, sondern hängen von der Beschaffenheit der jeweiligen Grenzfläche ab.

1.2.4 Magnetostraktion und magnetoelastische Anisotropie

Bisher wurde die Magnetisierung nur in einem starren Kristallgitter betrachtet, tatsächlich muss man aber auch den elastischen Freiheitsgrad eines Festkörpers berücksichtigen. Eine Verformung des Kristallgitters aufgrund äußerer Kräfte oder innerer mechanischer Spannungen verändert die Symmetrie des Gitters und beeinflusst damit über eine Veränderung der Kristallanisotropie auch die Magnetisierung. Andererseits kann aber auch eine Verzerrung des Gitters auftreten, wenn dadurch Anisotropieenergie gespart werden kann. Begrenzt wird dieser Effekt durch die Zunahme an elastischer Energie, deren Dichte für kubische Kristalle wie folgt geschrieben werden kann [21]:

$$e_{\text{el}} = \frac{1}{2} c_{11} (\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{yy}^2 + \varepsilon_{zz}^2) + c_{12} (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx}) + \frac{1}{2} c_{44} (\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2), \quad (1.10)$$

wobei c_{11} , c_{12} und c_{44} die elastischen Konstanten und die ε_{ij} die Komponenten des symmetrischen Verzerrungstensors sind. Da die magnetokristalline Anisotropie eine Folge der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist, stellt diese folglich auch die Hauptursache für die magnetoelastischen Effekte dar.

Die Änderung der Abmessungen eines ferromagnetischen Körpers, wenn er einem externen Magnetfeld ausgesetzt wird, bezeichnet man als Magnetostraktion. Allerdings kann eine solche Verzerrung auch ohne angelegtes Feld auftreten und man spricht dann von spontaner Magnetostraktion. In der Regel sind die magnetoelastischen Effekte klein, daher genügt es die kleinste nicht verschwindende

¹Dies gilt auch für die Oberfläche eines Ferromagneten, die hier wie eine Grenzfläche zum Vakuum bzw. zur Luft behandelt wird.

Ordnung einer Entwicklung nach Potenzen des Verzerrungstensors $\hat{\varepsilon}$ zu berücksichtigen, um einen Ausdruck für die Wechselwirkung zwischen der magnetischen Anisotropie und der Verzerrung angeben zu können [21]. Für ein kubisches Gitter lässt sich diese magnetoelastische Energiedichte mit einem Ausdruck zweiter Ordnung beschreiben:

$$e_{\text{me}} = -\frac{3}{2} \lambda_{[100]} (c_{11} - c_{12}) \left[\varepsilon_{xx} \left(m_x^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{yy} \left(m_y^2 - \frac{1}{3} \right) + \varepsilon_{zz} \left(m_z^2 - \frac{1}{3} \right) \right] - 3 \lambda_{[111]} c_{44} (\varepsilon_{xy} m_x m_y + \varepsilon_{yz} m_y m_z + \varepsilon_{zx} m_z m_x). \quad (1.11)$$

Die ε_{ij} sind die Komponenten des Verzerrungstensors $\hat{\varepsilon}$ und entsprechen der relativen Längenänderung der m_i in der Richtung m_j . Somit beschreibt der erste Summand die Dehnung bzw. Stauchung des Gitters und der zweite die Scherung des Gitters. $\lambda_{[100]}$ und $\lambda_{[111]}$ sind unabhängige, dimensionslose Materialparameter, die die Stärke der magnetoelastischen Wechselwirkung beschreiben.

Natürlich wirken sich auch Verformungen aufgrund von externen Spannungen auf die Magnetisierung eines Ferromagneten aus. Die dabei auftretende Energiedichte lässt sich auch durch die Gleichung 1.11 beschreiben. Die ε_{ij} beschreiben dann die konstante Verzerrung durch den externen Einfluss. Da dieser Energiebeitrag eine magnetische Anisotropie bewirkt, spricht man folglich auch von einer magnetoelastischen Anisotropie. Bedeutung hat dieser Effekt bei epitaktisch gewachsenen ferromagnetischen Schichten. Wie in Kapitel 4 erläutert wird, können hierbei durch Abweichungen der Gitterkonstanten von Substrat und dem Material der aufgewachsenen Schicht Verspannungen auftreten, die zu einer magnetoelastischen Anisotropie führen können.

1.2.5 Zeeman-Energie

Die Wechselwirkungsenergie einer magnetischen Probe mit einem externen magnetischen Feld führt zu einem Energiebeitrag, der sich folgendermaßen darstellen lässt:

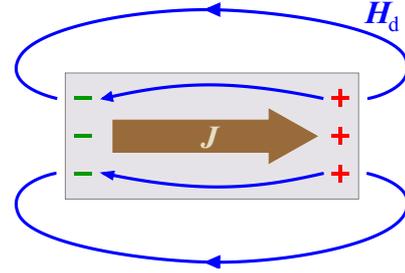
$$E_{\text{H}} = -J_{\text{s}} \int \mathbf{H}_{\text{ex}} \cdot \mathbf{m} \, dV. \quad (1.12)$$

Für ein homogenes externes Magnetfeld hängt diese externe Feldenergie oder Zeeman-Energie nicht von der Magnetisierungskonfiguration der Probe, sondern nur von deren mittlerer Magnetisierung ab.

1.2.6 Streufeldenergie

Die Streufeldenergie ergibt sich aus der Wechselwirkung eines magnetischen Körpers mit dem von ihm selbst erzeugten Magnetfeld. Da die Magnetisierung und das magnetische Feld zusammen die magnetische Induktion $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J}$ bilden, für welche nach den Maxwell-Gleichungen $\text{div} \mathbf{B} = 0$ gilt, lässt sich das

Abbildung 1.4: Skizze zur Verdeutlichung des Zusammenhangs zwischen der Magnetisierung \mathbf{J} , den paarweise auftretenden positiven (+) und negativen (-) magnetischen Ladungen und dem Streufeld \mathbf{H}_d einer magnetischen Probe.



Streufeld \mathbf{H}_d als das durch die Divergenz der Magnetisierung \mathbf{J} entstehende Feld beschreiben:

$$\operatorname{div} \mathbf{H}_d = -\operatorname{div} \frac{\mathbf{J}}{\mu_0}. \quad (1.13)$$

Die Quellen und Senken der Magnetisierung fungieren also wie positive und negative *magnetische Ladungen*, die das Streufeld verursachen, das im Probeninneren der Magnetisierung entgegengerichtet ist und daher auch als entmagnetisierendes Feld bezeichnet wird (siehe dazu auch Abb. 1.4). Diese Betrachtung ist analog zur Elektrostatik, bis auf den fundamentalen Unterschied, dass magnetische Ladungen nie isoliert auftreten können. Die mit dem Streufeld verbundene Energie E_d beträgt:

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 \int_{\text{Raum}} \mathbf{H}_d^2 dV = -\frac{1}{2} \int_{\text{Probe}} \mathbf{H}_d \mathbf{J} dV. \quad (1.14)$$

Anhand des ersten Integrals über den ganzen Raum lässt sich ablesen, dass die Streufeldenergie immer positiv ist und nur dann null wird, wenn auch das Streufeld selbst verschwindet. Für endliche Proben ist das zweite Integral mathematisch gleichwertig und in der Praxis leichter zu lösen, da es sich nur über die magnetische Probe erstreckt.

Da die Rotation des Streufeldes verschwindet ($\operatorname{rot} \mathbf{H}_d = 0$), kann dieses analog zur Elektrostatik als Gradientenfeld eines skalaren magnetischen Potentials Φ_d dargestellt werden:

$$\mathbf{H}_d = -\operatorname{grad} \Phi_d. \quad (1.15)$$

Setzt man dieses Gradientenfeld nun in die Gleichung 1.13 ein, so erhält man eine der Poisson-Gleichung der Elektrostatik entsprechende Differenzialgleichung:

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \Phi_d = \operatorname{div} \frac{\mathbf{J}}{\mu_0}. \quad (1.16)$$

Nun definiert man eine magnetische Volumenladungsdichte λ_V und eine Oberflächenladungsdichte σ_S als Ausdrücke der Magnetisierungsrichtung $\mathbf{m}(\mathbf{r})$:

$$\lambda_V = -\operatorname{div} \mathbf{m}, \quad \sigma_S = \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}. \quad (1.17)$$

Dabei ist \mathbf{n} die nach außen gerichtete Oberflächennormale. Mit diesen Größen findet man nun eine dem Poisson-Integral entsprechende Lösung für das Streufeldpotential:

$$\Phi_d(\mathbf{r}) = \frac{J_s}{4\pi\mu_0} \left[\int \frac{\lambda_V(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV' + \int \frac{\sigma_S(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dS' \right]. \quad (1.18)$$

Setzt man diese nun in die Gleichung 1.15 ein und den damit erhaltenen Ausdruck für das Streufeld wiederum in das linke Integral der Gleichung 1.14, so erhält man mithilfe des Gaußschen Satzes folgende Formel für die Streufeldenergie:

$$E_d = J_s \left[\int \lambda_V(\mathbf{r}) \Phi_d(\mathbf{r}) dV + \int \sigma_S(\mathbf{r}) \Phi_d(\mathbf{r}) dS \right]. \quad (1.19)$$

Dabei erstrecken sich die Integrationen $\int dV'$ und $\int dV$ jeweils über das Volumen der Probe und $\int dS'$ bzw. $\int dS$ entsprechend über deren Oberfläche.

Da die Streufeldenergie von der Probenform abhängt, sind die Magnetisierungsrichtungen in einer nicht kugelförmigen Probe energetisch nicht gleichwertig, in diesem Fall wird auch oft von Formanisotropie gesprochen.

Im Allgemeinen lässt sich das Streufeld einer Probe nicht einfach berechnen, aber für das klassische Beispiel homogen magnetisierter Ellipsoide [22], bei denen das innere Streufeld ebenfalls homogen ist, gibt es eine einfache Darstellung mit einem symmetrischen Entmagnetisierungstensor $\hat{\mathbf{N}}$:

$$\mathbf{H}_d = -\hat{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{J} / \mu_0. \quad (1.20)$$

Nach einer Transformation des Tensors auf die Achsen des Ellipsoids können nur die Diagonalelemente N_i von Null verschieden sein und ergeben in der Summe eins:

$$N_x + N_y + N_z = 1. \quad (1.21)$$

Die Energie des entmagnetisierenden Feldes eines solchen Ellipsoids mit dem Volumen V erhält man mit der allgemeinen Streufeldenergie-Formel (1.14):

$$E_d = \frac{1}{2\mu_0} V \mathbf{J}^t \cdot \hat{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{J} = K_d V \mathbf{m}^t \cdot \hat{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{m}. \quad (1.22)$$

Die Energie skaliert also mit dem Streufeldenergiekoeffizienten

$$K_d = \frac{J_s^2}{2\mu_0}, \quad (1.23)$$

der ein Maß für die maximale mit dem Streufeld verbundene Energiedichte ist. Selbst in Fällen, in denen die Streufeldenergie nicht mehr so einfach berechnet werden kann, skaliert diese mit dem Materialparameter K_d .

Oft lassen sich die Entmagnetisierungsfaktoren beliebig geformter kompakter Körper durch die entsprechenden Faktoren eines einbeschriebenen Ellipsoids

nähern. Im Allgemeinen jedoch müssen numerische Verfahren zur Berechnung der Entmagnetisierungsenergie herangezogen werden. Nur für einige Geometrien wurden für den Fall einer homogenen Magnetisierung spezielle Näherungsformeln zur Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren hergeleitet.

So wurde für einen Kreiszyylinder ein Entmagnetisierungstensor $\hat{\mathbf{N}}$ entwickelt, mit dem sich die Streufeldenergie analog zu Gleichung 1.20 darstellen lässt [23]. Hierbei liegt der Zylinder so in dem Koordinatensystem, dass sein Zentrum mit dem Ursprung zusammenfällt und seine Rotationsachse auf der z -Achse liegt. In dem Tensor sind wiederum nur die Diagonalelemente N_i verschieden von null und ergeben in der Summe eins. Für den Fall einer flachen Kreisscheibe mit einem Aspektverhältnis aus Durchmesser zu Höhe $\delta = D/d \gg 1$ wurde für den *out-of-plane*-Entmagnetisierungsfaktor N_z folgende Näherung gefunden:

$$N_z \approx 1 - \frac{2}{\pi \delta} \left[\ln(4\delta) - \frac{1}{2} \right]; \quad \delta = D/d \gg 1. \quad (1.24)$$

Entsprechend gilt für den *in-plane*-Entmagnetisierungsfaktor $N_x = N_y$:

$$N_x = N_y \approx \frac{1}{\pi \delta} \left[\ln(4\delta) - \frac{1}{2} \right]; \quad \delta = D/d \gg 1. \quad (1.25)$$

Die Abweichung dieser Näherung von den exakten Werten nimmt mit abnehmendem Aspektverhältnis zu, liegt aber bei $\delta = 5$ noch unter 0,3% und erhöht sich für $\delta = 2$ auf rund 3%.

1.3 Magnetisierungsdynamik

Die mikromagnetischen Differenzialgleichungen lassen sich aus der Minimierung der totalen freien Energie mithilfe der Variationsrechnung herleiten [17]. Die totale freie Energie ist die Summe aller unter Abschnitt 1.2 besprochenen Energiebeiträge:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{anis}} + E_{\text{H}} + E_{\text{d}} + E_{\text{me,ex}} + E_{\text{me,ms}}. \quad (1.26)$$

E_{anis} steht hier für alle kristallinen und strukturellen Anisotropien, $E_{\text{me,ex}}$ für den durch externe Kräfte und $E_{\text{me,ms}}$ für den durch Magnetostriktion verursachten magnetoelastischen Energiebeitrag. Aus der Variation der totalen freien Energie ($\delta E_{\text{tot}} = 0$) nach der Magnetisierungsrichtung \mathbf{m} lässt sich ein Ausdruck ableiten, der als effektives Feld $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ interpretiert werden kann, welches am Ort \mathbf{r} auf die lokale Magnetisierung wirkt:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}) = \frac{\delta E_{\text{tot}}(\mathbf{m}(\mathbf{r}))}{\delta \mathbf{m}(\mathbf{r})}. \quad (1.27)$$

Diese Darstellung erlaubt eine einfache Interpretation des Mikromagnetismus: Solange die lokale Magnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ nicht parallel zum effektiven Feld \mathbf{H}_{eff} liegt,

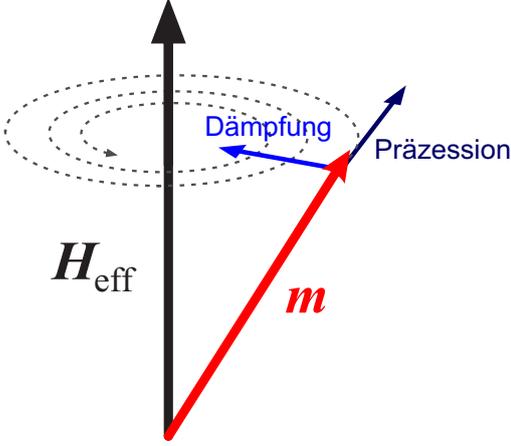


Abbildung 1.5: Die Illustration zeigt die spiralförmige Bahn, die der Vektor der Magnetisierungsrichtung \mathbf{m} aufgrund der gedämpften Präzession um das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} beschreibt.

wirkt auf diese ein Drehmoment $\mathbf{J} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$, welches zu einer Präzessionsbewegung vom $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ um $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ führt:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = -\gamma \mathbf{J} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}), \quad \gamma = \frac{\mu_0 g |e|}{2 m_e}. \quad (1.28)$$

Dabei ist γ das gyromagnetische Verhältnis mit dem Landé-Faktor g , dem Betrag der Elementarladung $|e|$ und der Elektron-Ruhemasse m_e . Im Magnetismus gibt es nun eine Vielzahl von Phänomenen, wie z. B. Streuung von Spinwellen an Gitterdefekten, die zu einer Energiedissipation und damit zu einer Dämpfung der Präzessionsbewegung führen. Somit relaxiert die Magnetisierung zum effektiven Feld, bis beide Vektoren parallel stehen. Diese dynamische Beschreibung mikromagnetischer Vorgänge wurde zunächst von Landau und Lifshitz formuliert [16] und später von Gilbert noch modifiziert [24], so dass man die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung, kurz LLG-Gleichung genannt, erhält:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \underbrace{-\frac{\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}}_{\text{Präzession}} - \underbrace{\frac{\alpha\gamma}{1+\alpha^2} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})}_{\text{Dämpfung}}. \quad (1.29)$$

Der Gilbert-Dämpfungsfaktor α in dieser Gleichung ist eine empirische und dimensionslose Größe. Die durch diese Gleichung beschriebene Dynamik der Magnetisierung ist in Abb. 1.5 veranschaulicht. Der erste Term drückt die Präzessionsbewegung des Magnetisierungsvektors \mathbf{m} um die Richtung des effektiven Feldes \mathbf{H}_{eff} aus. Dagegen stellt der zweite Term die Dämpfung dar, die bewirkt, dass sich die Magnetisierungsrichtung mit der Zeit der Richtung des effektiven Feldes nähert. Insgesamt beschreibt der Magnetisierungsvektor also eine spiralförmige Bahn.

Die LLG-Gleichung ist in der Regel nicht analytisch lösbar, daher wurden numerische Verfahren entwickelt, mit deren Hilfe sowohl dynamische Magnetisierungsvorgänge als auch statische Magnetisierungskonfigurationen errechnet werden können. Auf die in dieser Arbeit angewandten mikromagnetischen Simulationen wird in Kapitel 2 noch genauer eingegangen.

1.4 Domänen

Das Magnetisierungsfeld $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ ist in der Regel nicht homogen, sondern in Domänen, also Bereiche unterschiedlicher Orientierung unterteilt. Innerhalb dieser Bereiche verläuft die Magnetisierung weitgehend einheitlich und dreht vorwiegend in den zwischen diesen liegenden Domänenwänden. Für die Entstehung dieser Magnetisierungsanordnungen ist das Wechselspiel der verschiedenen im Ferromagneten auftretenden Energien verantwortlich. Besonders die nicht lokale Streufeldenergie spielt dabei oft eine tragende Rolle. Allerdings hängen die unterschiedlichen Faktoren der Domänenausbildung zum einen von der relativen Stärke der im Material vorhandenen Anisotropien und zum anderen von der Form und der Größe der magnetischen Probe ab. Da sich die in unterschiedlichen Proben zu beobachtenden Phänomene oft nach diesen beiden Parametern klassifizieren lassen, unterscheidet man auch entsprechende Bereiche.

1.4.1 Charakteristische Größen

Die relative Stärke der Anisotropie wird durch die dimensionslose reduzierte Anisotropiekonstante

$$Q = K/K_d \quad (1.30)$$

ausgedrückt. Dabei steht K für den jeweils relevanten Anisotropieparameter. In der Regel unterscheidet man je nach Größe dieser reduzierten Konstante drei Bereiche: Die weichmagnetischen Stoffe mit $Q \ll 1$, die hartmagnetischen Stoffe mit $Q \gg 1$ und den Fall moderater Anisotropie, also $Q \approx 1$.

Die Magnetisierungsanordnungen dieser Bereiche lassen sich nun weiter nach der Form der Teilchen und dann wiederum nach deren Größe unterteilen. Diese beiden Faktoren beeinflussen insbesondere die Streufeldenergie, und daher ist in diesem Zusammenhang die magnetische Austauschlänge

$$l_{\text{ex}} = \frac{\sqrt{2\mu_0 A}}{J_s} = \sqrt{\frac{A}{K_d}} \quad (1.31)$$

ein wichtiger Wert. Dieser Materialparameter gibt die Länge an, innerhalb welcher die Austausch- über die Dipolwechselwirkung dominiert.

Eine weitere charakteristische Länge ist der so genannte Wandbreitenparameter

$$l_w = \sqrt{\frac{A}{K}}, \quad (1.32)$$

der entsprechend den Bereich angibt, innerhalb dessen die Austausch- über die Anisotropiewechselwirkung dominiert. Der Name rührt daher, dass die Breite der in größeren Teilchen auftretenden Blochwände (vgl. Abschnitt 1.5) proportional zu dieser Länge ist. Üblicherweise skalieren mikromagnetische Strukturen, die es

schaffen Streufelder zu vermeiden, wie etwa die theoretisch unendlich ausgedehnten Blochwände, mit $\sqrt{A/K}$. Dagegen liegen die Abmessungen von Konfigurationen, die magnetische Ladungen nicht vermeiden können, wie z. B. Blochlinien (vgl. Abschnitt 1.5.2), im Bereich der magnetischen Austauschlänge $\sqrt{A/K_d}$.

1.4.2 Prinzip der Domänenentstehung

Während in großen Proben die Ausdehnung der Domänenwände vernachlässigt werden kann, wird es in kleinen Proben schwer eine eindeutige Trennung zwischen Wänden und Domänen zu finden. Trotzdem können klassische qualitative Überlegungen zur Domänenentstehung zu einem besseren Verständnis der Magnetisierungskonfigurationen selbst kleiner Strukturen beitragen. Im Folgenden stehen solche Betrachtungen insbesondere für dünne, in der Ebene magnetisierte Schichtelemente im Vordergrund.

Die Theorie zur Domänenentstehung geht auf Landau und Lifshitz [16] zurück und zeigt, wie das Zusammenspiel der verschiedenen Energiekomponenten eines Ferromagneten vor allem Austausch-, Anisotropie- und Streufeldenergie zur Bildung von Domänen führt. In Abb. 1.6 geht man von einem homogen entlang seiner uniaxialen Anisotropieachse magnetisierten Element (a) aus. Eine solche Konfiguration ist nur denkbar, wenn die Anisotropiekonstante K_u erheblich größer ist als der Streufeldenergiekoeffizient K_d . Schon eine Unterteilung der Magnetisierung in zwei entgegengesetzte Domänen (b) senkt die Streufeldenergie beträchtlich. Eine weitere Unterteilung in parallele Domänen würde das Streufeld nun wesentlich weniger reduzieren, trotzdem müsste für jede Domänenwand aufgrund der Austauschenergie zusätzliche Energie aufgebracht werden. Eine nahezu vollständige Unterdrückung des Streufeldes gelingt durch den Einbau von zwei Abschlussdomänen (d). In dieser sog. Landau-Konfiguration ist der magnetische Fluss in der

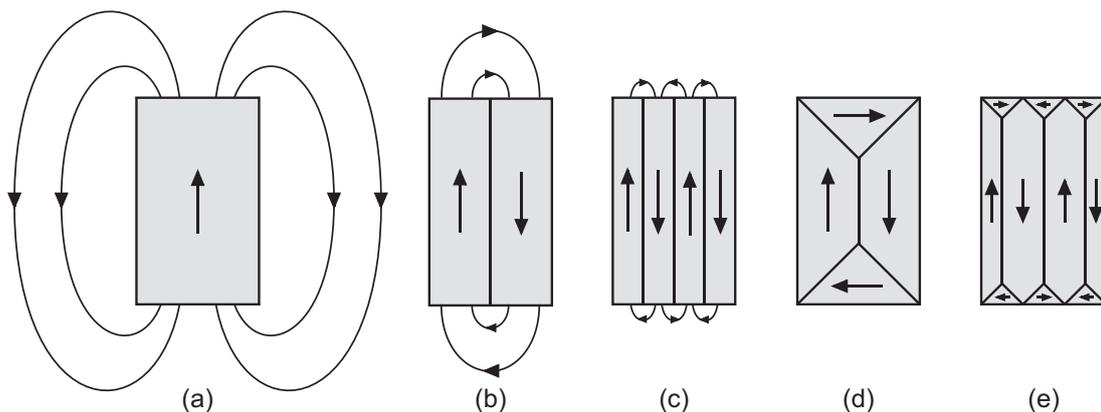


Abbildung 1.6: Veranschaulichung der Domänenentstehung durch Reduktion von Streufeld- und Anisotropieenergie. (Nach [25].)

Probe geschlossen. Wie die Konfiguration mit geringsten Energie genau aufgebaut ist, hängt im Detail von den Beträgen der auftretenden Energiekomponenten ab. So kann bei einer relativ hohen Anisotropie die Konfiguration (e) mit kleineren Abschlussdomänen trotz der höheren Wandenergie günstiger sein als die Konfiguration (d), da weniger Magnetisierung senkrecht zur leichten Achse liegt.

1.4.3 Ideal weichmagnetische Strukturen

Während in der obigen Diskussion die Kristallanisotropie eine gewisse Rolle spielte, stellt sich die Frage, welche Magnetisierungskonfigurationen sich bei sehr geringer bzw. verschwindender Anisotropie ausbilden. Um die nun dominierende Streufeldenergie weitgehend zu minimieren, werden Konfigurationen mit vollständig geschlossenem Fluss angestrebt. Daher ergeben sich für das Feld der Magnetisierungsrichtungen \mathbf{m} folgende Forderungen:

Um Volumenladungen zu vermeiden, muss es divergenzfrei sein ($\text{div } \mathbf{m} = 0$), und um Oberflächenladungen zu vermeiden, muss es parallel zu den Kanten und zur Oberfläche verlaufen ($\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0$). Schließlich gilt weiterhin die Forderung nach einem konstanten Betrag des Magnetisierungsvektors ($m^2 = 1$). Van den Berg [26, 27, 28] konnte zeigen, dass diese Bedingungen nur gleichzeitig erfüllt sein können, wenn man lineare Diskontinuitäten im Vektorfeld zulässt. Die mathematisch geforderten Diskontinuitäten sind in der physikalischen Realität durch entsprechende Domänenwände zu ersetzen. Um die Lage der Domänen für belie-

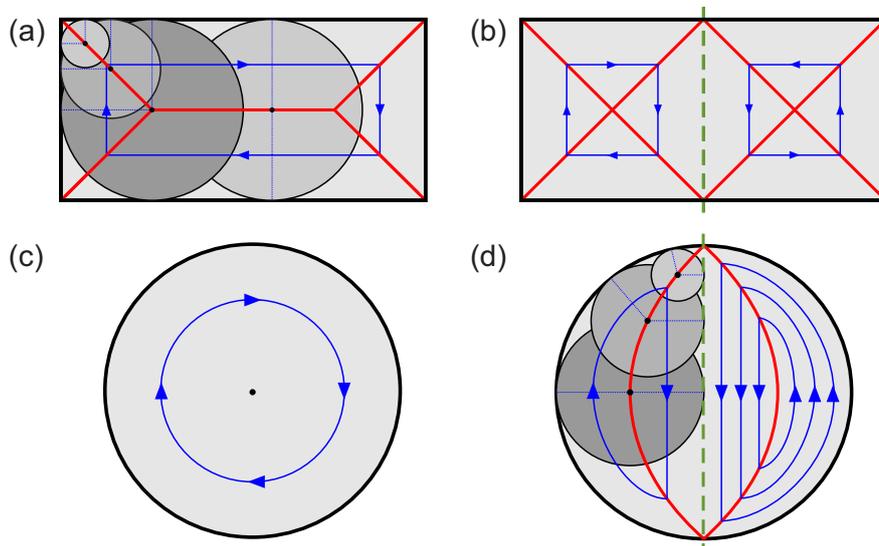


Abbildung 1.7: Van-den-Berg-Konstruktionen von streufeldfreien Magnetisierungskonfigurationen in einem Rechteck (a) und einem Kreis (c). Durch Einfügen eines virtuellen Schnittes entlang einer ununterbrochenen Linie entstehen kompliziertere Konfigurationen (b) und (d).

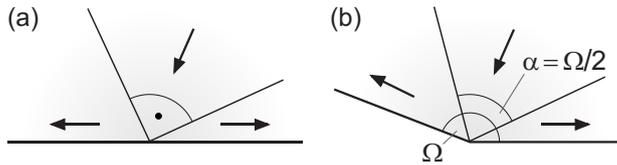


Abbildung 1.8: Mögliche *edge cluster* mit zwei Wänden an einer geraden Kante (a) und in einer Ecke (b). Die angegebenen Winkel folgen aus der Vermeidung von Streufeldern.

bigie zweidimensionale Formen zu bestimmen, hat van den Berg eine elegante Konstruktionsvorschrift entwickelt [27]:

- Man nehme die Kreise, die den Rand der Figur mindestens an zwei Punkten berühren und innerhalb derselben liegen. Die Mittelpunkte all dieser Kreise bilden die Wände in dieser Struktur.
- In jedem Kreis muss die Magnetisierung senkrecht zu den Radien verlaufen, die zu den Berührungspunkten mit der Kante führen. Damit ergeben sich streufeldfreie Wände.

In Abb. 1.7 sind einige nach diesen Vorschriften erstellte Beispiele zu sehen. Die Richtung des Magnetisierungsverlaufs lässt sich prinzipiell umkehren. Kompliziertere Konfigurationen erhält man, wenn man gerade, virtuelle Schnitte durch die Figur legt und die Konstruktion für alle Teilstücke ausführt (vgl. Abb. 1.7 (b) und (d)). An den Punkten, in denen die Schnitte durch den Probenrand laufen, entstehen *edge cluster* aus zwei oder mehr Domänenwänden. Deren Geometrie kann jedoch nicht beliebig sein, sondern muss den in [29] beschriebenen Regeln folgen, die in Abb. 1.8 für das Vorhandensein zweier Wände dargestellt sind.

1.4.4 Der Einfluss von Anisotropien

Geht man zunächst von einer im Vergleich zum Streufeldenergiekoeffizienten schwachen Anisotropie aus ($Q \ll 1$), so folgt die Bildung von Domänen noch weitgehend der oben diskutierten Van-den-Berg-Konstruktion. Allerdings werden Konfigurationen mit möglichst parallel zu den leichten Anisotropieachsen orientierten Domänen energetisch bevorzugt. Dies könnte für die in Abb. 1.7 dargestellten Konfigurationen bedeuten, dass dann, wenn eine uniaxiale Anisotropie mit einer zur senkrechten Bildachse parallelen leichten Richtung vorliegt, die komplizierteren Konfigurationen (b) und (d) energetisch günstiger sind, obwohl mehr Energie für die Wände aufgebracht werden muss.

Ist die intrinsische Anisotropie stärker, so hat die Streufeldfreiheit der Magnetisierungsstruktur energetisch nicht mehr die höchste Priorität. Die resultierenden Konfigurationen können jetzt nur noch in Ausnahmefällen relativ einfach berechnet werden, wenn sich zum Beispiel nur Domänen mit günstig orientierter Magnetisierung auf Kosten ungünstiger vergrößern. Im Allgemeinen jedoch benötigt man zur Modellierung dieser Konfigurationen mikromagnetische Simulationen.

Wenn die Anisotropie deutlich dominiert ($Q \gg 1$), ändert sich das Bild. Im Fall einer uniaxialen Anisotropie erhält man relativ einfache Konfigurationen, da die Magnetisierung nur noch parallel zu der leichten Achse verläuft. Damit können Zwei-Domänen-Konfigurationen wie die in Abb. 1.6 (b) durchaus stabile Zustände darstellen. Schließlich kann die Anisotropie so stark werden, dass sie keine Bildung von Domänen mehr zulässt und man eine homogene Magnetisierung erhält. Letztlich wird dieser Übergang durch ein Wechselspiel zwischen Wandenergie γ_w , die natürlich auch von der Anisotropie abhängt, und Streufeldenergie bestimmt. Daher skaliert die Teilchengröße für diesen Übergang auch mit dem Quotienten γ_w/K_d , der damit auch als charakteristischer Materialparameter aufgefasst werden kann.

1.5 Domänenwände

Der Übergang von einer Domäne zur nächsten erfolgt, wie oben schon erwähnt, über eine Domänenwand. Bei den in ausgedehnten Ferromagneten auftretenden Blochwänden dreht die Magnetisierung parallel zur Wandebene. Die Breite dieser Wänden ergibt sich aus der Konkurrenz von Austausch- und Anisotropieenergie. Da es sich bei einer Domänenwand aber um einen kontinuierlichen Übergang handelt, gibt es keine feste Definition ihrer Breite. Üblicherweise gibt man die Breite einer 180° -Blochwand, also einer Wand, über die hinweg die Magnetisierung eine Drehung von 180° vollzieht, mit $w_L = \pi\sqrt{A/K}$ an [30]. In jedem Fall aber skaliert diese mit dem Wandbreitenparameter aus Gleichung 1.32.

1.5.1 Néelwand

In den Blochwänden treten keine magnetischen Volumenladungen auf, dafür erzeugen sie aber Oberflächenladungen, die in massiven Körpern zwar kaum eine Rolle spielen, dafür jedoch in dünnen magnetischen Schichten zu einer sehr ungünstigen Energiebilanz führen würden. Daher wird in sehr dünnen Schichten die Magnetisierung auch über den Wandbereich hinweg in die Ebene gezwungen [31]. Diese sog. symmetrische Néelwand ist allerdings, wie aus Abb. 1.9 ersichtlich wird, nicht divergenzfrei und man spricht daher auch von einer magnetisch geladenen Wand. In dickeren Schichten treten noch kompliziertere asymmetrische Wandformen auf, die im Wesentlichen die Vorteile der beiden Drehmodi kombinieren. Aufgrund des komplexen Aufbaus und der damit verbundenen Austauschenergie sind diese Formen in sehr dünnen Schichten jedoch unterdrückt.

Die für die Untersuchungen dieser Arbeit relevanten symmetrischen Néelwände weisen einige interessante Besonderheiten auf. So besteht dieser Wandtyp aus einem Kernbereich, der den Großteil der Rotation trägt, und zwei weit ausgedehnten Ausläufern [9]. Wie in Abb. 1.9 dargestellt, ist der Kern durch eine dipolare Ladungsstruktur charakterisiert, während in den Ausläufern nur wenig Ladung

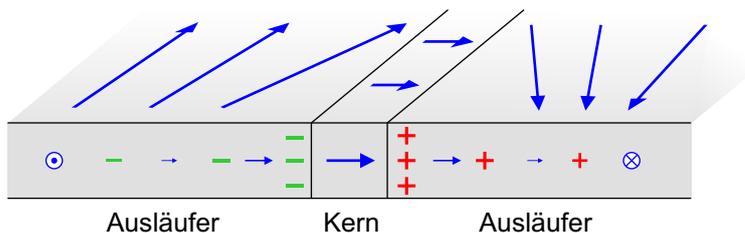


Abbildung 1.9: Skizze des Magnetisierungsverlaufs und der Ladungsverteilung innerhalb einer Néelwand.

zu finden ist. Aus Berechnungen des Wandprofils für Systeme mit uniaxialer Anisotropie K_u lässt sich die Breite des Kernbereichs wie folgt bestimmen:

$$w_{\text{core}} \approx 4 \sqrt{\frac{A}{K_u + K_d}}. \quad (1.33)$$

Demnach ist der Kern außer in ultradünnen Filmen schmaler als die Schichtdicke. Je größer K_d im Vergleich zu K_u ist, also je weichmagnetischer ein Material ist, umso kleiner fällt der Néelwand-Kern im Vergleich zu der Blochwandbreite aus. Während der Kernbereich der Néelwand durch ein Gleichgewicht von Austausch- und die Streufeldenergie dominiert wird, werden deren Ausläufer durch das Gleichgewicht zwischen der Anisotropie- und Streufeldenergie bestimmt. Dies schlägt sich auch in der Abschätzung der Länge der Ausläufer nieder, für die man folgenden, von der Schichtdicke d abhängigen Ausdruck angeben kann:

$$w_{\text{tail}} \approx 0,56 d \frac{K_d}{K_u}. \quad (1.34)$$

Damit können sich die Ausläuferbereiche in weichmagnetischen Schichten mit sehr kleinem K_u über mehrere 10 μm erstrecken.

Einen weiteren interessanten Aspekt stellt die starke Abhängigkeit der Gesamtenergie vom Wandwinkel dar. Die Gesamtladung einer 180° -Néelwand der Dicke d beträgt $2 J_s d$. Bei einem Wandwinkel von 90° ist diese aber schon auf $2(1 - 1/\sqrt{2}) J_s d \approx 0,59 J_s d$ reduziert. Da die Streufeldenergie quadratisch von der Ladung abhängt, ist dieser dominierende Energiebetrag bei einer 90° -Wand um eine Größenordnung gegenüber einer 180° -Wand reduziert. Eine interessante Folge dieser Begünstigung kleiner Wandwinkel ist, dass bei nicht zu dünnen Filmen anstatt 180° -Néelwänden komplizierte Kompositiwände aus sich kreuzenden 90° -Néelwänden entstehen. Bei diesen in Abb. 1.10 dargestellten Stachel- oder Cross-Tie-Wänden überwiegt trotz ihrer großen Gesamtlänge der Energiegewinn aus der Winkelreduktion.

1.5.2 Blochlinien

Entlang des Wandverlaufs der Cross-Tie-Wand findet immer wieder eine Änderung des Wanddrehsinns statt. An diesen Übergängen dreht die Magnetisierung abwechselnd in zirkularer (\odot) bzw. in gekreuzter (\otimes) Weise um eine senkrecht

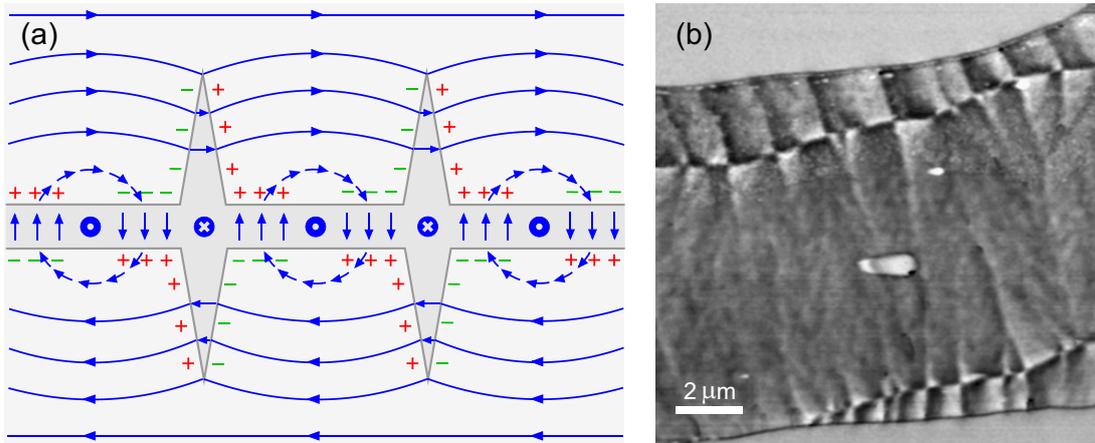
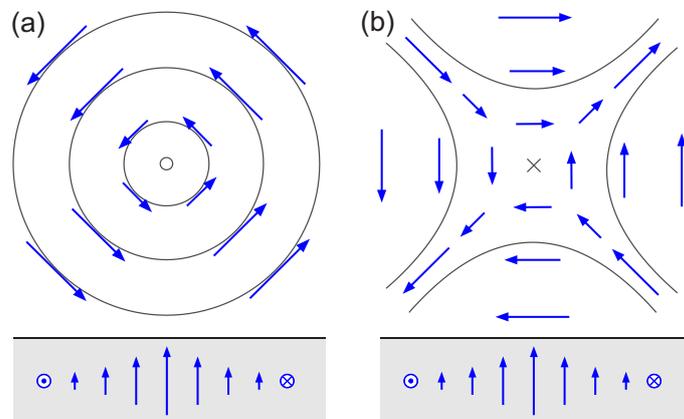


Abbildung 1.10: Die Skizze (a) zeigt schematisch den Verlauf der Magnetisierung in einer Stachelwand nach [32] zusammen mit der zu erwartenden Ladungsverteilung. Vereinfacht kann dieser Wandtyp als Aneinanderreihung von zirkularen \odot und gekreuzten \otimes Blochlinien aufgefasst werden. Die MFM-Aufnahme (b) zeigt zwei Stachelwände in einer etwa 50 nm dicken Cobalt-Schicht. (Der helle Fleck in der Mitte ist ein topographisches Artefakt.)

zur Schichtebene verlaufende Linie. Diese in Abb. 1.11 detailliert dargestellten Magnetisierungsstrukturen werden zirkuläre bzw. gekreuzte Blochlinie genannt, da sie auch als Substruktur von Blochwänden auftreten können. Blochlinien kommen in Dünnschichtelementen nicht nur in Cross-Tie-Wänden, sondern auch in vielen Wandkreuzungen oder sogar isoliert im Zentrum einer zirkular magnetisierten Scheibe vor. Insbesondere der letzte Fall wird in dieser Arbeit noch genauer untersucht (siehe Kapitel 6). Ein sehr interessanter Aspekt dieser Konfigurationen ist die aus mathematischer Sicht im Zentrum auftretende Singularität. Da die Austauschenergie an dieser Stelle sehr groß werden würde, dreht die Magnetisierung aus der Ebene heraus und vermeidet dadurch die Singularität. Als

Abbildung 1.11: Magnetisierungsverlauf in einer zirkulären (a) und einer gekreuzten (b) Blochlinie in Aufsicht (oben) und Seitenansicht (unten). Die Magnetisierungsrichtung kann in beiden Ansichten jeweils in beiden Ansichten unabhängig voneinander umgekehrt werden.



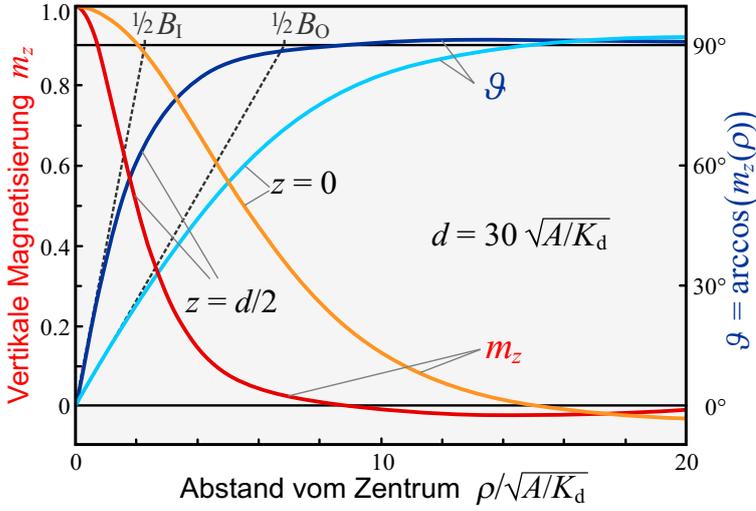


Abbildung 1.12: Mit dem zweidimensionalen Ansatz von Gleichung 1.35 berechnete Profile einer Blochlinie im Inneren der Schicht ($z = d/2$) und an deren Oberfläche ($z = 0$) nach [9]. Die Hälften der jeweiligen Breiten $\frac{1}{2}B_I$ und $\frac{1}{2}B_O$ definieren sich aus der Steigung der Funktion $\vartheta(\rho) = \arccos(m_z(\rho))$ bei $\rho = 0$.

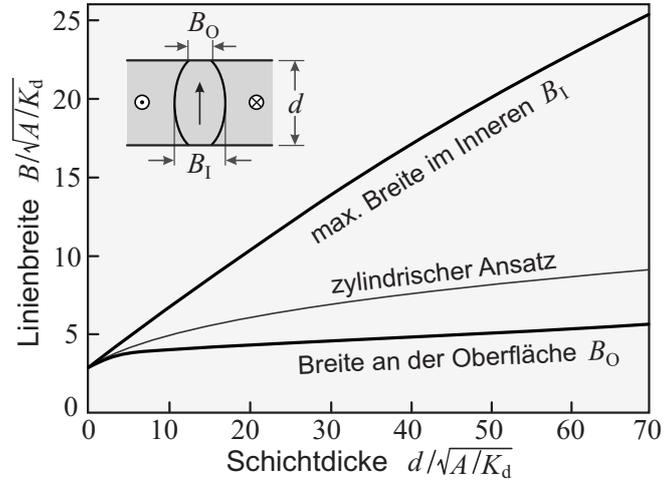
somit geladene Konfiguration skaliert der Durchmesser der Blochlinien mit der charakteristischen Länge $\sqrt{A/K_d}$. Die mit den Blochlinien verbundene Energie nimmt mit abnehmender Schichtdicke zu, so dass man in sehr dünnen Schichten keine Stachelwände mehr beobachtet.

Die mikromagnetische Struktur von zirkularen Blochlinien wurde zuerst von Feldtkeller und Thomas [33] berechnet. Da die Struktur eine axiale Symmetrie aufweist, verwendet man hier ein Zylinder-Koordinatensystem. Bei dem Magnetisierungsverlauf sind die Autoren davon ausgegangen, dass dieser weder von dem Winkel φ noch von z abhängt und dass magnetische Ladungen nur an der Oberfläche auftreten. Für die z -Komponente der Magnetisierung wurde die Gaußsche Glockenkurve $m_z = \exp(-2\rho^2/b^2)$ gewählt, wobei b der Optimierungsparameter ist. Dieses Modell wurde von Hubert und Schäfer [9] um eine z -Abhängigkeit erweitert. Des Weiteren wurde der Ansatz für die z -Magnetisierung zu einer Summe mehrerer Gaußscher Glockenkurven verallgemeinert:

$$\begin{aligned}
 m_z(\rho, z) &= \sum_{i=1}^n c_i f_i(\rho, z), \quad f_i(\rho, z) = \exp\left(\frac{-2\rho^2}{g_i(z) b_i^2}\right), \\
 g_i(z) &= a_i \left(\frac{1-4z^2}{d^2}\right), \quad \sum_{i=1}^n c_i = 1, \quad \sum_{i=1}^n a_i c_i b_i^2 = 0, \\
 m_\rho(\rho, z) &= \frac{1}{4\rho} \sum_{i=1}^n c_i g_i'(z) \left[\frac{2\rho^2}{g_i(z) + b_i^2}\right] f_i(\rho, z).
 \end{aligned} \tag{1.35}$$

Dabei ist d die Dicke der Schicht und m_ρ erhält man aus der Integration der Bedingung $\operatorname{div} \mathbf{m} = 0$. Mit diesem Ansatz werden nun die Austausch- und die Streufeldenergie durch Variation der Parameter a_i , b_i und c_i minimiert. Die Rechnung liefert für die senkrechte Magnetisierungskomponente den in Abb. 1.12 darge-

Abbildung 1.13: Die Blochlinienbreite in Abhängigkeit von der Schichtdicke d für den zylindrischen Ansatz und den genaueren zweidimensionalen Ansatz 1.35; beide Berechnungen stammen aus [9]. Das neuere Model zeigt deutlich, dass die Breite der Blochlinie im Innern vor allem dickerer Schichten größer ist als an der Oberfläche.



stellten Verlauf. Dabei zeigt die hellrote Kurve diesen an der Oberfläche ($z = 0$) und die dunkelrote im Inneren ($z = d/2$) der Schicht. Man beachte die auf das Zentrum folgende und diesem entgegengesetzte Orientierung, die einen Teil des zentralen Flusses kompensiert. Ganz deutlich ist auch, dass die Blochlinie im Inneren viel breiter ist als an der Oberfläche, was vor allem bei dickeren Schichten zu einer deutlichen Reduktion der Energie gegenüber dem älteren zylindrischen Ansatz [33] führt. Der Radius bzw. die halbe Breite der Blochlinie ($R = 1/2 B$) ist hier als Steigung der Funktion $\vartheta(\rho) = \arccos(m_z(\rho))$ am Ursprung ($\rho = 0$) definiert. In Abb. 1.13 ist die Breite der Blochlinie im Inneren der Scheibe B_I und an der Oberfläche B_O als Funktion der Dicke d dargestellt. Aus dem Graphen ist deutlich die Zunahme der Breite im Inneren mit zunehmender Schichtdicke zu sehen. Die Breite an der Oberfläche dagegen nimmt nur leicht zu. Die Autoren gehen davon aus, dass B_O für große Dicken gegen einen konstanten Wert von $6\sqrt{A/K_d}$ strebt². Auch dieses Ergebnis weicht von dem zylindrischen Modell³ ab, das auch für große Schichtdicken eine stetige Zunahme der Breite vorhersagt.

1.6 Überblick über die Domänenausbildung

Nachdem die Prinzipien der Domänentheorie und einige wichtige Domänenwandstrukturen vorgestellt wurden, sollen diese hier nun vereint werden. Wie schon erwähnt müssen dafür die nicht kontinuierlichen Domänenabgrenzungen in dünnen Schichten durch reale Néelwand-Konfigurationen ersetzt werden. Das Problem hierbei ist, dass diese Ersetzung keineswegs eindeutig ist. So kann man beispielsweise die 180° -Wand in der Landau-Konfiguration des Rechtecks aus Abb. 1.14 (a)

²Als Ursache der verbleibenden Steigung der Graphen in Abb. 1.13 vermuten die Autoren eine Unzulänglichkeit des verwendeten numerischen Rechenverfahrens.

³Die Berechnung stammt ebenfalls aus [9] und verwendet einen Ansatz aus einer Summe von sechs Gaußschen Glockenkurven: $m_z(\rho) = \sum c_i \exp(-2\rho^2/b_i^2)$, $\sum c_i = 1$.

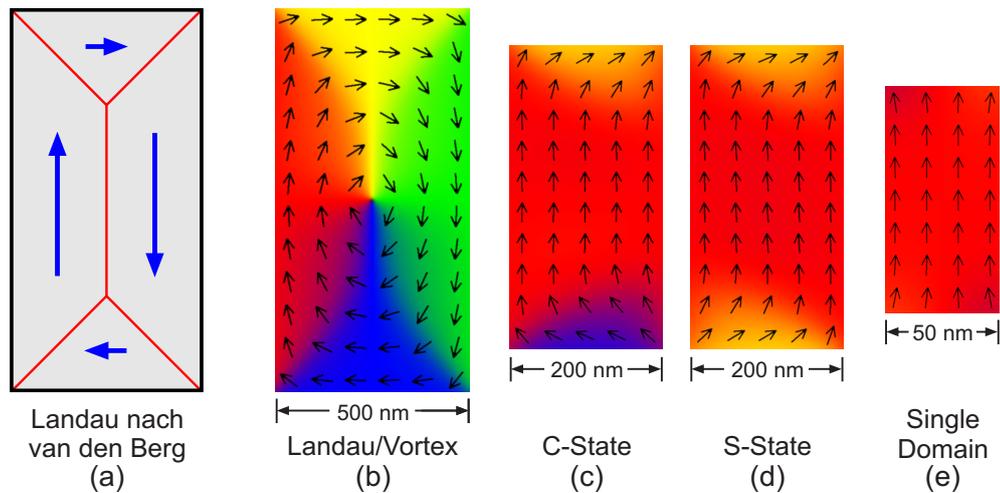
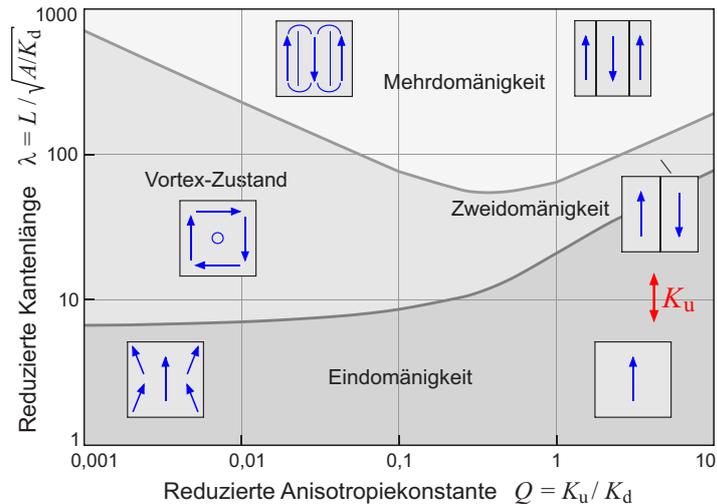


Abbildung 1.14: Vergleich verschiedener Magnetisierungskonfigurationen eines Rechtecks mit einem Seitenverhältnis von 1:2. Die für 10 nm dicke Permalloy-Elemente simulierten Magnetisierungen (b)–(e) stellen für die jeweilige Größe den Grundzustand dar, der durch einen Energievergleich unterschiedlicher Ergebnisse bestimmt wurde. Bei dem 500 nm breiten Element (b) entspricht die Konfiguration im Wesentlichen noch der Landau-Konfiguration, die man auch mit der Van-den-Berg-Konstruktion erhält (a). Die C- und S-Zustände der nächstkleineren Rechtecke (c), (d) sind energetisch nahezu identisch. Die Single-Domain-Konfiguration des 50 nm breiten Elementes mit der in die Ecken laufenden Magnetisierung nennt man auch *flower*-Zustand [34].

entweder durch eine 180° -Néelwand mit einer zirkularen Blochlinie (b) oder durch eine Stachelwand ersetzen, die einen oder auch mehrere Stacheln enthält. Hierbei ist nicht immer einfach zu bestimmen welche dieser Konfiguration energetisch günstiger oder überhaupt stabil ist.

Ein wichtiges Kriterium bei dieser Überlegung ist die Abmessung des betrachteten Elements, die in Relation zu den entsprechenden Wandgrößen gesehen werden muss. Sind die Wände im Vergleich zu den Domänen klein, so lassen sich diese noch relativ einfach zu einer Gesamtkonfiguration verbinden. Wenn jedoch die Ausdehnungen der Wände die Größe der Domänen erreichen oder gar übertreffen, entstehen Konfigurationen, bei denen die Domänen mehr oder weniger miteinander verschmelzen. Um die Magnetisierungskonfiguration solcher Elemente möglichst genau zu bestimmen, muss man sich mikromagnetischer Simulationen bedienen. Die mit solchen Rechnungen gefundenen Grundzustände für verschieden große Permalloy-Rechtecke sind in Abb. 1.14 (b)–(e) zu sehen. Die Magnetisierung des größten gezeigten Elements entspricht dabei vom Aufbau her der Landau-Konfiguration, macht aber gleichzeitig deutlich, wie hier die Grenzen zwischen Domänen und Domänenwänden verschwimmen. Da die Ausdehnung der Néelwand-Ausläufer stark von der intrinsischen Anisotropie beeinflusst wird (vgl. Gleichung 1.34), bestimmt diese auch die Größe, ab welcher ein Element

Abbildung 1.15: Dieses vereinfachte Phasendiagramm der Magnetisierungszustände eines kubischen Teilchens mit uniaxialer Anisotropie K_u basiert auf Daten von mikromagnetischen Rechnungen [35]. In die drei Bereiche sind schematisch die Magnetisierungskonfigurationen für den weich- und hartmagnetischen Fall dargestellt.



eine solche fließende Magnetisierungskonfiguration zeigt. So findet man in weichmagnetischen Strukturen schon bei einer Ausdehnung von mehreren Mikrometern keine homogen magnetisierten Domänen mehr.

Reduziert man die Größe noch weiter, so findet man mit mikromagnetischen Rechnungen Magnetisierungskonfigurationen, die auch von ihrem prinzipiellen Aufbau nicht mehr den Strukturen der Domänentheorie entsprechen. Ein typisches Beispiel sind C- und S-Zustände wie die der kleinen Rechtecke (c) und (d) in Abb. 1.14. Bei solchen Konfigurationen handelt es sich zwar sicher nicht mehr um klassische Domänen, jedoch lassen sich hier bei den C- und S-Zuständen klar drei Bereiche mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung unterscheiden, die daher genauso als Domänen gesehen werden können wie die vier Bereiche bei der zuvor betrachteten Landau-Konfiguration (b). Damit ist es letztlich auch sinnvoll, die Bereiche dazwischen als Domänenwände zu bezeichnen, auch wenn diese aus der Ecke heraus zunehmend verfließen.

Kommt man schließlich mit den Abmessungen der Elemente in die Größenordnung der Austauschlänge l_{ex} , so verbietet die Austauschwechselwirkung die Ausbildung von Domänen. Es liegt somit ein Eindomänen- oder Single-Domain-Zustand vor, wie er in Abb. 1.14 (e) zu sehen ist. Durch eine günstige Form wie hier oder den Einfluss einer uniaxialen intrinsischen Anisotropie kann dieser Übergang natürlich schon früher stattfinden. Mikromagnetische Simulationen zeigen, dass besonders in weichmagnetischen Elementen die Magnetisierung in den Single-Domain-Zuständen keineswegs völlig homogen verläuft, sondern dass es unterschiedliche Konfigurationen mit kleinen Abweichungen davon gibt. Allerdings ist diese dreidimensionale Magnetisierungsverteilung heute experimentell noch nicht zugänglich.

Da die Vielzahl der möglichen magnetischen Konfigurationen stark von der Form des betrachteten Teilchens abhängt, kann man keinen allgemeinen Überblick über die Abhängigkeit der Magnetisierung von der Größe des Teilchens

und den vorhandenen Anisotropien geben. Trotzdem soll hier exemplarisch ein Zustandsdiagramm für ein kubisches Teilchen mit zu einer Kante paralleler, uniaxialer Anisotropie vorgestellt werden, das aus Ergebnissen mikromagnetischer Simulationen erstellt wurde [35]. Das Diagramm in Abb. 1.15 gibt die berechneten Magnetisierungskonfigurationen in Abhängigkeit von der reduzierten Länge $\lambda = L/l_{\text{ex}}$ und der reduzierten Anisotropie Q vereinfacht wieder. Qualitativ lassen sich drei Arten von Zuständen unterscheiden: der Single-Domain-Zustand für kleine Teilchen, Mehrdomänenzustände für große Teilchen und dazwischen für Teilchen mit niedriger Anisotropie eine Wirbel- oder Vortex-Konfiguration, der bei hoher Anisotropie ein Zwei-Domänen-Zustand gegenübergestellt werden kann. Dieser qualitative Befund kann im Wesentlichen auch auf quadratische Dünnschichtelemente übertragen werden.

1.7 Single-Domain- und Vortex-Konfiguration in Kreisscheiben

Für weichmagnetische Kreisscheiben mit vernachlässigbarer Anisotropie lassen sich die kritischen Abmessungen, unterhalb derer die Eindomänenkonfiguration energetisch günstiger ist als ein Vortex, relativ leicht abschätzen. Die Scheibe liegt mit ihrem Zentrum auf dem Ursprung des Koordinatensystems und die Scheibennormale liegt parallel zu z -Achse. Für die Betrachtung gilt außerdem, dass das Aspektverhältnis δ von Durchmesser D zu Dicke d deutlich größer als 1 sein soll ($\delta = D/d \gg 1$).

Den Single-Domain-Zustand (SD) definiert man als ideale homogene Magnetisierung, die innerhalb der Scheibenebene parallel zur x -Richtung liegt, also

$$m_x = 1, \quad m_y = 0, \quad m_z = 0. \quad (1.36)$$

Damit ist der einzige Energiebeitrag bei dieser Konfiguration die Streufeldenergie, deren Energiedichte wie folgt gegeben ist:

$$e_{\text{d, SD}} = K_{\text{d}} N_x = \frac{J_{\text{s}}^2}{2\mu_0} N_x. \quad (1.37)$$

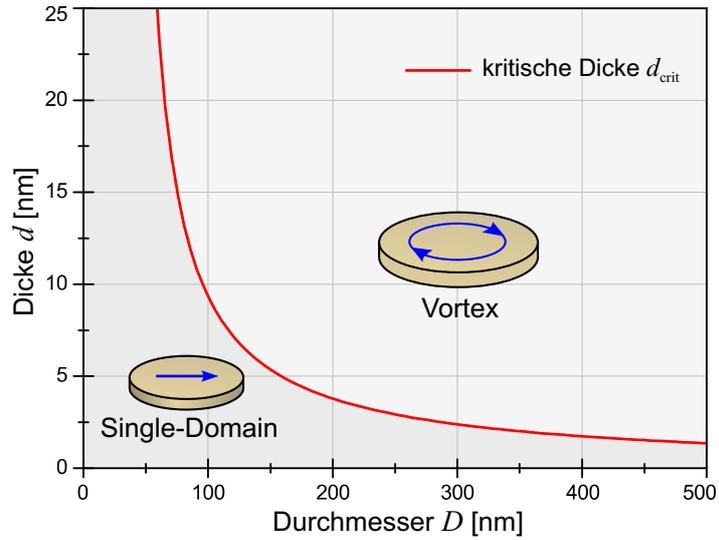
Die Vortex-Konfiguration wird zunächst als zentrischer Wirbel um die z -Achse mit mathematisch positiver Drehrichtung angesetzt. In Zylinderkoordinaten ergeben sich also folgende Magnetisierungskomponenten:

$$m_r = 1, \quad m_\varphi = \varphi + \frac{\pi}{2}, \quad m_z = 0. \quad (1.38)$$

Diese Magnetisierung ist zwar streufeldfrei, erzeugt jedoch Austauschenergie, deren Energiedichte sich entsprechend dem Integranden von Gleichung 1.3 wie folgt berechnen lässt:

$$e_{\text{ex, Vortex}} = A (\mathbf{grad} \mathbf{m})^2 = A \frac{1}{r^2}. \quad (1.39)$$

Abbildung 1.16: Graph der kritischen Dicke l_{ex} nach Gleichung 1.42 in Abhängigkeit vom Durchmesser D einer Permalloy-Scheibe ($l_{\text{ex}} = 5,7 \text{ nm}$). Unterhalb der Kurve ist der Single-Domain-Zustand energetisch günstiger und oberhalb die Vortex-Konfiguration.



Die Austauschenergiedichte nimmt also mit zunehmendem Radius ab, da sich mit diesem auch die Krümmung der Magnetisierung reduziert. Wenn der Radius aber gegen null geht, divergiert die Energiedichte ($\lim_{r \rightarrow 0} r^{-2} = \infty$). Damit wäre auch die gesamte Austauschenergie der Scheibe unendlich. Tatsächlich aber dreht die Magnetisierung im Zentrum aus der Scheibenebene heraus, um diese Situation zu umgehen.

Die Gesamtenergie der Scheibe hängt nun sehr empfindlich von dieser Konfiguration ab. Ein einfaches, zunächst in dieser Arbeit angewandtes Modell ging davon aus, dass die Magnetisierung im Zentrum bis zu einem Radius r_c senkrecht zur Scheibenebene steht. Der Radius r_c wurde danach durch eine Minimierung der Gesamtenergie E_{Vortex} ermittelt, wobei nur die Austauschenergie bis zu dem Radius r_c und die Streufeldenergie des senkrechten Anteils betrachtet wurden. Dieses Modell schätzt die Energie aber selbst dann deutlich zu gering ab, wenn man annimmt, dass die Austauschenergie ab dem Radius r_c bis ins Zentrum konstant bleibt.

Um eine brauchbare Energieabschätzung zu bekommen, muss man also ein möglichst realistisches Modell verwenden. Das Blochlinienmodell aus Abschnitt 1.5.2 dürfte dabei der realen Magnetisierungskonfiguration recht nahe kommen. Ausgehend von einer Vereinfachung dieses Modells wurde von Höllinger *et al.* [36] die Austauschenergiedichte der Vortex-Konfiguration als

$$e_{\text{ex, Vortex}} \approx \frac{8A}{D^2} \left[2,67 + \ln \left(\frac{D}{10 l_{\text{ex}}} \right) \right], \quad \text{wenn } D > 10 l_{\text{ex}}, \quad (1.40)$$

und die Streufeldenergiedichte des Zentrums als

$$e_{\text{d, Vortex}} \approx \frac{2 J_s^2}{\mu_0} \left(\frac{l_{\text{ex}}}{D} \right)^2 \quad (1.41)$$

abgeschätzt. Nun kann man die Energiedichte des Single-Domain-Zustands mit der des Vortex-Zustands gleichsetzen und nach der Dicke d auflösen. Mit einem gefitteten Ausdruck für den Entmagnetisierungsfaktor N_x wurde in [36] folgender Zusammenhang gefunden:

$$d_{\text{krit}} \approx D \left\{ \frac{1}{5,31} \left[\exp \left(\frac{32 \pi l_{\text{ex}}^2}{2,41 D^2} \left[2,67 + \ln \left(\frac{D}{10 l_{\text{ex}}} \right) + \frac{1}{2} \right] \right) - 1 \right] \right\}^{\frac{1}{0,88}}. \quad (1.42)$$

In Abb. 1.16 ist diese kritische Dicke d_{krit} für eine magnetische Austauschlänge l_{ex} von 5,7 nm für Permalloy gegen den Durchmesser angetragen. Diese Kurve stellt so etwas wie eine Phasengrenze dar, unterhalb derer der Single-Domain-Zustand und oberhalb derer der Vortex-Zustand energetisch günstiger ist.

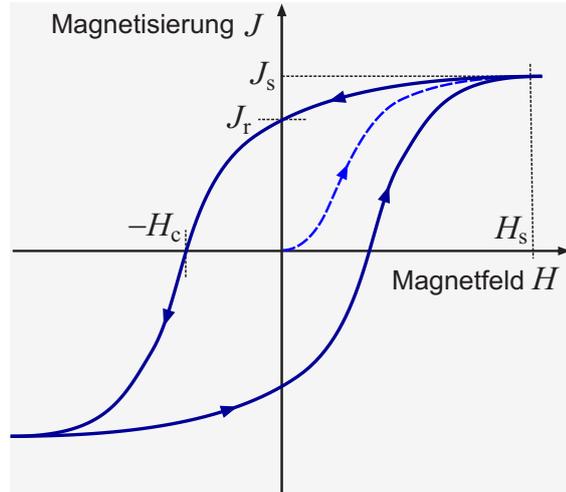
1.8 Ummagnetisierung

Ein externes Magnetfeld H beeinflusst, wie in Abschnitt 1.2.5 beschrieben, mit dem Zeeman-Term die Gesamtenergie einer ferromagnetischen Probe. Dies hat zur Folge, dass sich der Magnetisierungszustand einer solchen Probe im Allgemeinen in Abhängigkeit vom externen Feld ändert. Auf kurzen Zeitskalen reagiert die Magnetisierung entsprechend der in Abschnitt 1.3 beschriebenen Dynamik. Bei dem hier betrachteten quasistatischen Verhalten wird aber davon ausgegangen, dass sich die Magnetisierung während der Messungen im Gleichgewicht befindet.

Eine mögliche Beobachtungsmethode ist die Magnetometrie, bei der man in der Regel die zum externen Feld parallele Magnetisierungskomponente über die Probe gemittelt aufzeichnet. Meist startet man eine solche Messung bei einer Feldstärke, die über der Sättigungsfeldstärke H_s liegt, und bei der die Magnetisierung nahezu parallel zu dem externen Feld ausgerichtet ist. Die gemessene Magnetisierung entspricht dann der Sättigungsmagnetisierung J_s des entsprechenden Materials. Fährt man dann das externe Feld kontinuierlich bis in die entgegengesetzte Richtung und wieder zurück, so erhält man für eine massive Probe eine Hysteresekurve wie in Abb. 1.17. Wichtige Größen dieser Kurve sind die remanente Magnetisierung J_r im Nullfeld nach vorangegangener Sättigung und die Koerzitivfeldstärke H_c , bei der die Magnetisierungskurve einen Nulldurchgang aufweist.

Die ebenfalls eingezeichnete Neukurve erhält man, wenn die Probe zuvor entmagnetisiert wurde. Die mikroskopischen Vorgänge, die zur Entstehung der Neukurve führen, kann man vereinfacht wie folgt beschreiben: Ausgehend von einem entmagnetisierten Zustand verschieben sich bei kleinen Feldstärken zunächst nur die Wände zwischen den Domänen, so dass die energetisch günstiger orientierten Bereiche sich auf Kosten der ungünstigeren vergrößern. Solange die Wände dabei keine Defekte in der Probe überwinden müssen, ist dieser Vorgang reversibel. Bei stärkeren Feldern dreht sich die Magnetisierung der einzelnen Bereiche langsam

Abbildung 1.17: Typische Ummagnetisierungskurve eines massiven Ferromagneten mit Neukurve (gestrichelt). Die Symbole in der Graphik stehen für die Sättigungsfeldstärke H_s und die Sättigungsmagnetisierung J_s sowie die remanente Magnetisierung J_r und die Koerzitivfeldstärke H_c .



in Richtung des äußeren Feldes. Schließlich werden Domänen und Wände in der Probe aufgelöst oder aus dieser herausgedrängt. Diese irreversiblen Prozesse führen zusammen mit den irreversiblen Wandbewegungen über Defekte hinweg zu einem hysteretischen Ummagnetisierungsverhalten. Eine weitere Gemeinsamkeit dieser Prozesse ist, dass mit ihnen immer die Überwindung einer Energiebarriere verbunden ist, auf die eine abrupte Änderung der Magnetisierungskonfiguration folgt, die sich als Sprung in der Hysteresekurve abzeichnet.

In sehr kleinen Teilchen mit Abmessungen in der Größenordnung der Austauschlänge l_{ex} bleibt die eindomänige Konfiguration auch während der Ummagnetisierung bestehen. Der ganze Prozess läuft also über eine kohärente Drehung der Magnetisierung ab. Dieses Verhalten wurde von Stoner und Wohlfarth unter Berücksichtigung einer Anisotropie beliebiger Ursache theoretisch behandelt [37]. Wenn die Anisotropie uniaxial (K_u) ist und das externe Feld H in einem Winkel ϑ_0 zu der leichten Achse liegt, dann dreht die Magnetisierung J_s aus dieser leichten Achse heraus und schließt mit der Feldrichtung einen Winkel ϑ ein. Die Energiedichte dieser Situation ergibt sich aus dem Beitrag der uniaxialen Anisotropie und der Zeeman-Energie:

$$e = -K_u \cos^2(\vartheta - \vartheta_0) - J_s H \cos \vartheta. \quad (1.43)$$

Minimiert man nun diese Energiedichte bezüglich des Winkels ϑ , so lassen sich schließlich die in Abb. 1.18 für verschiedene Winkel ϑ_0 dargestellten Magnetisierungskurven berechnen.

Bei einer Ummagnetisierung entlang der leichten Achse ($\vartheta_0 = 0^\circ$) erhält man einen rechteckigen Hystereseverlauf, bei dem die Magnetisierung genau bei der Anisotropiefeldstärke $H_K = 2K_u/J_s$ umschlägt. Legt man das äußere Feld dagegen genau senkrecht zur leichten Achse an ($\vartheta_0 = 90^\circ$), dann folgt die Magnetisierung linear dem externen Feld, bis sie wiederum bei der Anisotropiefeldstärke parallel zu diesem liegt. Interessanterweise wird eine Sättigung in Richtung des

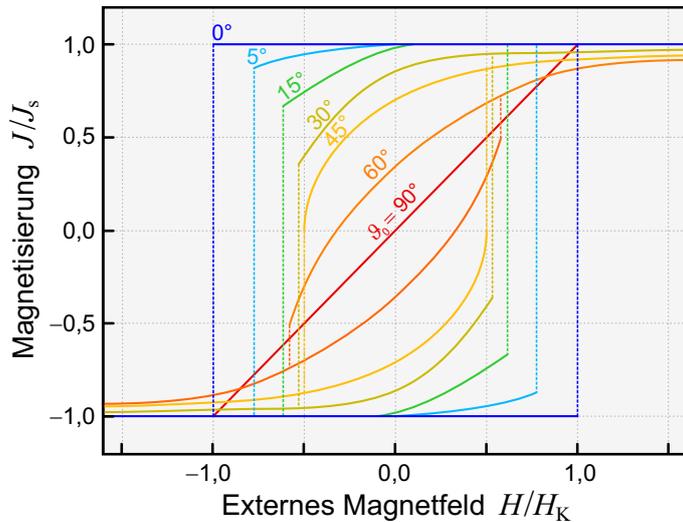


Abbildung 1.18: Magnetisierungskurven eines Single-Domain-Teilchens mit uniaxialer Anisotropie K_u für verschiedene Orientierungen ϑ_0 des externen Feldes H zur leichten Achse. Das externe Feld ist in Einheiten des Anisotropiefeldes $H_K = 2K_u/J_s$ angegeben.

angelegten Feldes für alle anderen Winkel ϑ_0 nur asymptotisch für unendliche Feldstärken erreicht. Der Sprung in dem Magnetisierungsverlauf findet dagegen schon bei kleineren Feldstärken statt und ist für den Winkel $\vartheta_0 = 45^\circ$ minimal ($0,5 H_K$).

Bei größeren Teilchen, die in Remanenz eine eindomänige Konfiguration besitzen, treten während der Ummagnetisierung inkohärente Prozesse auf. So können abhängig von deren jeweiligen Eigenschaften im Gegenfeld wirbelförmige Zustände wie beim Curling [38, 39] oder auch Konfigurationen mit alternierender Magnetisierungsrichtung wie beim Buckling [38] auftreten. Diese delokalisierten Prozesse erstrecken sich gleichmäßig über die Probe und reduzieren die im Vergleich zur kohärenten Rotation des Stoner-Wohlfarth-Modells zur Ummagnetisierung nötige Energie, wodurch diese letztlich schon bei niedrigeren Feldern stattfindet. Bei größeren Proben, die in Remanenz nicht mehr eindomänig sind, treten ähnliche Magnetisierungsmodi schon während der Reduktion des äußeren Feldes nach der Sättigung auf und bilden entweder selbst stabile remanente Zustände oder können zur Entstehung von Domänenwänden führen.

In der Regel entstehen Domänenwände aber an der Probenoberfläche und dort vorwiegend an Inhomogenitäten wie Fehlern im Kristallgitter oder Oberflächenrauigkeiten. Zur theoretischen Untersuchung solcher lokalisierten Prozesse tragen vor allem mikromagnetische Simulationen bei, mit denen auch die Keimbildung an der Probenoberfläche gezeigt werden konnte [40]. Auch der Einfluss einer Randrauigkeit, die in Experimenten zu einer Reduktion der Schaltfelder führt, konnte in Rechnungen bestätigt werden [41].

Kapitel 2

Mikromagnetische Simulationen

Das in dieser Arbeit verwendete mikromagnetische Simulationsprogramm *LLG Micromagnetics Simulator 2.0* von Michael R. Scheinfein [42] berechnet die Magnetisierungsdynamik basierend auf der LLG-Gleichung 1.29. Die mathematische Schwierigkeit hierbei liegt in der Lösung der mikromagnetischen Gleichungen, die man zur Bestimmung des effektiven Feldes \mathbf{H}_{eff} benötigt. Diese mikromagnetischen Gleichungen, die man mit einer Variationsrechnung aus der totalen freien Energie erhält (vgl. Abschnitt 1.3), sind nicht lineare und nicht lokale, gekoppelte partielle Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Nur in sehr wenigen Fällen können die mikromagnetischen Gleichungen linearisiert und analytisch gelöst werden. Besonders die Nichtlokalität aufgrund des Streufeldterms \mathbf{H}_d macht hier die Anwendung eines numerischen Verfahrens nötig. Das vorliegende Programm bot eine Vielzahl von Möglichkeiten und Einstellungen, die im Folgenden erläutert werden.

2.1 Modellierung magnetischer Teilchen

Zunächst muss das Simulationsvolumen in gleich große Quader diskretisiert werden. Dabei empfiehlt sich die Wahl von Würfeln, da sich dadurch keine Formanisotropie-Effekte innerhalb einer Zelle ergeben. Bei Dünnschicht-Elementen können auch senkrecht stehende Stäbe verwendet werden, da die in diesem Fall entstehende falsche *out-of-plane*-Anisotropie eine untergeordnete Rolle spielt, der Rechenaufwand aber mit der Reduktion der Zellenanzahl abnimmt. Ein weiterer wichtiger Aspekt ist, dass die Größe der Zellen möglichst unter der Austauschlänge l_{ex} gewählt werden muss, um zu gewährleisten, dass die Annahme einer konstanten Magnetisierung innerhalb einer Zelle gültig bleibt.

Natürlich erlaubt das Programm die Wahl der Materialparameter für den gewünschten Ferromagneten. Neben der Sättigungsmagnetisierung und der Austauschenergie kann auch eine uniaxiale und kubische Anisotropie definiert werden. Neben den Werten der Anisotropiekonstanten kann auch deren Richtung frei

gewählt werden.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Dämpfungsfaktor α . Da dieser die Zeitskala für die Annäherung der Magnetisierung an das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} bestimmt, beeinflusst er auch die Dauer der Simulation. Weil der Dämpfungsfaktor aber keinen Einfluss auf das Ergebnis bei der Berechnung magnetischer Gleichgewichtszustände hat [43], kann er mit dem Wert 1 deutlich größer gewählt werden als die bisher experimentell ermittelten Werte, die in der Größenordnung von 0,01 liegen [44].

Alle in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurden ohne Berücksichtigung von thermischen Effekten berechnet, also bei einer Temperatur von 0 K. Das Programm bietet zwar die Option, thermische Fluktuationen in Form eines weißen Rauschens mit unterschiedlicher Intensität für unterschiedliche Temperaturen hinzuzufügen, jedoch entspricht dies in keiner Weise den realen Gegebenheiten. Daher führt diese Option auch zu unrealistischen Ergebnissen (siehe Abschnitt 7.2.4), weshalb hier auch auf sie verzichtet wurde.

Die verwendete Relaxationsmethode löst die LLG-Gleichung jeweils für ein bestimmtes Zeitintervall direkt unter Anwendung von 2D-FFT für jede Diskretisierungsebene. Anschließend werden die Magnetisierungsvektoren aller Zellen mit einer unitären Rotationsmatrix bewegt. Das Programm stellt dabei sicher, dass die berechneten Zeitintervalle nicht zu lang werden, damit die Simulation nicht instabil wird.

Diese iterative Berechnung wird bis zu einem wählbaren Konvergenzkriterium fortgesetzt. Dieses Kriterium gibt den absoluten Wert der Richtungskosinus der Drehung während einer Iteration an, der in allen Zellen unterschritten werden muss. Hier wurde in der Regel ein Wert von 10^{-7} verwendet.

2.2 Einfluss der Startkonfiguration

Das Ergebnis einer Simulation hängt entscheidend von der Wahl der Ausgangskonfiguration der Magnetisierung ab. Das Programm erlaubt hierbei verschiedene einfache Konfigurationen zu setzen, wie uniforme Magnetisierung in unterschiedliche Richtungen, einen Vortex-Zustand oder eine Zufallskonfiguration, bei der die Magnetisierungsrichtungen in den Zellen statistisch verteilt sind. Außerdem kann eine schon vorher berechnete Konfiguration zu Beginn der Simulation geladen werden. Bei der Wahl der Startkonfiguration muss darauf geachtet werden, dass diese zumindest näherungsweise auch unter den experimentellen Bedingungen erreicht werden kann. Ansonsten ist es möglich, dass das relaxierte Endergebnis unter den experimentellen Gegebenheiten nicht erreicht wird. So konnte durch die Vorgabe einer zentrischen Wirbelkonfiguration in einem 10 nm dicken Permalloy-Rechteck mit Kantenlängen von 50 nm und 100 nm eine stabile, der Landau-Konfiguration ähnliche Magnetisierung erzielt werden. Die Gesamtenergie dieses Zustands war aber mehr als doppelt so groß wie die des in Abb. 1.14 (e)

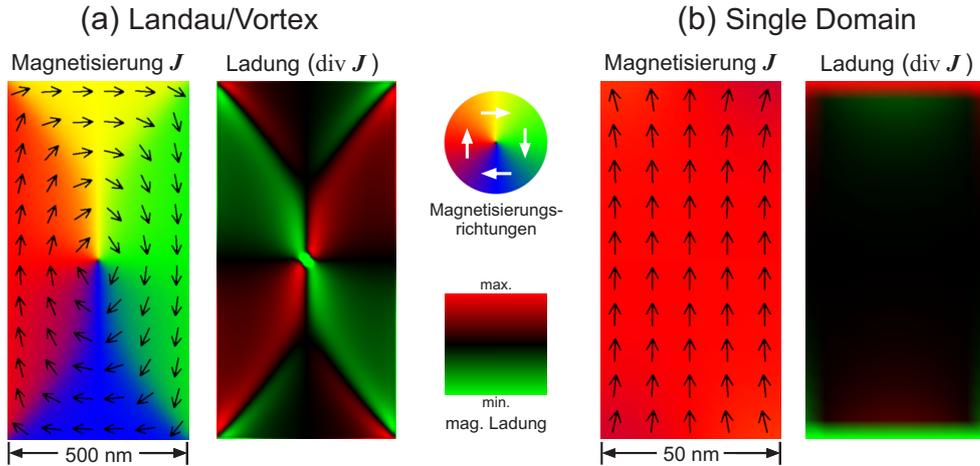


Abbildung 2.1: Gegenüberstellung der Magnetisierungs- und Ladungsdarstellung zweier Simulationsergebnisse. Der Kontrast des Ladungsbildes der Landau-Konfiguration ist hier gegenüber dem des Single-Domain-Zustandes um einen Faktor vier erhöht.

gezeigten Single-Domain-Zustands und dürfte daher in der Realität kaum zu erreichen sein. Die Notwendigkeit problematische Ausgangskonfigurationen wählen zu müssen, kommt letztlich dadurch zustande, dass sich manche magnetische Vorgeschichten, wie zum Beispiel eine Entmagnetisierung in einem kontinuierlich abnehmenden Wechselfeld, in der Simulation vor allem aus zeitlichen Gründen nicht realisieren lassen. Daher bleibt hier nur die Möglichkeit, ausgehend von unterschiedlichen Ausgangskonfigurationen nach verschiedenen stabilen Konfigurationen zu suchen.

Einfacher dagegen sind remanente Zustände zu erhalten, die sich aus einer vorangegangenen Sättigung ergeben, da man hierfür eine uniformen Magnetisierung als Startkonfiguration vorgeben kann. Jedoch entspricht eine absolut homogene Magnetisierung praktisch nie der experimentellen Realität. Besonders problematisch wird es, wenn die vorgegebene Magnetisierungsrichtung auch noch exakt parallel zu einer Probenkante ausgerichtet wird. Dann kann die hohe Symmetrie auch zu unrealistischen Zuständen führen. So bildet sich in dem $1\ \mu\text{m}$ langen Rechteck aus Abb. 1.14 (a) nach Vorgabe einer uniformen Magnetisierung parallel zu der langen Seite ein energetisch ungünstiger *flower*-Zustand. Eine Verdrehung der Ausgangsmagnetisierung um nur $0,25^\circ$ führt zu dem gezeigten Vortex-Zustand.

2.3 Simulation einer Ummagnetisierung

Ein ähnliches Problem ergibt sich, wenn man bei der Simulation ein externes Feld vorgibt. Auch hier sollten ungünstige Symmetrien vermieden werden. Daher wurde die Richtung des Magnetfeldes immer um $0,5^\circ$ bis 1° gegen die Achsen

der Diskretisierung verdreht. Neben einem statischen äußeren Feld erlaubt das Programm auch beliebig konfigurierbare diskrete Feldänderungen. Nachdem für einen Feldwert das Abbruchkriterium erreicht worden ist, wird der nächste angelegt und die Simulation ausgehend von der aktuellen Konfiguration fortgesetzt. Auf diese Weise lassen sich komplette quasistatische Ummagnetisierungen berechnen, zu denen man dann neben allen Magnetisierungskonfigurationen auch die Magnetisierungshysterese sowie alle Energiewerte erhält.

2.4 Visualisierung der Ergebnisse

Schließlich bietet das Simulationsprogramm noch eine Vielzahl an Möglichkeiten, die errechneten Ergebnisse zu visualisieren. In der vorliegenden Arbeit wird, wenn nicht anders angegeben, die Magnetisierung der obersten Diskretisierungsebene wie in Abb. 2.1 farbcodiert dargestellt. Zusätzlich zeigen Pfeile die Magnetisierungsrichtung einzelner Zellen in dieser Ebene an. Außer der Magnetisierung lässt sich auch noch die Ladungsverteilung berechnen und graphisch darstellen. Dies ist in Abb. 2.1 gezeigt. Etwas problematisch bei dieser Darstellung ist aber, dass die Oberflächenladungen, die vor allem bei dem Single-Domain-Zustand (b) auftreten, nur als einzelne Pixel am Probenrand erscheinen, somit kaum zur Geltung kommen und daher leicht unterschätzt werden. Die Volumenladungen der Landau-Konfiguration (a) dagegen sind deutlich erkennbar, wobei der Kontrast hier aber gegenüber dem Single-Domain-Zustand (b) um einen Faktor vier verstärkt wurde.

Kapitel 3

Magnetkraftmikroskopie

Die Magnetkraftmikroskopie gehört zu den heute weit verbreiteten Rastersondenverfahren. Bei diesen Techniken wird eine kleine Sonde über die zu untersuchende Probe gerastert, während dabei die zwischen der Sonde und der Probenoberfläche auftretenden Wechselwirkungen als Funktion des Ortes detektiert werden. Die Basis für die Rastersondentechnik wurde 1982 mit der Entwicklung des Rastertunnelmikroskopes (STM, *scanning tunneling microscope*) durch Binnig und Rohrer gelegt [45, 46]. Hierbei wird der exponentiell mit dem Abstand abfallende Tunnelstrom zwischen einer leitfähigen Sonde und der Probe zur Abstandsregelung genutzt. Unter geeigneten Bedingungen erlaubt dieses Verfahren echte atomare Auflösung und ermöglicht beispielsweise die Abbildung der Rekonstruktion einer Si(111)-Oberfläche [46].

Mit der Entwicklung des Rasterkraftmikroskops (AFM, *atomic force microscope*) 1986 durch Binnig, Quate und Gerber konnten nun auch nicht leitende Proben untersucht werden [47]. Dieses Mikroskop beruht auf der Detektion von Kräften zwischen einer scharfen Spitze am freien Ende eines Federbalkens und der Probenoberfläche, die zur Abstandsregelung verwendet wird. Die laterale Auflösung dieser Technik liegt routinemäßig im nm-Bereich und lässt sich problemlos unter normalen Umgebungsbedingungen einsetzen. Allerdings kann mit diesem Prinzip im Hochvakuum auch echte atomare Auflösung erreicht werden [48].

Das Magnetkraftmikroskop (MFM, *magnetic force microscope*) stellt eine Variante des Rasterkraftmikroskops dar. Martin und Wickramasinghe präsentierten 1987 dieses Verfahren, bei dem die magnetischen Streufelder einer Probe über die Wechselwirkung mit einer ferromagnetischen Spitze detektiert werden können [49].

3.1 Funktionsprinzip des Rasterkraftmikroskops

Das Herzstück des AFM ist die Sondenspitze, welche am freien Ende eines flexiblen Federbalkens (*cantilever*) sitzt, um die zwischen dieser Spitze und der

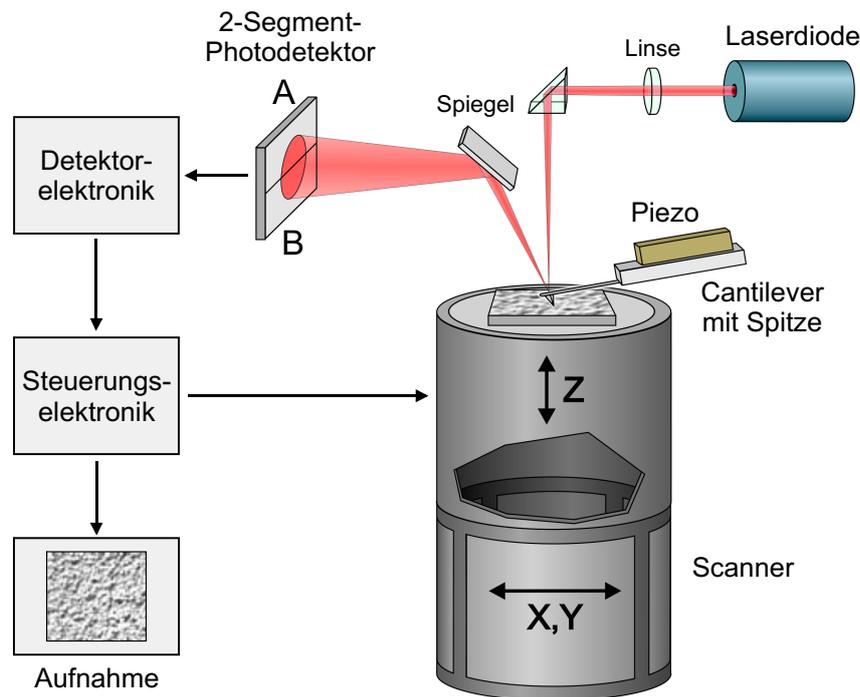


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des *Multimode™*-AFM von *Digital Instruments (DI)*. Bei diesem Modell wird die Probe mit dem Scanner bewegt, während die Sonde ortsfest bleibt. Die Detektion der Cantileverauslenkung wird hier über eine Strahlableitung realisiert.

Probenoberfläche wirkenden Kräfte bzw. Kraftgradienten detektieren zu können. Die Rasterbewegung wird in der Regel durch ein piezoelektrisches Stellelement (*scanner*) realisiert, auf dem je nach Bauart die Sonde oder die Probe sitzt. Ein weit verbreiteter Scannertyp besteht aus einem geeignet segmentiert kontaktierten Röhrenpiezo, der eine Bewegung in alle drei Raumrichtungen erlaubt (siehe Abb. 3.1).

Die Auslenkung des Cantilevers lässt sich mit mehreren unterschiedlichen Techniken messen. Neben der ursprünglichen Methode mittels einer Tunnelspitze auf der Rückseite [47] kamen auch kapazitive Detektoren [50], optische Interferometer [51] und in den Federbalken integrierte piezoresistive Sensoren [52] zum Einsatz. Zwei optische Verfahren sind heute aufgrund ihrer Einfachheit weit verbreitet: Die Glasfaserinterferometrie [53] und die Strahlableitung [54].

Bei der ersten Methode wird ein kohärenter Lichtstrahl in eine Glasfaser eingekoppelt, die nahe dem freien Ende des Cantilevers positioniert ist. Ein Teil des Lichtes wird nun direkt am Ende der Glasfaser und das austretende an der Rückseite des Federbalkens reflektiert. Aufgrund des Gangunterschiedes kommt es zu einer Interferenz, die mit einer Photodiode detektiert wird.

Bei dem Prinzip der Strahlableitung wird ein Lichtstrahl auf die Rückseite-

te des Cantilevers fokussiert und der reflektierte Strahl mit einer segmentierten Photodiode detektiert (siehe Abb. 3.1). Die Auslenkung kann über die Differenz der Lichtintensitäten der Segmente bestimmt werden.

Das detektierte Signal wird in einen Regelkreis eingebaut, über den der Spitzen-Proben-Abstand konstant gehalten wird. Prinzipiell muss man zwei verschiedene Regelmechanismen unterscheiden. Bei dem einfachsten wird die Kraft auf die Sonde und damit die Auslenkung des Federbalkens konstant gehalten. Bei der zweiten Technik wird der Cantilever nahe seiner Resonanzfrequenz zum Schwingen angeregt. Wirken nun unterschiedliche Kraftgradienten auf das Sondensystem, so verschiebt sich dessen Resonanzfrequenz und damit auch Amplitude und Phase der Schwingung, die nun als Regelparameter zur Verfügung stehen.

In der Regel wird die Probe nun zeilenweise abgetastet und die lokalen Messdaten werden im Computer als Grau- oder Farbwerte zu einem zweidimensionalen Bild zusammengesetzt.

3.2 Oberflächenkräfte

Abhängig vom Abstand zwischen der Sondenspitze und der Probenoberfläche treten die in Abb. 3.2 illustrierten unterschiedlichen Kräfte auf. Je nach Sensortyp und Betriebsart des Rasterkraftmikroskops kann die Sensitivität auf unterschiedliche Wechselwirkungen fokussiert werden.

Coulomb- und Pauliabstoßung

Unterhalb eines Abstandes von etwa 1 nm wirken zwischen den Atomen vorrangig sehr kurzreichweitige abstoßende Kräfte. Zum einen resultieren diese aus der Coulombabstoßung der Kernladungen, wenn diese bei einem starken Überlapp der Elektronenschalen nicht mehr vollständig abgeschirmt werden. Zum anderen verhindert das Pauliprinzip, dass sich Elektronen mit gleichen Quantenzahlen überlappen, woraus sich ebenfalls eine repulsive Kraft ergibt. Diese Abstoßungen betreffen zwar nur die vordersten Atome der Spitze, dennoch weisen diese Wechselwirkungen einen großen Kraftgradienten von einigen 100 N/m auf und verhindern letztlich das Eindringen der Sonde in die Probe.

Van-der-Waals-Kraft

Bei größeren Abständen von etwa 1 nm bis einigen 10 nm wirkt vorrangig die Van-der-Waals-Kraft, die durch die anziehende Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Atomen der Sonde und der Probenoberfläche entsteht. Über diese Wechselwirkung kann die Topographie einer Probe mit einer Auflösung von wenigen Nanometern abgebildet werden [55].

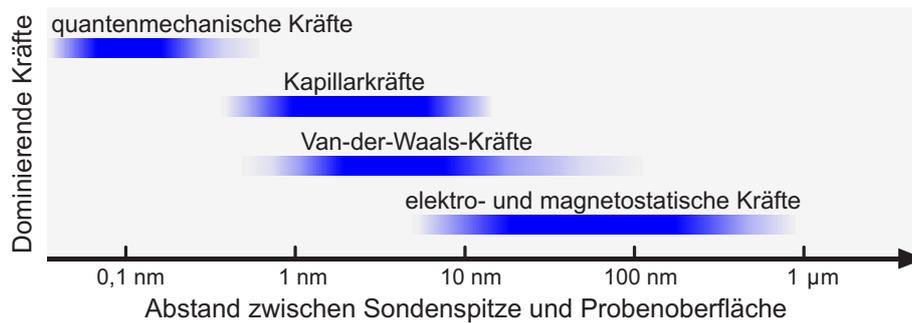


Abbildung 3.2: Abstandsabhängigkeit der dominierenden Kräfte zwischen Sonden Spitze und Probenoberfläche.

Kapillarkraft

Werden die Messungen unter Umgebungsbedingungen ausgeführt, dann sind die Proben mit einem einige Nanometer dicken Wasserfilm aus kondensierter Luftfeuchtigkeit überzogen [56]. Dringt die Spitze in diesen Flüssigkeitsfilm ein, so wird sie durch die Kapillarkraft stark auf die Probenoberfläche gezogen. Die Stärke dieses Effekts hängt von der Größe des Spitzenradius ab. Je kleiner der Radius, desto kleiner sind auch der sich ausbildende Meniskus und die damit verbundene Kapillarkraft. Dieser Effekt kann durch Messung in einer Klimabox mit geringer Luftfeuchtigkeit oder einer Vakuumanlage unterbunden werden.

Elektro- und magnetostatische Kraft

Ab einem Abstand von 15 nm wird der Cantilever vorwiegend von den langreichweitigen elektro- und magnetostatischen Kräften beeinflusst.

Statische elektrische Ladungen in einer Probe lassen sich mit dem elektrostatischen Kraftmikroskop (EFM, *electrostatic force microscope*) messen [57]. Dazu wird eine definierte Spannung zwischen Sonde und Probe angelegt, so dass die elektrostatische Kraft zu einer messbaren Verbiegung des Cantilevers führt. Mit dieser Methode wurden schon Ferroelektrika untersucht [58].

Dagegen führen Wechselwirkungen durch unerwünschte elektrostatische Aufladungen der Proben oder der Sonde zu störenden Effekten. Um diese zu vermeiden, werden daher Sonde und Probe zusammen auf das gleiche Potenzial gelegt. Mit dieser Maßnahme lassen sich in der Regel auch bei hochohmigen Proben, wie zum Beispiel semiisolierendem Halbleitermaterial, solche Probleme beheben.

Verwendet man dagegen magnetische Spitzen, so kann man die magnetostatischen Kräfte detektieren und ein orts aufgelöstes Bild der Streufelder auf der Probenoberfläche erhalten. Dieses beim Magnetkraftmikroskop angewandte Prinzip wird im Folgenden noch ausführlich erläutert.

3.3 Messmethoden bei AFM und MFM

Bei den Betriebsarten eines AFM unterscheidet man prinzipiell zwischen statischen und dynamischen Modi. Bei der statischen Betriebsart misst man die senkrecht auf die Sondenspitze wirkende Kraft. Bei der dynamischen hingegen wird der Cantilever mit der Sonde zur Schwingung angeregt und ist damit auf senkrechte Kraftgradienten sensitiv.

3.3.1 Statische Kraftmessung

Bei der statischen Betriebsart bewirkt die auf die Spitze wirkende Kraft eine Auslenkung Δz des Cantilevers in z -Richtung entsprechend dem Hookschen Gesetz:

$$F_z = -c \Delta z. \quad (3.1)$$

Die Federkonstante c des Cantilevers ist dabei ausschlaggebend für die Sensitivität. Mit den üblichen Federkonstanten von 0,01 N/m bis 1 N/m können Kräfte bis etwa 10^{-11} N gemessen werden. Der Arbeitspunkt liegt bei diesem Betriebsmodus im repulsiven Bereich der interatomaren Kräfte. Da die Spitze die Probenoberfläche quasi berührt, spricht man auch vom *contact mode*. Mit dieser Betriebsart ist es aufgrund der starken interatomaren Kräfte sogar unter Umgebungsbedingungen möglich, auf manchen einkristallinen Festkörpern wie zum Beispiel Glimmer die periodische Gitterstruktur abzubilden.

3.3.2 Dynamische Kraftgradientenmessung

Der Cantilever mit der effektiven Masse m wird in der Regel mit einem Piezoelement nahe seiner Resonanzfrequenz ω_0 zu einer harmonischen Schwingung angeregt. Der mittlere Sonden-Proben-Abstand z_0 , die Schwingungsfrequenz ω und die Anregungsamplitude ζ_0 lassen sich dabei in einem relativ großen Bereich variieren. Die Sonde am freien Ende des Cantilevers führt dann eine Schwingung mit der Amplitude ζ und einer Phasenverschiebung φ zum Anregungssignal aus. Die Oszillation der Sonde $z(t)$ lässt sich somit mit folgender Bewegungsgleichung beschreiben:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{\omega_0}{Q_c} \frac{\partial z}{\partial t} + \omega_0^2 (z - z_0) = \zeta_0 \omega_0 \cos(\omega t). \quad (3.2)$$

Die Güte Q_c des Cantilevers ist dabei ein wichtiger Parameter, der durch dessen effektive Masse m , seine Eigenfrequenz ω_0 sowie den Dämpfungsfaktor β des umgebenden Mediums gegeben ist:

$$Q_c = \frac{m \omega_0}{2 \beta}. \quad (3.3)$$

Unter Umgebungsbedingungen wird die Güte im Wesentlichen durch den Dämpfungsfaktor bestimmt. So kann zum Beispiel die Güte einer Sonde, die im Ultrahochvakuum (UHV) einen Wert von 100 000 hat, unter Umgebungsbedingungen nur noch einen Wert von 100 aufweisen.

Als stationäre Lösungen der Schwingungsgleichung 3.2 erhält man:

$$z(t) = z_0 + \zeta \cos(\omega t + \varphi). \quad (3.4)$$

Für die Oszillationsamplitude ζ der Sonde gilt dann

$$\zeta = \frac{\zeta_0 \omega_0^2}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4 \beta^2 \omega^2}} \quad (3.5)$$

und für die Phasendifferenz ϕ zwischen Sonden- und Anregungsozillation

$$\phi = \arctan \frac{2 \beta \omega}{\omega^2 - \omega_0^2}. \quad (3.6)$$

Wirkt nun ein Kraftgradient in z -Richtung $\partial F_z / \partial z$ auf die Sonde, so verschiebt sich die intrinsische Federkonstante des Cantilevers c zu einer effektiven Federkonstanten c_{eff} :

$$c_{\text{eff}} = c - \frac{\partial F_z}{\partial z}. \quad (3.7)$$

Ein positiver Kraftgradient wird den Federbalken also *weicher* und ein negativer wird ihn *härter* machen. Folglich ändert sich auch die Resonanzfrequenz ω_0 zu ω_0' :

$$\omega_0' = \sqrt{\frac{c_{\text{eff}}}{m}} = \sqrt{\frac{c - \frac{\partial F_z}{\partial z}}{m}}. \quad (3.8)$$

Für kleine Kraftgradienten $\partial F_z / \partial z$ erhält man mit einer Potenzreihenentwicklung folgenden vereinfachten Ausdruck für die Resonanzfrequenz:

$$\omega_0' = \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2c} \frac{\partial F_z}{\partial z} \right). \quad (3.9)$$

Eine Verschiebung der Resonanzfrequenz ω_0' durch eine Änderung des Kraftgradienten führt bei erzwungener Sondenoszillation mit der festen Frequenz $\omega = \omega_D$ nach den Gleichungen 3.5 und 3.6 auch zu einer Änderung der Oszillationsamplitude ζ und der Phase ϕ . Diese beiden Größen können experimentell detektiert werden und damit zur Bestimmung der lokalen Variation des Kraftgradienten zwischen Sonde und Probe herangezogen werden.

Sowohl bei der Amplituden- als auch bei der Phasendetektion wird der Cantilever bei einer festen Frequenz ω_D nahe der Resonanz angeregt. Der Spitzen-Proben-Abstand wird jeweils so nachgeregelt, dass die entsprechende Größe konstant bei einem durch den Arbeitspunkt festgelegten Wert gehalten wird. Die

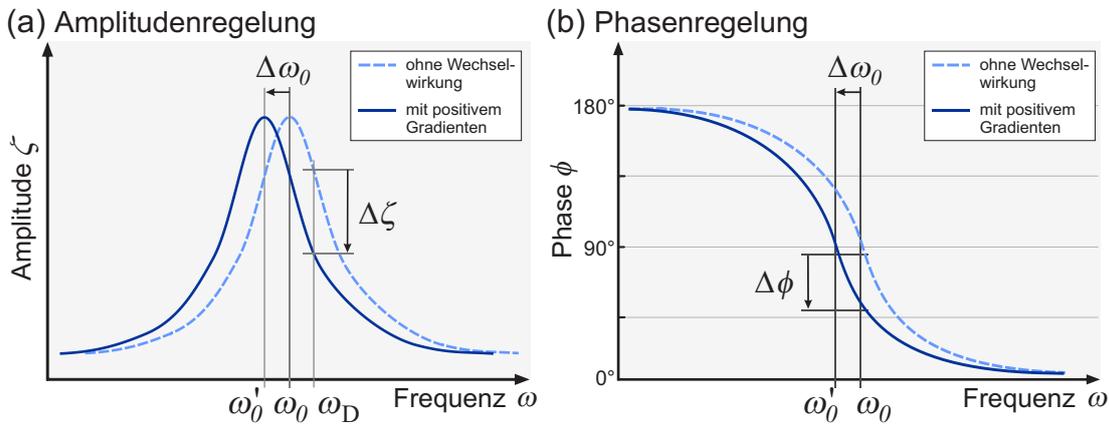


Abbildung 3.3: Prinzip der Amplitudendetektion (a) und der Phasendetektion (b). Eine Änderung des Kraftgradienten bewirkt eine Verschiebung der Resonanzfrequenz $\Delta\omega_0$ und damit auch in (a) der Resonanzkurve bzw. in (b) des Phasenverlaufs. Schwingt das System bei einer festen Anregungsfrequenz ω_D , so führt dies in (a) zu einer Änderung der Oszillationsamplitude $\Delta\zeta$ und in (b) zu einer Phasenverschiebung $\Delta\phi$.

Auswirkung einer Verschiebung der Resonanzfrequenz $\Delta\omega_0$ auf die Regelgrößen ist in Abb. 3.3 auch noch graphisch dargestellt. Bei der Amplitudenregelung wird der Arbeitspunkt möglichst so auf die Flanke der Resonanzkurve gelegt, dass sich schon bei einer kleinen Verschiebung der Resonanzfrequenz eine große Amplitudenänderung ergibt. Bei der Phasenregelung dagegen liegt der ideale Arbeitspunkt bei einer Phasenverschiebung von 90° . Durch kleine Arbeitspunktverschiebungen während des Betriebs lässt sich der Spitzen-Proben-Abstand noch fein regulieren.

Ein weiterer wichtiger Faktor ist die Anregungsamplitude des Cantilevers. Bei kleinen Schwingungsamplituden von 5 nm bis 25 nm und entsprechend gewähltem Arbeitspunkt kann die Sonde über dem Flüssigkeitsfilm, der sich unter Umgebungsbedingungen auf den Proben ausbildet, geregelt werden, ohne ihn zu durchdringen. Oft wird diese Methode (*true*) *non-contact mode* genannt, weil die Sonde die Probenoberfläche tatsächlich nicht berührt. Solche Bezeichnungen sind aber nicht einheitlich, da insbesondere von kommerziellen AFM-Herstellern immer wieder unterschiedliche neue Begriffe eingeführt wurden. Der Hauptnachteil dieses Betriebsmodus ist, dass man nur ein grobes Abbild der Probenoberfläche erhält.

Bei dem in dieser Arbeit verwendeten AFM der Firma *Digital Instruments* (DI) wird der Cantilever mit einer größeren Amplitude von 20 nm bis 100 nm angeregt. Auf diese Weise durchdringt die Spitze den Wasserfilm und tippt leicht auf die Probenoberfläche, weshalb dieser Betriebsmodus auch *TappingMode*TM genannt wird. Der Vorteil dieses Verfahrens ist, dass man bei einer im Vergleich zum *contact mode* geringen mechanischen Beanspruchung der Sondenspitze ein hoch aufgelöstes Bild der Oberfläche erhält.

Eine weitere Regelungsmöglichkeit ist die Frequenzmodulationstechnik, bei der die Änderung der Oszillatorfrequenz detektiert wird und die Anregungsfrequenz stets der Resonanzfrequenz nachgeführt wird. Moderne AFM-Elektroniken z. B. mit PLL-Technik (*phase-locked-loop*) erreichen mit Cantilevern hoher Güte im Vakuum die Auflösung des theoretisch minimal detektierbaren Kraftgradienten.

3.3.3 Detektion der magnetischen Wechselwirkung

Um nun auch die magnetostatischen Kräfte detektieren zu können, muss die Sonde selbst magnetisch sein und sich nicht im Bereich der viel stärkeren Van-der-Waals-Kräfte befinden. Dazu muss die Abstandsregelung unterbrochen und die Sonde von der Oberfläche zurückgezogen werden. Um einen konstanten Abstand von der Probenoberfläche zu erzielen, wird bei dem DI-AFM der in Abb. 3.4 dargestellte Liftmode™ eingesetzt. Dabei wird zeilenweise zunächst die Topographie aufgezeichnet und danach die Sonde mit einem festen z -Offset von typischerweise 20 nm bis 100 nm erneut über die Oberfläche gefahren. Während des zweiten Scans wird nur die Amplituden-, Phasen- oder Frequenzänderung detektiert, die nun vorwiegend aus der magnetischen Wechselwirkung zwischen der Sonde und der Probe resultiert. Mit dieser Technik lässt sich das magnetische Signal weitgehend von der Topographie trennen, da der Einfluss der Van-der-Waals-Kräfte zusammen mit dem Sonden-Proben-Abstand relativ konstant bleibt. Allerdings

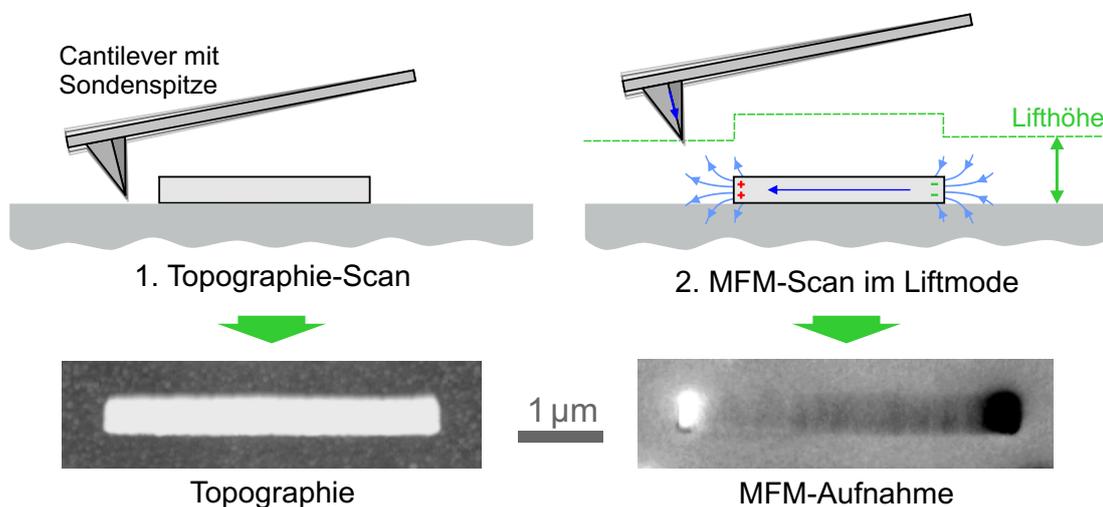


Abbildung 3.4: Veranschaulichung des Prinzips des Liftmodes. Man beachte, dass die Sonde im Vergleich zu dem magnetischen Partikel stark verkleinert dargestellt ist. Zunächst wird die Topographie einer Zeile aufgenommen und danach dieselbe Zeile in einer definierten Lifthöhe ein zweites Mal ohne Regelung nachgefahren, wobei die magnetischen Kräfte detektiert werden. Schließlich erhält man bei diesem Verfahren ein Topographie- und ein MFM-Bild.

lässt sich meist, insbesondere an Kanten, noch ein leichter Einfluss der Topographie im MFM-Signal feststellen.

MFM-Messungen können sowohl mit der statischen als auch mit der dynamischen Methode durchgeführt werden. In der Praxis hat sich allerdings die dynamische Messung durchgesetzt, da die ferromagnetische Beschichtung der MFM-Sonden bei der statischen Messung sehr schnell beschädigt wird.

In dieser Arbeit wurde die Topographie immer mit der Amplitudendetektion gemessen und im MFM-Scan die Phase detektiert. Damit ergibt sich der Vorteil, für beide Messungen getrennte Arbeitspunkte festlegen zu können.

3.4 AFM- und MFM-Sonden

Für die Auflösung eines Kraftmikroskops ist letztendlich die Beschaffenheit der Sonde ausschlaggebend. Während für die Topographiemessung primär nur die Schärfe der Sondenspitze wichtig ist, muss bei einer MFM-Sonde die langreichweitige magnetische Wechselwirkung zwischen der Sonde und der Probe optimiert werden. Dabei sollte zum einen das magnetische Potenzial der Sonde möglichst *scharf* sein, zum anderen muss ein Kompromiss zwischen möglichst starker magnetischer Wechselwirkung und der Vermeidung von unerwünschten Veränderungen der Magnetisierungskonfiguration sowohl in der Sonde als auch in der Probe gefunden werden.

Anfänglich verwendete man für MFM-Messungen Sonden aus elektrochemisch geätzten, ferromagnetischen Drähten oder Folien [59, 60]. Jedoch ist die Beeinflussung der Magnetisierung besonders weichmagnetischer Proben durch das Streufeld dieser Sonden zu groß [59]. Heute werden mikrofabrizierte Cantilever aus Si [61] oder Si_3N_4 [62] mit integrierten Spitzen verwendet, die für magnetische Messungen mittels Sputtern mit ferromagnetischem Material beschichtet werden [63]. Die Cantilever werden in unterschiedlichen Abmessungen gefertigt, so dass Federkonstanten im Bereich von 10^{-2} N/m bis 10^2 N/m und Resonanzfrequenzen im Bereich von 10 kHz bis 500 kHz zur Verfügung stehen. Während für AFM-Messungen steifere Cantilever mit höheren Resonanzfrequenzen bevorzugt werden, benötigt man für MFM kleinere Federkonstanten, um die deutlich schwächeren Kräfte detektieren zu können. Die Resonanzfrequenzen liegen dann üblicherweise zwischen 60 kHz und 90 kHz. Abb. 3.5 zeigt eine solche MFM-Sonde der Firma *Nanosensors*, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde. Da diese aus dotiertem Silizium hergestellt werden, sind sie leitfähig, wodurch statische Aufladungen sicher vermieden werden können. Die schiefe, vierseitige Pyramidenform der Sondenspitze entsteht durch das bei der Präparation angewandte nasschemische Ätzverfahren.

Die magnetischen Eigenschaften der mikrofabrizierten Sonde hängen von der Art der magnetischen Beschichtung und deren Magnetisierungsstruktur ab. Bei der Beschichtung können im Wesentlichen das Material und die Schichtdicke va-

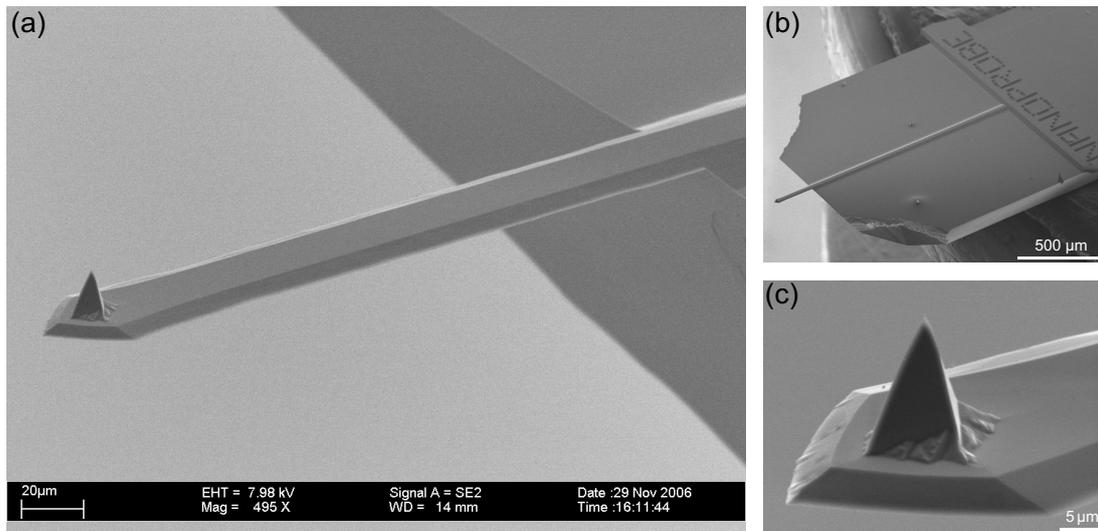


Abbildung 3.5: REM-Aufnahmen eines mikrofabrizierten Silizium-Cantilevers mit integrierter Spitze der Firma *Nanosensors*. Der Federbalken sitzt am Ende eines Halterungschips (b) und hat eine Länge von etwa 230 μm (a). Die Höhe der pyramidenförmigen Sondenspitze beträgt etwa 20 μm (c).

riert werden. Da sich die Magnetisierung der Sonde während der Messung nicht verändern soll, verwendet man in der Regel möglichst hartmagnetische Legierungen. Eine Variation der Schichtdicke bedeutet eine Veränderung der Form des magnetischen Körpers und damit auch dessen Ladungsverteilung und dem damit verbundenen Streufeld. Dünne Schichten führen zu kleineren und lokaleren Streufeldern als dicke Schichten. Damit ist zwar die räumliche Auflösung bei dünneren Beschichtungen höher, aber die magnetische Wechselwirkung und damit das Messsignal kleiner.

Die kommerziellen MFM-Spitzen von *Nanosensors* sind laut Hersteller mit einer 40 nm dicken hartmagnetischen Cobaltlegierung unbekannter Zusammensetzung beschichtet. Da die Signalstärke mit den unterschiedlichen Chargen der Sonden schwankt, muss davon ausgegangen werden, dass entweder die Beschichtungsdicke oder das verwendete Material nicht immer völlig gleich ist. Um eine optimale Auflösung und nicht zu starke Streufelder zu bekommen, dürften die Spitzen nicht extra aufmagnetisiert werden. Leider war höchstens jede zehnte Sonde für die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen, besonders solchen an weichmagnetischen Permalloy-Elementen, geeignet. Zudem ist die Lebensdauer einer MFM-Sonde auch bei optimaler Handhabung durch die allmähliche mechanische Beschädigung der Beschichtung, Ummagnetisierungen bei Messungen im externen Feld und durch Anhaften von magnetischen Fremdkörpern begrenzt.

Ein weiteres Problem der kommerziellen MFM-Sonden ist die vollständige beidseitige magnetische Beschichtung. Dabei wird ein Sputterprozess verwendet, der den gesamten Cantilever mit beschichtet. Durch die beidseitige Beschich-

tung wird zwar eine Verbiegung des Cantilevers auf Grund von Verspannungen verhindert. Allerdings führt diese Technik zu einer deutlichen Verschlechterung der Oszillatoreigenschaften und damit insbesondere zu einer Verringerung der Güte und zur Entstehung unerwünschter zusätzlicher Schwingungsmoden, was beides zu einer Verringerung der Sensitivität des Sensors beiträgt. Zudem sind die Eigenschaften des beschichteten Cantilevers oft nicht stabil und können sich während ihrer Nutzung allmählich irreversibel verändern und so den Sensor sogar unbrauchbar machen.

Im Zuge dieser Arbeit wurden unbeschichtete AFM-Sonden mit der gleichen Geometrie wie die handelsüblichen MFM-Sonden selbst beschichtet. Um die magnetische Schicht dabei auf die Spitze zu beschränken, wurde eine Schattenmaske verwendet. Die magnetische Schicht aus Cobalt wurde mit einem Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht und *in situ* mit einer Goldschicht abgedeckt. Um die vier Seiten der schiefen Pyramidenspitze möglichst gleichmässig zu beschichten, wurde diese entsprechend zum Materialstrahl verkippt. Unter Beachtung der Flankenwinkel sollte die aufgebrachte Cobalt-Schicht, deren Dicke auf einer waagrechteten Fläche 100 nm betrug, auf der Spitze eine Dicke von etwa 30 nm ergeben. Die Oszillatoreigenschaften des Cantilevers waren nach diesem Prozess unverändert gut, aufgrund der leichten Massenzunahme hatte sich die Resonanzfrequenz lediglich ein wenig verschoben. Allerdings war das magnetische Signal sehr gering und auch eine Erhöhung der Schichtdicke auf etwa 54 nm (aus etwa 180 nm für eine waagrechte Schicht) brachte kaum eine Verbesserung. Zudem war die laterale Auflösung relativ schlecht und das magnetische Potenzial der MFM-Spitze räumlich deutlich unsymmetrisch, was zu Artefakten in der MFM-Aufnahme führt. Vermutlich gelang es nicht, eine ausreichend gleichmäßige Schichtdicke auf den verschiedenen Pyramidenflächen zu erzielen. Mit dem bei der kommerziellen Herstellung angewandten relativ ungerichteten Sputter-Beschichtungsverfahren lassen sich offenbar deutlich bessere Ergebnisse erzielen.

3.5 Wechselwirkungsmechanismus und Kontrastentstehung

Die Kraft zwischen der magnetischen Spitze und der Probe erhält man aus der Ableitung der Wechselwirkungsenergie E_{WW} nach der Richtung z . Zur Bestimmung der Energie kann gleichwertig die Magnetisierung der Spitze im Streufeld der Probe oder umgekehrt die Magnetisierung der Probe im Streufeld der Sonde betrachtet werden [64, 65]:

$$E_{\text{WW}} = - \int_{\text{Spitze}} \mathbf{J}_{\text{Spitze}} \cdot \mathbf{H}_{\text{Probe}} dV = - \int_{\text{Probe}} \mathbf{J}_{\text{Probe}} \cdot \mathbf{H}_{\text{Spitze}} dV. \quad (3.10)$$

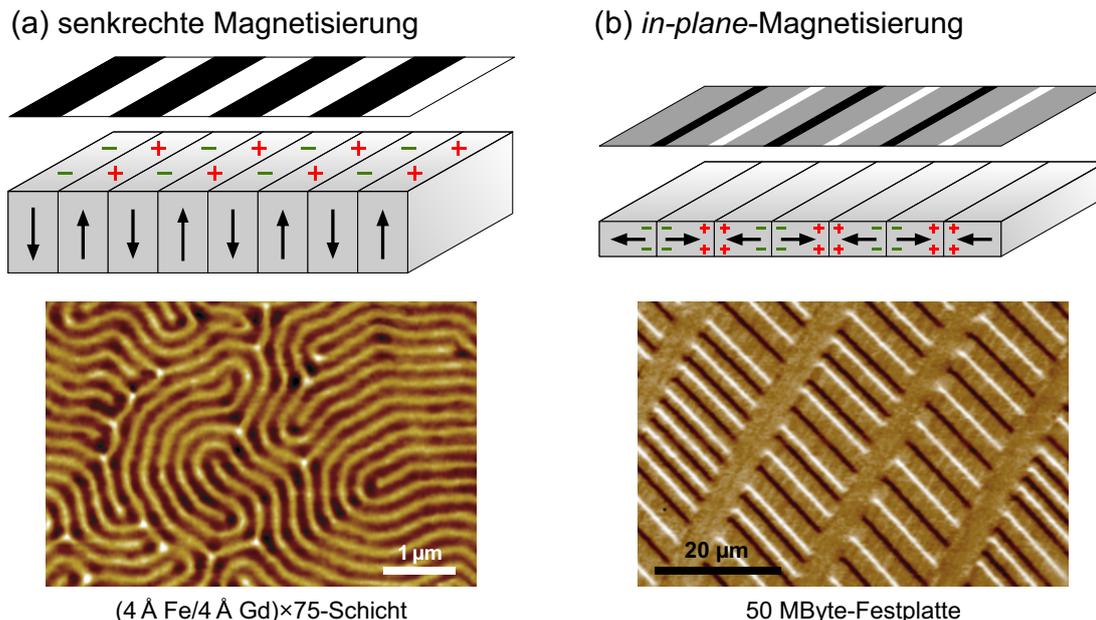


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der Ladungsverteilung für den Fall einer senkrechten Magnetisierung, in der nur Oberflächenladungen auftreten (a), und einer alternierenden *in-plane*-Magnetisierung, bei der nur Volumenladungen entstehen. Die MFM-Aufnahmen zeigen Beispiele, die den idealisierten Konfigurationen möglichst nahekommen. So weist die $(4 \text{ \AA Fe}/4 \text{ \AA Gd}) \times 75$ -Schicht eine starke intrinsische *out-of-plane*-Anisotropie auf, die zur Entstehung eines solchen Streifenmusters führt [67]. (Die Magnetisierung steht aber nicht völlig senkrecht in diesen Streifen, was auch daran zu erkennen ist, dass die Ladung an Domänenverzweigungen stärker ist.) Die Magnetisierung entlang der Spuren einer Festplatte entspricht dagegen der *in-plane*-Konfiguration.

Diese konventionelle Form wurde in vielen theoretischen Arbeiten zur Magnetkraftmikroskopie verwendet. Allerdings kann man diese zu einer äquivalenten Form umformen [66]. Dazu wird im zweiten Integral von Gleichung 3.10 analog zu der Herleitung in Abschnitt 1.2.6 das Skalarpotenzial der Sonde $\mathbf{H}_{\text{Spitze}} = -\text{grad } \Phi_{\text{Spitze}}$ eingesetzt und partiell integriert:

$$E_{\text{WW}} = - \int_{\text{Volumen}} \Lambda_{\text{Probe}} \Phi_{\text{Spitze}} dV - \int_{\text{Oberfläche}} \Sigma_{\text{Probe}} \Phi_{\text{Spitze}} dS. \quad (3.11)$$

Man erhält somit einen Ausdruck, der die Wechselwirkung des Sondenpotenzials mit den Volumenladungen $\Lambda_{\text{Probe}} = \text{div } \mathbf{J}_{\text{Probe}}$ und den Oberflächenladungen $\Sigma_{\text{Probe}} = \mathbf{J}_{\text{Probe}} \cdot \mathbf{n}$ der Probe beschreibt. \mathbf{n} ist hierbei wieder der nach außen gerichtete Normalenvektor der Probenoberfläche.

Um nun die mit dem Magnetkraftmikroskop gemessene Kraft bzw. den Kraftgradienten zu erhalten, muss in Gleichung 3.11 lediglich das Skalarpotenzial der

Spitze Φ_{Spitze} durch die erste $\partial\Phi_{\text{Spitze}}/\partial z$ bzw. die zweite Ableitung $\partial^2\Phi_{\text{Spitze}}/\partial z^2$ des Potentials nach der z -Richtung, in die gemessen wird, ersetzt werden.

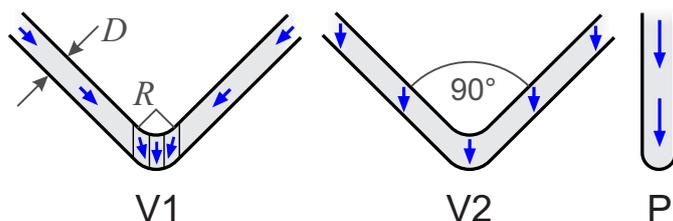
Die Gleichungen 3.10 und 3.11 stellen jeweils eine vollständige Beschreibung der Spitze-Probe-Wechselwirkung dar, bei der sowohl die Magnetisierung der Probe als auch die der Spitze unverändert bleiben. Der Vorteil der zweiten Form (3.11) besteht darin, dass die Wechselwirkung nur durch skalare Größen beschrieben wird. Dies erlaubt eine viel direktere Interpretierbarkeit als in der Formulierung mit vektoriellen Größen: Nach Gleichung 3.11 entspricht ein MFM-Bild einer Faltung der Ladungsverteilung der Probe mit der entsprechenden Spitzenfunktion, d. h. mit der der Messung entsprechenden Ableitung. Man erhält also je nach Grad der Lokalität des Sondenpotentials Φ_{Spitze} ein mehr oder weniger weichgezeichnetes Ladungsmuster der Probe. Daher wird die Magnetkraftmikroskopie auch als Ladungsmikroskopie bezeichnet.

Um den Zusammenhang zwischen der Probenmagnetisierung und dem Ladungsbild zu veranschaulichen, werden zunächst zwei einfache Beispiele betrachtet. Im Fall einer vollständig senkrechten Magnetisierung einer Probe gilt für die Oberflächen gerade $\Sigma_{\text{Probe}} = \mathbf{J}_z$. Also erhält man im MFM-Bild wie in Abb. 3.6 (a) helle und dunkle Bereiche je nach Orientierung der Magnetisierung. Liegt die Magnetisierung dagegen in der Ebene, wie beispielsweise bei den Bits einer herkömmlichen Festplatte in Abb. 3.6 (b), so liegen die magnetischen Volumenladungen genau zwischen den Übergängen der Bits, die damit je nach Orientierung als helle bzw. dunkle Streifen sichtbar sind. In dem homogen magnetisierten Bereich der Bits liegen dagegen keine Ladungen und so erhält man dort auch keinen Kontrast.

3.6 Sondenmodell und Auflösungsvermögen

Zu der Magnetisierung und dem daraus resultierenden Streufeld der MFM-Sonden wurden bislang eine ganze Reihe von theoretischen Untersuchungen angestellt. Dabei wurden unterschiedlich aufwändige und realistische Modelle entwickelt. Das hier vorgestellte Modell [66] basiert auf einer radialsymmetrischen, magnetisch beschichteten Spitzegeometrie, die in Abb. 3.7 als Typ V1 dargestellt ist. Die exakte Magnetisierungskonfiguration der Beschichtung lässt sich experimentell nicht bestimmen, dennoch dürfte der für den Typ V1 angenommene Verlauf, bei dem die Magnetisierung zunächst parallel zur Schichtebene verläuft, um sich

Abbildung 3.7: Schnitte durch verschiedene Modelle von MFM-Spitzen aus [66]. Alle Geometrien sind samt ihrer Magnetisierung rotationssymmetrisch um die Mittelachse.



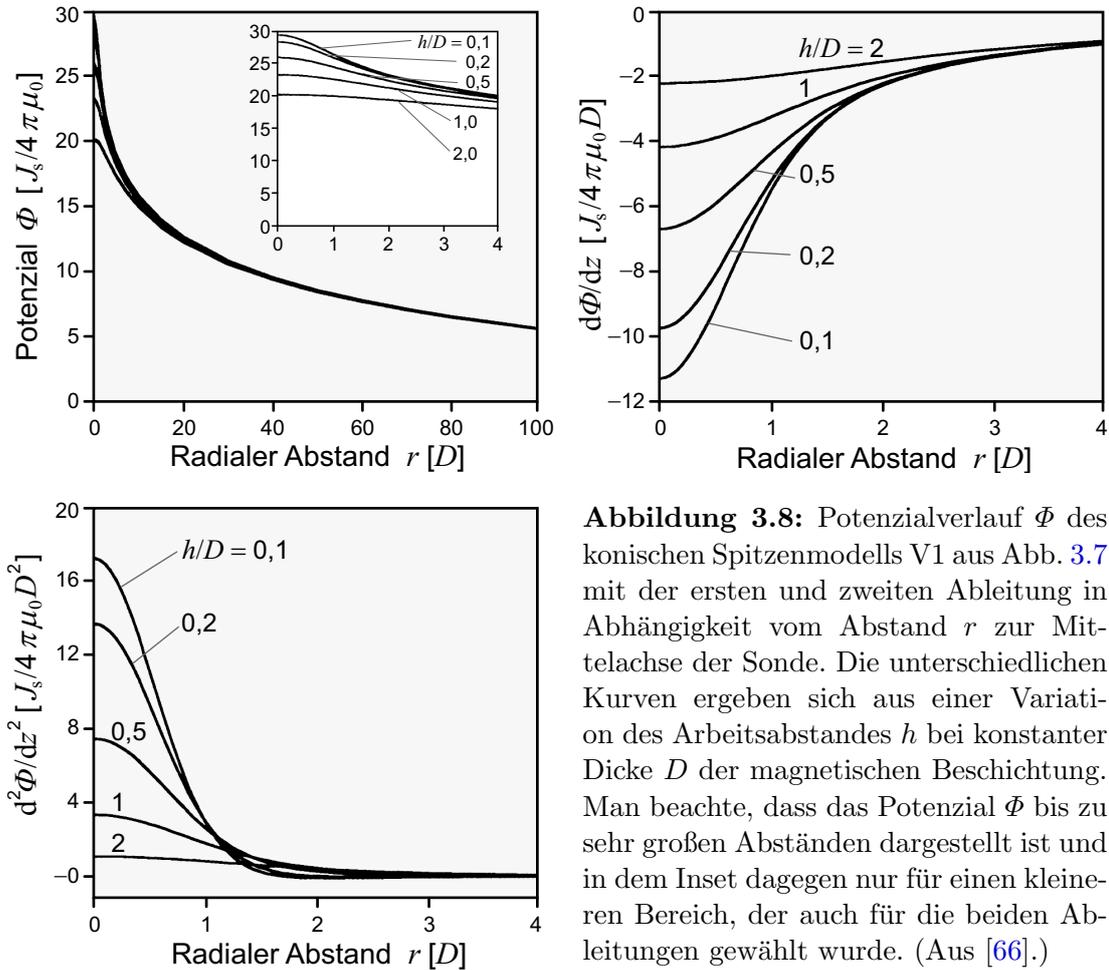


Abbildung 3.8: Potenzialverlauf Φ des konischen Spitzenmodells V1 aus Abb. 3.7 mit der ersten und zweiten Ableitung in Abhängigkeit vom Abstand r zur Mittelachse der Sonde. Die unterschiedlichen Kurven ergeben sich aus einer Variation des Arbeitsabstandes h bei konstanter Dicke D der magnetischen Beschichtung. Man beachte, dass das Potenzial Φ bis zu sehr großen Abständen dargestellt ist und in dem Inset dagegen nur für einen kleineren Bereich, der auch für die beiden Ableitungen gewählt wurde. (Aus [66].)

dann am Spitzenende linear in die Vertikale zu drehen, der Wirklichkeit recht nahekommen. Das magnetische Potenzial des Modells wurde unter Verwendung der *charge sheets*-Methode [68, 69] berechnet und ist in Abb. 3.8 in Abhängigkeit vom Abstand r zur Mittelachse der Spitze dargestellt. Zudem sind die zugehörigen ersten und zweiten Ableitungen nach der z -Koordinate abgebildet, die für die Berechnung der Kraft bzw. des Kraftgradienten benötigt werden. Für die Auflösung der Sonde ist der zentrale Bereich dieser Funktionen ausschlaggebend. Außerhalb dieses Innenbereichs fällt das Potenzial mit zunehmendem Abstand vom Zentrum zunächst mit $r^{-1/2}$ und für größere (nicht dargestellte) Abstände mit r^{-2} . Günstigerweise macht sich die große Reichweite des Potentials kaum im Verlauf seiner Ableitungen bemerkbar. Besonders gering ist der Effekt bei der zweiten Ableitung, die für die dynamische Messmethode ausschlaggebend ist.

Bei den verschiedenen Kurven wurde der Abstand zur Probenoberfläche h variiert. Dabei ist eine starke Abnahme des Potentials mit wachsendem Abstand zu beobachten. In Abb. 3.9 wurde die Halbwertsbreite (FWHM, *full width at half maximum*) der verschiedenen Potenzialableitungen in Abhängigkeit vom Ar-

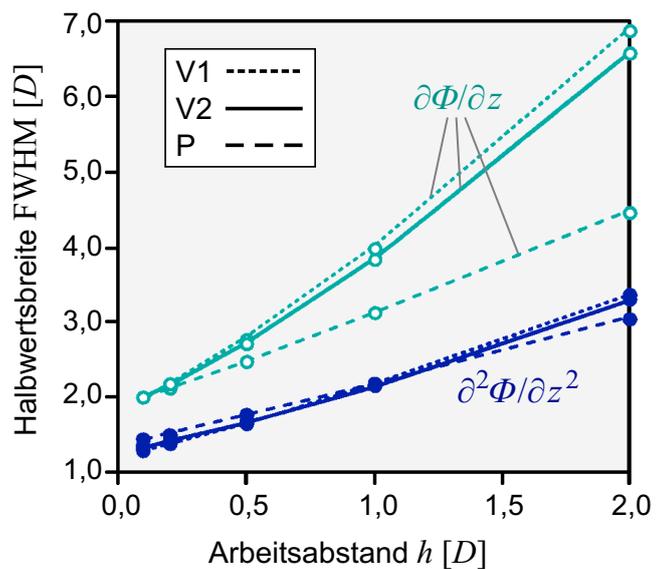
beitsabstand aufgetragen. Dieser Wert eignet sich gut als Maß für die Auflösung, und wie aus dem Diagramm ersichtlich, ist die Halbwertsbreite des Kraftgradienten $\partial^2\Phi/\partial z^2$ deutlich kleiner als die der Kraft $\partial\Phi/\partial z$, weshalb erstere auch eine bessere laterale Auflösung erlaubt.

Interessant sind auch die beiden anderen Sondenformen V2 und P aus Abb. 3.7, die von den Autoren zum Vergleich untersucht wurden. Bei dem ersten Vergleichstyp V2 ist die Geometrie identisch zu V1, nur wurde angenommen, dass die Magnetisierung überall genau parallel zur z -Richtung verläuft. Die zweite nadelförmige Sonde P stellt sozusagen den Idealtyp einer MFM-Spitze dar. Während die unterschiedlichen Magnetisierungen der kegelförmigen Sonden nur kleine Abweichungen bei der Halbwertsbreite bewirken, ist der Vorteil der Nadelform bei der ersten Ableitung besonders für größere Abstände sehr deutlich, bei der zweiten Ableitung aber nur noch marginal.

Nun kann man durch Einsetzen von in der Praxis typischen Werten die Auflösung einer Dünnfilmsonde von Typ V1 bestimmen. Geht man von einer Beschichtungsdicke D von 40 nm aus, so erhält man bei einem idealen Arbeitsabstand von 20 nm eine Halbwertsbreite von 66 nm für die zweite Ableitung des Potentials. Allerdings kann ein so geringer Proben-Sonden-Abstand nur bei sehr glatten Proben verwendet werden. Für die meisten Aufnahmen in dieser Arbeit wurde eine Lifthöhe zwischen 30 nm und 35 nm gewählt; dazu muss man noch einige Nanometer für die nicht magnetischen Abdeckungen der Probe und der Sondenspitze addieren. Damit kann man von einem effektiven Abstand von etwa 40 nm ausgehen, für den man eine Halbwertsbreite von 86 nm für die zweite Ableitung des Potentials erhält, und für die erste Ableitung ergibt sich schon ein Wert von 131 nm.

Allerdings ist natürlich auch die Signalstärke, die mit der Rauschamplitude

Abbildung 3.9: Vergleich der arbeitsabstandsabhängigen Halbwertsbreiten der Potenzialableitungen (FWHM) für die konischen Sondenmodelle V1 und V2 sowie die Nadelform P aus Abb. 3.7. Die Werte für die Halbwertsbreiten und den Arbeitsabstand h zwischen Sonde und Probe sind hier auf die magnetische Schichtdicke D der Sonden normiert. (Aus [66].)



konkurriert, für das Auflösungsvermögen von Bedeutung. In [66] ist zwar kein direkter funktionaler Zusammenhang zwischen der Potenzialstärke und dem Arbeitsabstand h angegeben, wenn man aber die Maxima der Potenzialkurven aus Abb. 3.8 gegen den Arbeitsabstand anträgt, kann leicht eine Funktion angefitzt werden. Für die zweite Ableitung des Potenzials der Sonde V1 erhält man damit folgenden exponentiellen Abfall mit zunehmendem Arbeitsabstand:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}(r=0) \approx 20 e^{-2,25 h} + 1. \quad (3.12)$$

Der Verlauf der zweiten Ableitung des Potenzials lässt sich gut durch eine Gaußsche Glockenkurve mit gleicher Halbwertsbreite nähern. Damit lässt sich eine MFM-Aufnahme mit Kraftgradientendetektion leicht durch eine Faltung der Ladungsverteilung mit eben einer solchen Gaußschen Glockenkurve simulieren. Auf diese Weise wurden die simulierten MFM-Aufnahmen in Abb. 3.10 erzeugt. Um das Auflösungsvermögen zu verdeutlichen, wurde eine Testkonfiguration (a) aus verschiedenen einzelnen und doppelten Linien mit Breiten von 10 nm bis 100 nm und zwei Streifengitter mit 50 nm bzw. 100 nm breiten Linien verwendet. Für die Faltung (b) wurde eine Halbwertsbreite von 86 nm gewählt. Da der Kontrast durch den ausschmierenden Effekt der gaußförmigen Sondenfunktion stark abnimmt, ist das simulierte MFM-Bild zusätzlich noch stark kontrastverstärkt (c). An dem Faltungsbild kann man leicht erkennen, dass der

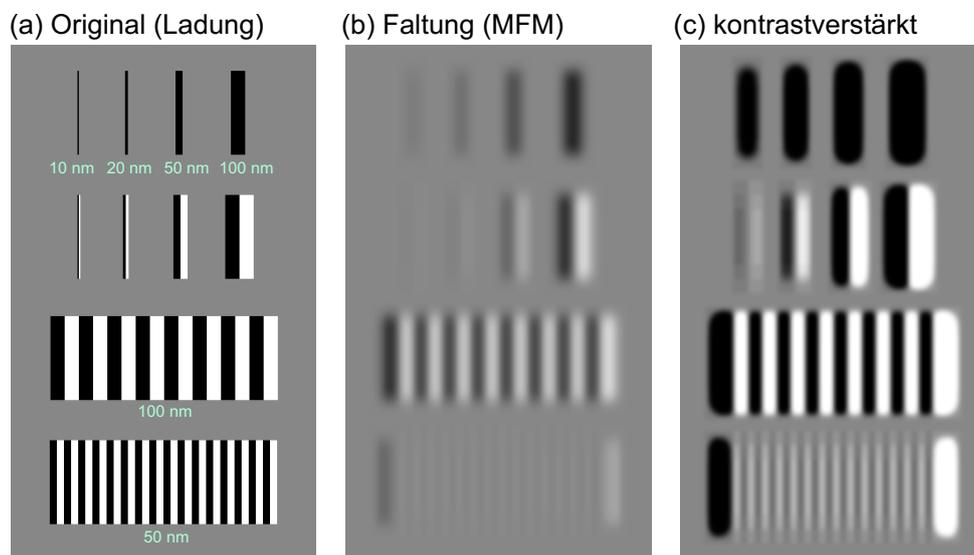


Abbildung 3.10: Das bei der Magnetkraftmikroskopie einer Ladungsverteilung entsprechende Testmuster (a) wird mit einer Gaußschen Glockenkurve mit einer Halbwertsbreite von 86 nm, die einer typischen Sondenfunktion im Kraftgradientenmodus entspricht, gefaltet (b). Da gerade bei den feinen Strukturen der Kontrast stark abgenommen hat, wird dieses Faltungsergebnis noch kontrastverstärkt (c).

Kontrast einer Struktur um so größer ist, je isolierter diese liegt. So ist die aus zwei 10 nm breiten Streifen bestehende Doppellinie auch nach der Kontrastverstärkung kaum mehr zu erkennen, während die einzelne 10 nm breite Linie einen breiten Streifen verursacht. Umgekehrt verhält es sich dagegen mit der lateralen Verbreiterung der Streifen, die bei den Einzellinien besonders stark ist und entlang der Streifenmuster natürlich gar nicht möglich ist.

3.7 Klassifikation der Kontrastphänomene

Bei der Magnetkraftmikroskopie kommen aufgrund unterschiedlich starker Wechselwirkungen zwischen der Sonde und der Probe verschiedene Kontrastphänomene vor, die sich in drei Bereiche einteilen lassen, die als Ladungs-, Suszeptibilitäts- und Hysterese Kontrast bezeichnet werden.

3.7.1 Ladungskontrast

Im Fall vernachlässigbarer gegenseitiger Beeinflussung von Sonde und Probe entspricht der MFM-Kontrast, wie in Abschnitt 3.5 beschrieben und anhand einfacher Beispiele illustriert, der Ladungsverteilung in der magnetischen Probe. Bei Dünnschichtelementen mit in der Ebene verlaufender, geschlossener Magnetisierung ist die Kontrastentstehung weniger offensichtlich. Die magnetischen Ladungen sind hier geringer und treten vor allem an den geladenen Néelwänden auf. Der Zusammenhang zwischen der Magnetisierung, deren Ladungsverteilung und dem daraus resultierenden MFM-Bild kann mithilfe von mikromagnetischen Simulationen verdeutlicht werden. So zeigt Abb. 3.11 die für ein 25 nm dickes Fe(001)-Quadrat mit 1,5 μm Kantenlänge simulierte Landau-Konfiguration (a) und die mit dieser verbundene Ladungsverteilung (b). Aus der zweidimensionalen Ladungsverteilung lässt sich nun, wie in Abschnitt 3.6 gezeigt, durch eine

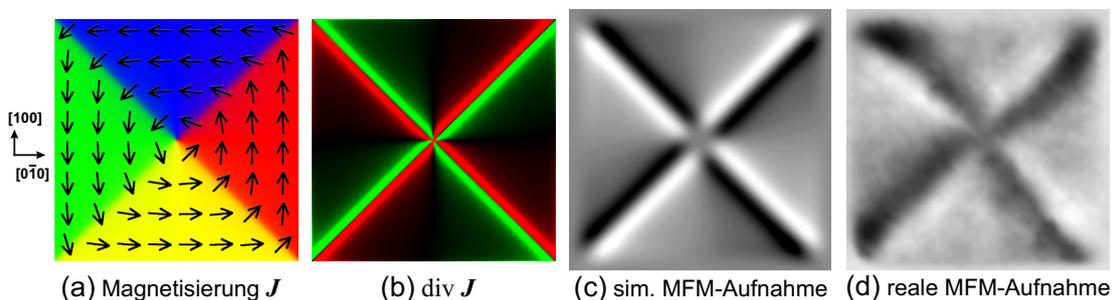


Abbildung 3.11: Simulierte Magnetisierung eines 25 nm dicken Fe(001)-Quadrats mit einer Seitenlänge von 1,5 μm (a). Aus der Simulation erhält man die Ladungsverteilung (b), aus der man wiederum ein simuliertes MFM-Bild (c) erzeugen kann, welches gut mit der realen Aufnahme (d) übereinstimmt.

Faltung mit einer gaußförmigen Sondenfunktion ein einfaches, idealisiertes MFM-Bild (c) erzeugen¹. Ein Vergleich dieses Simulationsergebnisses mit einer realen MFM-Aufnahme (d) zeigt eine hohe Übereinstimmung und bestätigt somit das Modell der Ladungsmikroskopie. Man beachte hier vor allem die vergleichbaren Wandbreiten und die Verschmelzung des Kontrastes im Zentrum des Elements.

Es wurden auch vollständige Simulationen des MFM-Bildaufnahmeprozesses erstellt, die auch den Einfluss der Sonde auf die Probenmagnetisierung unter Beachtung der Rasterbewegung erfassten [70, 71]. Hierbei konnte zum einen gezeigt werden, dass ein schwaches Streufeld der Spitze nur zu einer vernachlässigbaren Beeinflussung der Probe führt und das resultierende MFM-Bild dem Ladungsbild entspricht [66]. Bei stärkeren Streufeldern werden reversible Veränderungen wie Verschiebungen der Wände beobachtet. Auf diesen Effekt kann auch die leichte Verbiegung der Wände in der realen MFM-Aufnahme aus Abb. 3.11 (d) zurückgeführt werden.

3.7.2 Suszeptibilitätskontrast

Die magnetischen Ladungen können weder in der Spitze noch in der Probe als absolut fix angesehen werden. Somit kommt es bei einer moderaten Wechselwirkung zu reversiblen Änderungen der Magnetisierung sowohl in der Probe als auch der Spitze, die zu einer zusätzlichen attraktiven Kraft führen. Dies ist vergleichbar mit der Anziehung zwischen einem Permanentmagneten und einem weichmagnetischen Körper. Dieser zusätzliche Suszeptibilitätskontrast kann von dem Ladungskontrast getrennt werden [73, 74, 75]. Dazu muss die gleiche Probenstelle jeweils mit unterschiedlich orientierter Sondenmagnetisierung aufgenommen werden. Addiert man die beiden Aufnahmen, so fällt der Ladungskontrast gerade heraus und man erhält eine Karte der lokalen Suszeptibilität der Probe. Will man dagegen den ungestörten Ladungskontrast bekommen, so muss man die Bilder voneinander subtrahieren.

Diese Methode wurde bei der Untersuchung von elektrolytisch abgeschiedenen Permalloy-Säulen angewandt. Diese Säulen stehen senkrecht auf der Substratoberfläche und sind noch in die Lack-Matrix, die zu ihrer Herstellung benötigt wird, eingebettet. Wie in den MFM-Aufnahmen von Abb. 3.12 (a) und (b) zu sehen, sind die Säulen statistisch entweder parallel oder anti-parallel zur z -Richtung magnetisiert. Da die Teilchen aber eine hohe Suszeptibilität aufweisen, überdeckt der daraus resultierende Kontrast den Ladungskontrast der entgegen der Son-

¹Der in dieser Arbeit verwendete *LLG Micromagnetics Simulator* bietet zwar die Möglichkeit, aus einer Magnetisierungskonfiguration ein MFM-Bild zu berechnen, jedoch erhält man dies lediglich für den Bereich des Simulationsvolumens. Obwohl die Berechnung sehr lange dauert, wird offenbar lediglich eine Faltung der dreidimensionalen Ladungsverteilung mit einer unbekanntem Sondenfunktion ausgeführt. Da sich Resultate des Simulationsprogramms und der Faltung mit der einfachen zweidimensionalen Ladungsverteilung praktisch nicht unterscheiden, wurde hier das letztere Verfahren wegen seiner Vorzüge verwendet.

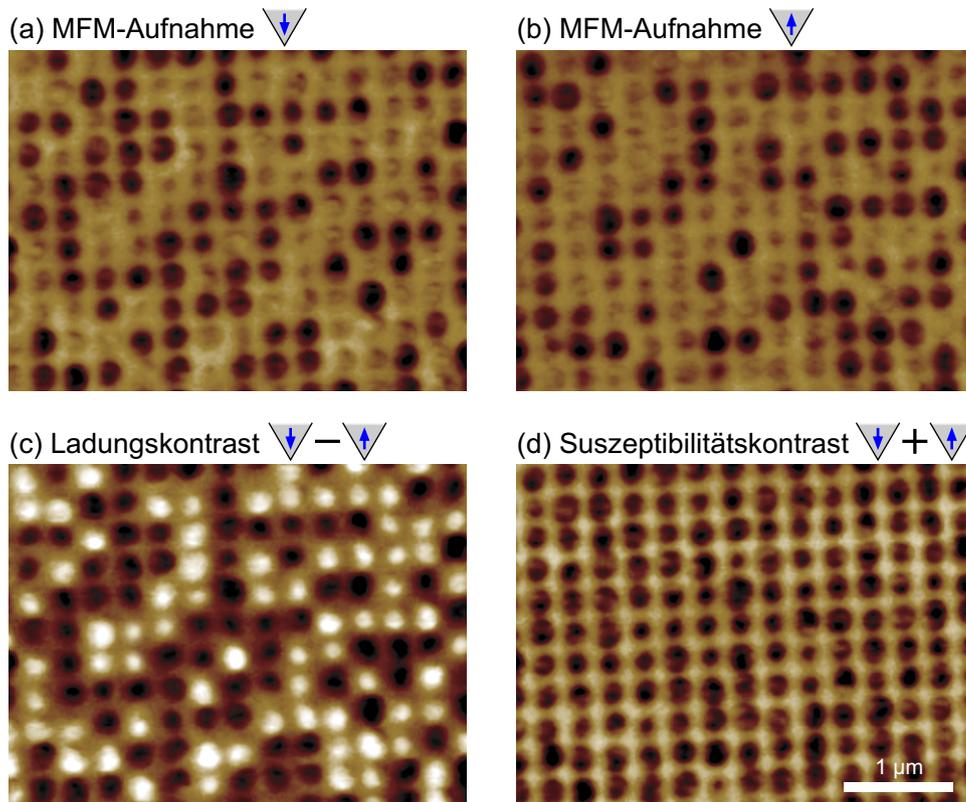


Abbildung 3.12: MFM-Aufnahmen mit unterschiedlicher Sondenmagnetisierung \downarrow (a) und \uparrow (b) von elektrolytisch abgeschiedenen 350 nm hohen Permalloy-Säulen mit einem Durchmesser von 140 nm [72]. Die senkrecht auf der Substratoberfläche stehenden Teilchen sind noch in die zu deren Herstellung notwendige PMMA-Lack-Matrix eingebettet, wodurch die Topographie der Probe nahezu eben ist. Aus der Differenz ($\downarrow - \uparrow$) der beiden MFM-Aufnahmen erhält man ein reines Ladungsbild (c), wohingegen die Summe ($\downarrow + \uparrow$) die starke Suszeptibilität in allen Teilchen zeigt (d).

denmagnetisierung orientierten Säulen. Wenn nun aber die beiden MFM-Bilder (a) und (b) voneinander abgezogen werden, erhält man ein ausgewogenes Ladungsbild mit hellen und dunklen Punkten. Die Summe dagegen zeigt eine starke Suszeptibilität in allen Teilchen.

3.7.3 Hysteresekontrast

Bei einer sehr starken Wechselwirkung kommt es zu irreversiblen Veränderungen in der Magnetisierung der Probe oder der Sonde. Diese Effekte führen in der Regel zu einer deutlichen Kontrastveränderung von einer Scanzeile auf die nächste. So kann man in seltenen Fällen eine totale Kontrastumkehr durch ein Umklappen der Spitzenmagnetisierung beobachten. In der Regel kommt es aber zu Veränderungen in der Probenmagnetisierung, wie die MFM-Aufnahmen in Abb. 3.13

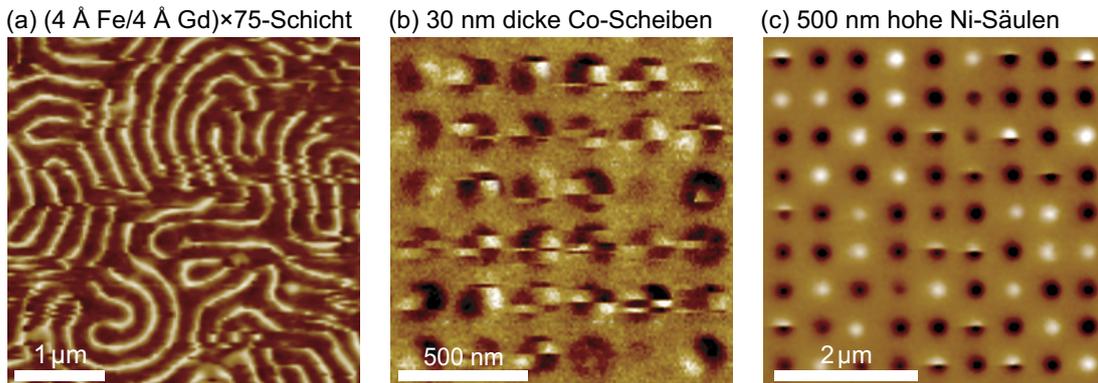


Abbildung 3.13: Die MFM-Aufnahme (a) zeigt die gleiche Probe wie in Abb. 3.6 (a). Hier wurde jedoch eine MFM-Spitze mit einem stärkeren Streufeld verwendet, die in manchen Scanzeilen eine unerwünschte Verschiebung der Domänen bewirkt. Bei den meist eindomänigen Co-Scheiben mit einem Durchmesser von 110 nm (b) beobachtet man hier ein größtenteils reproduzierbares Umklappen der Magnetisierung unter dem Einfluss der MFM-Sonde [76]. Die senkrecht stehenden, elektrolytisch abgeschiedenen Ni-Säulen (c) schalten hier dagegen erst mit einem zusätzlich angelegten senkrechten Magnetfeld [76].

zeigen. So kann es zu Verschiebungen von Wänden oder Domänen kommen (a) oder auch zur völligen Ummagnetisierung eines kleinen Teilchens wie in (b) und (c). Normalerweise will man solche Effekte, selbst wenn sie reproduzierbar sind, vermeiden, da sie die Beobachtung erheblich stören.

3.8 Experimenteller Aufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde, wie schon erwähnt, ein kommerzielles Rasterkraftmikroskop der Firma *Digital Instruments (DI)* verwendet. Dieses System besteht aus einem *MultimodeTM*-AFM/MFM in nicht magnetischer Ausführung mit einer *Nanoscope[®] IIIa* Steuerelektronik und *ExtenderTM*-Erweiterung, die für Phasendetektion und Frequenzmodulation benötigt wird. Mit dem vorhandenen Scanner kann eine Fläche von maximal $125 \mu\text{m} \times 125 \mu\text{m}$ aufgenommen werden.

Um das Mikroskop von äußeren mechanischen Schwingungen zu isolieren, stand ein spezieller Tisch von *Newport* zur Verfügung, der mit einer Luftdämpfung ausgestattet ist.

Für MFM-Messungen in einem externen *in-plane*-Magnetfeld kann der Messkopf des AFM in einen Elektromagneten mit Eisenkern platziert werden. Mit einer regelbaren Stromquelle konnte bei einem maximalen Spulenstrom vom 24 A am Probenort ein Feld von 433 mT (345 kA/m) erreicht werden. Mit einer speziellen Luftspule für Messungen mit *out-of-plane*-Magnetfeld konnte bei gleichem Spulenstrom eine maximale Feldstärke von 110 mT (88 kA/m) angelegt werden.

Kapitel 4

Epitaxie der Eisenschichten

Die in Kapitel 7 untersuchten Mikro- und Nanomagnete wurden aus epitaktisch gewachsenen Eisenschichten präpariert. Unter epitaktischem Wachstum versteht man das einkristalline Wachstum einer Schicht mit einer durch ein einkristallines Substrat vorgegebenen Struktur. Das bei den hier vorliegenden Schichten angewandte Verfahren ist die Molekularstrahlepitaxie (*molecular beam epitaxy*, MBE). Hierbei wird das gewünschte Schichtmaterial thermisch aus speziellen Quellen, die einen sehr homogenen Materialstrahl erzeugen, verdampft. Für das geordnete Kristallwachstum auf dem Substrat sind sehr niedrige Depositionsraten in der Größenordnung von nur einer Monolage (ML) pro Minute notwendig. Um möglichst jede Kontamination durch Fremdatome zu vermeiden, findet der gesamte Prozess in einer Ultrahochvakuum-Anlage mit einem Restgasdruck von unter $4 \cdot 10^{-9}$ mbar statt. Das Schichtwachstum selbst wird *in situ* mit der Beugung streifend einfallender, hochenergetischer Elektronen an der Probenoberfläche (*reflection high energy electron diffraction*, RHEED) kontrolliert.

Um ein Material auf einem anderen epitaktisch aufwachsen zu können, müssen mehrere Bedingungen erfüllt sein. Zunächst müssen die Oberflächenenergien der Materialien groß genug sein, damit die Anordnung des Adsorbats von dem Substrat vorgegeben wird. Zudem darf es nur eine energetisch günstige Orientierung geben, um keine polykristalline Schicht zu erhalten. In Abhängigkeit von den jeweiligen Oberflächenenergien und der Abweichung der Kristallstruktur der beiden Materialien kommt es dann zu einem mehr oder weniger lagenweisen Wachstum. Die Gitterkonstanten und Kristallsymmetrien von Adsorbat und Substrat dürfen allerdings nicht zu stark voneinander abweichen. Die relative Abweichung der beiden Gitterkonstanten a gibt man durch den Gitterfehlpass

$$\eta = \frac{a_{\text{Adsorbat}} - a_{\text{Substrat}}}{a_{\text{Substrat}}} \quad (4.1)$$

an. Wenn die Schicht trotz eines, bei unterschiedlichen Materialien unvermeidlichen, Gitterfehlpasses nicht mit der eigenen, sondern mit der Gitterkonstante des Substrats aufwächst, spricht man von pseudomorphem Wachstum. Im Allgemei-

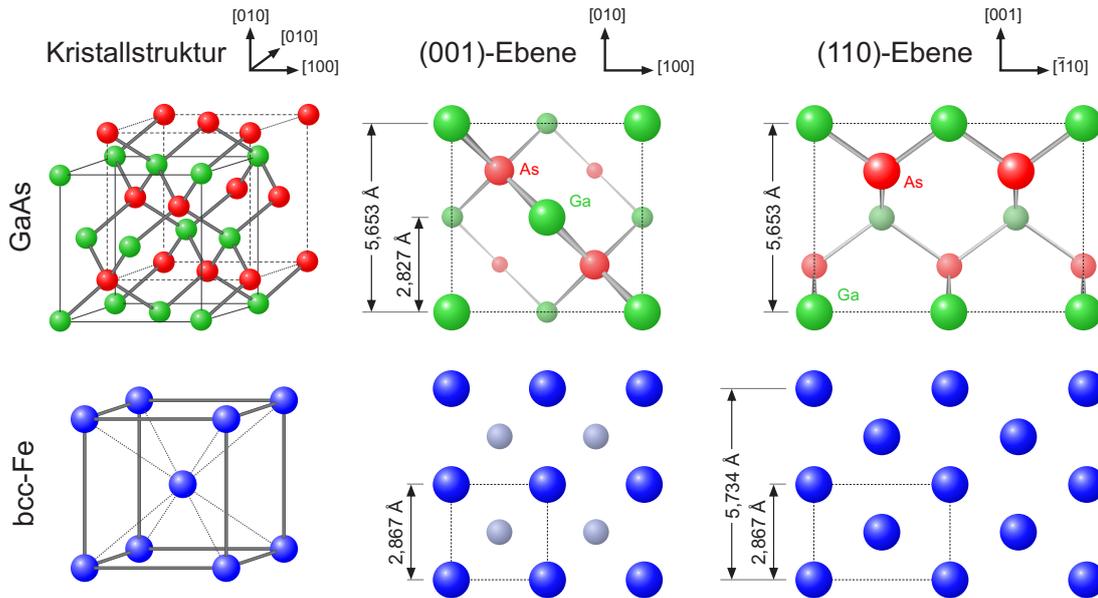


Abbildung 4.1: Gegenüberstellung der Kristallstruktur von GaAs und bcc-Fe sowie deren Atomordnung für die (001)- und die (110)-Ebene. Bei dem Blick auf die Ebenen sind die sichtbaren, tiefer liegenden Atome kleiner dargestellt. Bei dem Blick auf die GaAs(001)-Ebene sind vier Lagen sichtbar und bei der GaAs(110)- und der Fe(001)-Ebene jeweils zwei.

nen werden die dabei auftretenden Verspannungen mit zunehmender Schichtdicke durch den Einbau von Anpassungsversetzungen abgebaut, bis das aufgewachsene Material schließlich die eigene Gitterkonstante erreicht hat.

Die Einheitszelle des hier untersuchten kubisch raumzentrierten Eisens (body centered cubic, bcc) hat eine Gitterkonstante von 2,867 Å und passt damit fast zweimal in die Gitterkonstante der Zinkblendestruktur des GaAs von 5,653 Å. Daher wird die Gitterstruktur des Eisens bei der Epitaxie geringfügig komprimiert und es ergibt sich ein *in-plane*-Gitterfehlpas von $-1,41\%$. Die Atomordnung in den Netzebenen ist in Abb. 4.1 für GaAs und bcc-Fe für die (001)- und die (110)-Ebenen dargestellt. Der Netzebenenabstand der Fe(001)-Monolagen (ML) beträgt 1,43 Å und derjenige der Fe(110)-Monolagen 2,02 Å.

Die Eigenschaften der epitaktischen Schicht werden aber nicht nur durch die Art und Orientierung des Substrats bestimmt, sondern auch durch dessen Oberflächenbeschaffenheit. So sollte das Substrat frei von Fremdatomen sein und eine möglichst geringe Rauigkeit aufweisen. Letztere kann durch die Reduktion von Grenzflächenbeiträgen auch die magnetischen Eigenschaften, insbesondere die Anisotropie der aufgewachsenen Schicht beeinflussen [77]. Daher ist die Vorbehandlung des Substrats ein entscheidender Schritt. Die in dieser Arbeit verwendeten Eisenschichten wurden auf GaAs(001)- bzw. GaAs(110)-Wafer gewachsen. Deren Oberfläche wurde vor der Epitaxie von der vorhandenen Oxidschicht

und anderen chemischen Adsorbaten befreit. Diese Vorbehandlung bestand hier aus einem einstündigen Tempersschritt bei 600 °C, gefolgt von 20 bis 30 Minuten Ar-Ionen-Sputtern (1 μ A, 500 eV, unter einem Winkel von 45°) und einem abschließenden einstündigen Tempern bei ebenfalls 600 °C, um Defekte auszuheilen [78].

Diese Vorbehandlung führt nicht nur zu einer Reinigung und Glättung der Oberfläche, sondern bestimmt auch deren chemische Struktur. Aus dem Bestreben, an der Oberfläche einen ladungsneutralen Zustand mit abgesättigten Bindungen einzustellen, entsteht eine Rekonstruktion der Oberfläche, also eine periodische Überstruktur. So bildet sich bei den GaAs(001)-Substraten eine Pseudo-(4 \times 6)-Rekonstruktion¹, die einer Koexistenz von (6 \times 6)- und (4 \times 2)-Rekonstruktionsdomänen entspricht [79]. Die GaAs(110)-Oberflächen zeigen hingegen keine Rekonstruktion [78]. Beide Oberflächen sind jedoch galliumterminiert, sie schließen also mit einer, wie in Abb. 4.1 dargestellten, galliumreichen Gitterebene ab, da bei den hohen Temperaturen der Vorbehandlung das Arsen leichter desorbiert.

Um nun bei geeigneten Voraussetzungen ein möglichst lagenweises Wachstum zu erzielen, müssen sich alle Adatome durch Oberflächendiffusion so anordnen können, dass das Schichtsystem den energetisch günstigsten Zustand einnimmt. Dieses Schichtwachstum kann durch eine ausreichend hohe Substrattemperatur und entsprechend geringe Depositionsrate erreicht werden. Tatsächlich wurden in früheren Arbeiten relativ hohe Wachstumstemperaturen von über 150 °C angewandt, um nach dem damaligen Wissenstand die geringsten Rauigkeiten von Fe-Schichten auf GaAs zu erzielen [80]. Allerdings ergaben Magnetisierungsmessungen an solchen Proben gegenüber massivem Eisen deutlich reduzierte mittlere magnetische Momente [81]. Als Ursache hierfür konnte eine Interdiffusion von Substrat und Adsorbat über mehrere 10 ML ausgemacht werden [82]. Durch eine Reduktion der Wachstumstemperatur auf Zimmertemperatur und die Verwendung von galliumterminierten GaAs-Oberflächen konnte dieser Effekt jedoch völlig vermieden werden [83].

Nach dem Wachstum der ferromagnetischen Schicht wird diese noch mit einer etwa 20 ML dicken epitaktischen Goldschicht überwachsen. Somit ist die Probe auch für weitere *ex-situ*-Untersuchungen vor Oxidation geschützt.

4.1 Bestimmung der *in-plane*-Anisotropie

Für die Bestimmung der intrinsischen *in-plane*-Anisotropie einer dünnen Schicht kann man meist davon ausgehen, dass die Magnetisierung aufgrund der Streufeldenergie nur innerhalb der Ebene liegt und bei ausreichender Ausdehnung kaum von deren Form abhängt.

¹Der Name rührt daher, dass das RHEED-Muster einer echten (4 \times 6)-Rekonstruktion entspricht.

Am naheliegendsten ist es, Magnetisierungskurven entlang verschiedener Richtungen φ aufzunehmen und die jeweilige Magnetisierungsarbeitsdichte

$$w_{\text{mag}} = \int_0^{J_s} H \, dJ, \quad (4.2)$$

die zur Sättigung des entmagnetisierten Zustands benötigt wird, zu bestimmen. Diese entspricht bei einer geschlossenen, also hysteresefreien Magnetisierungskurve der Fläche zwischen der Ordinate, der Linie $J = J_s$ und der Magnetisierungskurve selbst. Ist die Ummagnetisierung mit einer Hysterese verbunden, so kann eine Gleichgewichtskurve aus einer Mittelung über die beiden Äste zur Integration herangezogen werden. Trägt man nun diese experimentell ermittelten Werte der Magnetisierungsarbeit in einem Polardiagramm gegen den Winkel φ an, so erhält man sofort einen guten Überblick über die Symmetrie der vorhandenen Anisotropie (vgl. Abb. 4.2). Durch Anpassen eines geeigneten Ansatzes für die *in-plane*-Anisotropieenergiedichte an diesen Verlauf kann man schließlich die Anisotropiekonstanten bestimmen. Da eine völlige Sättigung in eine beliebige Richtung φ im Allgemeinen jedoch nur asymptotisch für $H \rightarrow \infty$ erreicht wird, entsteht bei der Ermittlung der Magnetisierungsarbeit immer ein Fehler, der in der Regel zu einer Unterschätzung der Anisotropiekonstanten führt [84].

Eine andere Möglichkeit ist die direkte Anpassung einer analytischen Funktion an die Ummagnetisierungskurve, die die Anisotropiekonstanten als Fitparameter enthält. Eine Voraussetzung dafür ist, dass die Magnetisierung \mathbf{J} in der gesamten Probe homogen ist und jede Magnetisierungsänderung einer kohärenten Drehung von \mathbf{J} entspricht.² Die hier ermittelten Anisotropiekonstanten sind effektive Werte, die auf verschiedenen mikroskopischen Ursache beruhen können. Der Ansatz für die Anisotropieenergiedichte der Fe(001)-Schichten muss neben dem vierzähligen Anisotropiebeitrag aus Gleichung 1.6 auch eine uniaxiale Komponente mit der leichten Achse in die [110]-Richtung enthalten, wie in Kapitel 4.2 noch erläutert wird. Um die Darstellung zu vereinfachen, ersetzt man den Winkel φ zur [100]-Achse durch den Winkel $\psi = \varphi + \frac{\pi}{4}$ zur $[1\bar{1}0]$ -Achse (siehe auch Abb. 1.2) und erhält somit folgenden Ausdruck:

$$e_{\text{an, Fe(001)}}(\psi) = e_{K_1}^{\text{eff}} + e_{\text{u}}^{\text{eff}} = \frac{1}{4} K_1^{\text{eff}} \cos^2(2\psi) + K_{\text{u}}^{\text{eff}} \cos^2(\psi). \quad (4.3)$$

Nun liefert auch noch die Zeeman-Energie der Magnetisierung im äußeren Feld H

²In den ausgedehnten Filmen wird die Ummagnetisierung auch unter Bildung von Domänen ablaufen, jedoch geht man hier davon aus, dass zum einen die Domänenwände gegenüber der Fläche der Domänen zu vernachlässigen sind. Zum anderen wird angenommen, dass bei einer Ummagnetisierung entlang der schweren Achse die Magnetisierung in den einzelnen Domänen kohärent dreht. Da man nur die Projektion der Magnetisierung auf die Feldrichtung misst, ist die Richtung der Drehung in den einzelnen Domänen irrelevant.

einen Beitrag zu der Gesamtenergiedichte:

$$\begin{aligned} e(\psi) &= e_{K_1}^{\text{eff}} + e_{\text{u}}^{\text{eff}} + e_{\text{zeeman}} \\ &= \frac{1}{4} K_1^{\text{eff}} \cos^2(2\psi) + K_{\text{u}}^{\text{eff}} \cos^2(\psi) - J_{\text{s}} H \cos(\psi - \alpha). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Dabei ist α der Winkel zwischen der Richtung des äußeren Feldes H und der $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Achse, und da die Ummagnetisierung in die schwere Richtung der uniaxialen Komponente durchgeführt wird, ist $\alpha = 0^\circ$ zu setzen. Nun wird sich die Magnetisierung für jeden Feldwert so einstellen, dass die Energiedichte $e(\psi)$ minimal wird, also gilt:

$$\frac{de(\psi)}{d\psi} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d^2e(\psi)}{d\psi^2} > 0. \quad (4.5)$$

Löst man nun die erste Ableitung nach H auf, so erhält man eine Funktion $H(m)$, wobei $m = \cos\psi$ die auf die Feldrichtung projizierte, normierte Magnetisierungsrichtung $\mathbf{m} = \mathbf{J}/J_{\text{s}}$ ist:

$$H(m) = \frac{2 K_1^{\text{eff}}}{J_{\text{s}}} (2m^3 - m) + \frac{2 K_{\text{u}}^{\text{eff}}}{J_{\text{s}}} m. \quad (4.6)$$

Falls die beiden Anisotropiekonstanten der Beziehung $K_{\text{u}}^{\text{eff}} \leq K_1^{\text{eff}} \leq -\frac{1}{5} K_{\text{u}}^{\text{eff}}$ gehorchen, ist die Funktion $H(m)$ im Bereich $-1 < m < 1$ streng monoton steigend und umkehrbar, andernfalls treten in der Magnetisierungskurve Sprünge auf. Aus einer geeigneten Anpassung der experimentellen Kurve kann man schließlich $K_{\text{u}}^{\text{eff}}$ und K_1^{eff} ermitteln.

4.2 Fe(001) auf GaAs(001)

Die in dieser Arbeit verwendeten Fe(001)-Schichten wurden von M. Zölfl bei Raumtemperatur in der Metall-MBE-Anlage der Arbeitsgruppe G. Bayreuther [84] hergestellt. Da die Präparation dabei dem am Anfang des Kapitels kurz beschriebenen, zuvor entwickelten Verfahren [83] folgte, lassen sich die dort ermittelten Anisotropien im Wesentlichen auf hier übertragen.

Die Abb. 4.2 zeigt Polarplots der Magnetisierungsarbeit unterschiedlich dicker Fe(001)-Proben, die sich aus einer Flächenauswertung von Ummagnetisierungskurven ergaben. Diese Messungen wurden bei Raumtemperatur durchgeführt und zeigen für die dickeren Schichten eine vierzählige Anisotropie, wie sie für Eisen zu erwarten ist. Allerdings ist die Magnetisierungsarbeit in die schwere $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung größer als in die schwere $[110]$ -Richtung. Dieser Unterschied nimmt mit abnehmender Schichtdicke zu, bis eine rein uniaxiale Anisotropie mit einer leichten $[110]$ -Achse vorliegt. Daher wurde in die Formel 4.4 für die Anisotropieenergiedichte $e_{\text{an, Fe(001)}}(\psi)$ ein geeigneter uniaxialer Beitrag aufgenommen. Die genauen Anisotropiekonstanten wurden durch Anfitten einer analytischen Ummagnetisierungskurve an die Messdaten ermittelt und sind in Abb. 4.3 gegen die reziproke

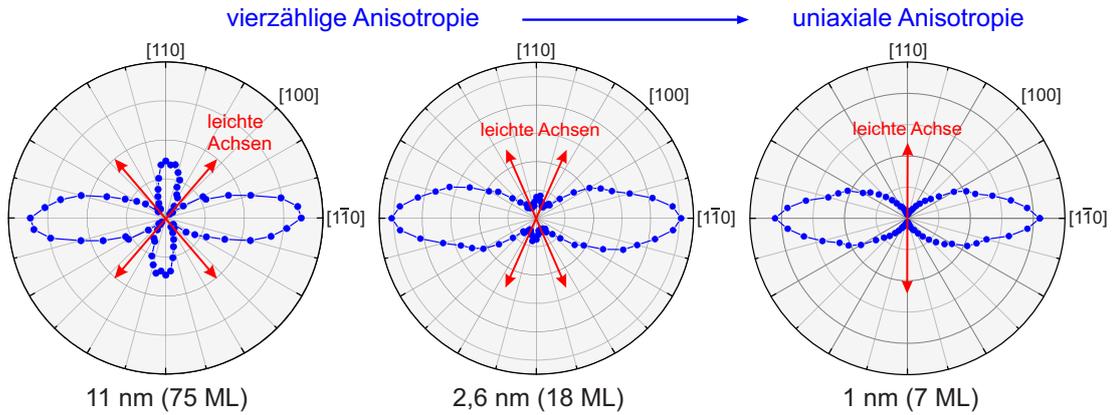


Abbildung 4.2: Die *in-plane*-Richtungsabhängigkeit der Ummagnetisierungsarbeit verschieden dicker Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) spiegelt die Symmetrie deren intrinsischer Anisotropien wieder. Die Messungen wurden mit einem AGM (*alternating gradient magnetometer*) bei Raumtemperatur durchgeführt [85].

Schichtdicke angetragen. Zum einen macht das Diagramm deutlich, dass die uniaxiale Komponente für große Dicken verschwindet. Zum anderen kann man die Schichtdicke des Reorientierungsübergangs von der vierzähligen zu der uniaxialen Anisotropie aus dem Schnittpunkt der beiden Geraden ablesen, also zu etwa 20 ML bei $K_1^{\text{eff}} = K_u^{\text{eff}}$. Dies lässt sich leicht zeigen, da die Anisotropieenergiedichte an der Stelle $\psi = 0$ immer einen Extremwert hat, da $\frac{d\epsilon_{\text{an, Fe(001)}}}{d\psi}(0) = 0$ und die zweite Ableitung an dieser Stelle genau dann null ist, wenn $K_1^{\text{eff}} = K_u^{\text{eff}}$. Ansonsten hat die Anisotropieenergiedichte bei $\psi = 0$ ein Maximum, wenn $K_1^{\text{eff}} < K_u^{\text{eff}}$ und ein Minimum wenn $K_1^{\text{eff}} > K_u^{\text{eff}}$.

Die Ursache der uniaxialen Anisotropiekomponente liegt in der Grenzfläche zu dem GaAs-Substrat. Die Anisotropiekonstanten lassen sich analog zur Anisotropieenergiedichte (vgl. Gleichung 1.9) zerlegen:

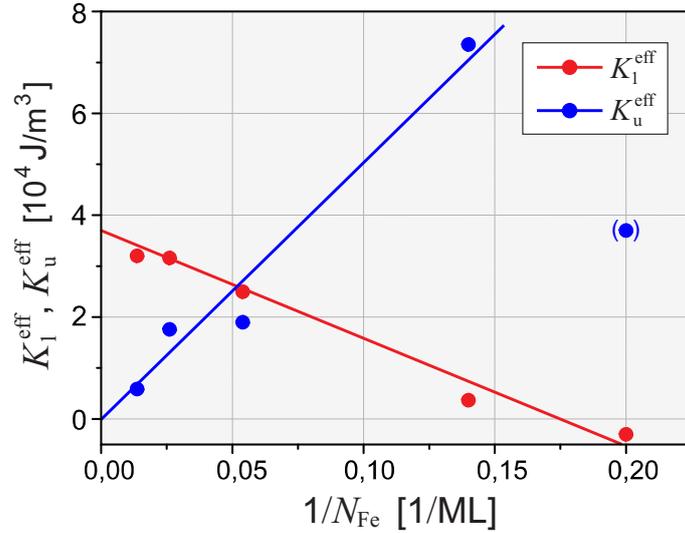
$$K_1^{\text{eff}} = K_1^{\text{vol}} + \frac{K_1^{\text{int}}}{d}, \quad K_u^{\text{eff}} = K_u^{\text{vol}} + \frac{K_u^{\text{int}}}{d}. \quad (4.7)$$

Damit lassen sich aus der Auftragung von Abb. 4.3 die Volumenterme aus den

Komponente	SI-System	cgs-System
K_1^{vol}	$(3,8 \pm 0,2) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$	$(3,8 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$
K_1^{int}	$(-3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$	$(-3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2$
K_u^{vol}	0,0	0,0
K_u^{int}	$(7,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$	$(7,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2$

Tabelle 4.1: Volumen- und Grenzflächenbeiträge zur *in-plane*-Anisotropie von Fe(001) auf GaAs(001) [78].

Abbildung 4.3: Auftragung der effektiven Anisotropiekonstanten K_l^{eff} und K_u^{eff} gegen die reziproke Schichtdicke [85]. Der Messpunkt für die uniaxiale Anisotropie bei 5 ML fällt aus der Reihe, da diese Schichtdicke nur knapp oberhalb des Punktes liegt, ab dem sich ein kontinuierlicher Film ausbildet (Koaleszenz).



Achsenabschnitten der Geraden und die Grenzflächenterme entsprechend aus deren Steigungen bestimmen. Diese Anisotropiebeiträge sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Die uniaxiale *in-plane*-Anisotropie ist ein reiner Grenzflächenbeitrag, dessen mikroskopische Ursache in der zweizähligen strukturellen Symmetrie der (001)-Fläche im Zinkblendegitter des GaAs-Substrat begründet sein dürfte. Es wurde gezeigt, dass keine Abhängigkeit von der Rekonstruktion der GaAs(001)-Oberfläche besteht, und auch Magnetostriktion konnte als Ursache ausgeschlossen werden [79]. Folglich dürfte eine rein elektronische Ursache an der Grenzfläche, wie etwa die gerichteten, ungesättigten Bindungen (*dangling bonds*) zwischen den Fe- und As-Atomen, diese Komponente der Grenzflächenanisotropie verursachen. Während die Grenzfläche zur Goldabdeckung zur uniaxialen Komponente keinen Beitrag liefert, ist bekannt, dass diese eine vierzählige Grenzflächenanisotropie verursacht. Diese addiert sich dann zusammen mit einem Beitrag von der Fe/GaAs-Grenzfläche zu K_l^{int} . Erklärt werden kann dieser Beitrag durch die Brechung der Translationssymmetrie des Fe-Kristalls an den Grenzflächen. Theoretisch kann dieser Effekt mit dem Néelschen Paar-Energiemodell beschrieben werden [20].

4.3 Fe(110) auf GaAs(110)

Auch das Fe(110)-auf-GaAs(110)-System wurde bei Raumtemperatur mit dem am Anfang dieses Kapitels beschriebenen Verfahren gewachsen. Die Abb. 4.4 zeigt den Polarplot der Ummagnetisierungsarbeit einer mit 170 ML (34 nm) relativ dicken Fe(110)-Schicht, wie sie aber für die Herstellung der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Proben verwendet wurde. Ein Vergleich mit der für die (110)-Ebene vom massiven Eisen zu erwartende Anisotropie zeigt, dass auch hier zusätzlich eine uniaxiale Komponente vorliegt, deren schwere Achse in diesem Fall

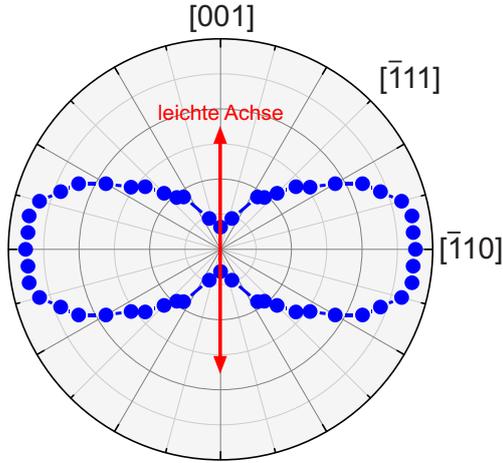


Abbildung 4.4: Aus bei Raumtemperatur durchgeführten AGM-Messungen ermittelte *in-plane*-Richtungsabhängigkeit der Ummagnetisierungsarbeit einer 170 ML (34 nm) dicken Fe(110)-Schicht auf GaAs(110) [78].

parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung verläuft. Damit lässt sich die Anisotropieenergiedichte wie folgt ausdrücken:

$$e_{\text{an, Fe(110)}}(\vartheta) = \frac{1}{4} K_1^{\text{eff}} [\sin^2(2\vartheta) + \sin^4 \vartheta] + K_u^{\text{eff}} \sin^2(\vartheta). \quad (4.8)$$

Auch für dieses System konnten durch Anfitzen analytischer Ummagnetisierungskurven an schichtdickenabhängige Messungen die Anisotropiekonstanten, die in Tabelle 4.2 aufgeführt sind, bestimmt werden. Der Wert für die vierzählige Oberflächenanisotropie ist mit dem Wert der Fe(001)-Schicht vergleichbar und lässt sich analog mit der Symmetriebrechung an der Grenzfläche erklären. Die uniaxiale Anisotropie hingegen unterscheidet sich deutlich. Sie besteht aus einem Oberflächen- und einem Volumenanteil, und anstatt für große Schichtdicken zu verschwinden, erreicht sie bei diesen ihr Maximum. In [78] wurde sie im Wesentlichen auf einen magnetostriktiven Effekt infolge der Gitterverspannung durch das pseudomorphe Wachstum zurückgeführt. Diese Deutung wird zusätzlich durch den experimentellen Nachweis einer dem Gitterfehlpas entsprechenden Verspannung in einer 100 ML dicken Fe(110)-Schicht auf GaAs(110) gestärkt.

Komponente	SI-System	cgs-System
K_1^{vol}	$(3,6 \pm 0,7) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$	$(3,6 \pm 0,7) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$
K_1^{int}	$(-4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-5} \text{ J/m}^2$	$(-4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2$
K_u^{vol}	$(2,7 \pm 0,8) \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$	$(2,7 \pm 0,8) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$
K_u^{int}	$(-1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2$	$(-1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-1} \text{ erg/cm}^2$

Tabelle 4.2: Volumen- und Grenzflächenbeiträge zur *in-plane*-Anisotropie von Fe(110) auf GaAs(110) [78].

Kapitel 5

Probenpräparation

In der Regel wurden die hier untersuchten Mikro- und Nanostrukturen aus zuvor hergestellten, kontinuierlichen, ferromagnetischen Schichten herauspräpariert. Die einzige Ausnahme bilden die Proben, die für die Untersuchungen mit dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) auf freitragenden Si_3N_4 -Membranen strukturiert wurden. Neben den in Kapitel 4 beschriebenen epitaktischen Eisenschichten fanden auch Filme aus polykristallinem Permalloy, einer Legierung aus 81 % Nickel und 19 % Eisen, sowie aus polykristallinem Cobalt Verwendung, die thermisch auf ein GaAs-Substrat aufgedampft wurden. Um qualitativ möglichst hochwertige Schichten zu erhalten, wurden einige Innovationen gegenüber dem bisherigen in der Arbeitsgruppe bestehenden Verfahren eingeführt.

5.1 Vorbehandlung und Schichtherstellung

Alle hier untersuchten Strukturen wurden auf handelsübliches, hochdotiertes und damit leitfähiges GaAs-Substrat präpariert, das zuvor in rund $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ große Stücke gebrochen wurde. Die übliche Vorbehandlung des Substrats, die aus mehreren Reinigungsschritten in Aceton mit einem abschließenden Propanolschritt besteht, musste verbessert werden, da diese noch Reste auf dem Substrat zurücklassen kann, die sogar zu einer Ablösung der gesamten Metallschicht bei einem weiteren Prozessschritt führen können. So wurde nun zuerst ein Reinigungsschritt in kochendem Aceton durchgeführt, gefolgt von einem Bad in kaltem Aceton. Besonders beim Wechsel von dem heißen Aceton in das kalte muss darauf geachtet werden, dass die Probe nicht antrocknet, daher wird diese während des Wechsels immer mit Aceton abgespritzt. Beim letzten Schritt wurde außerdem das Propanol durch Methanol ersetzt, das sich noch besser als Propanol ohne Rückstände von der Substratoberfläche abblasen lässt. Nach diesen Veränderungen traten keine Probleme mehr auf, die auf unerwünschte Verunreinigungen der Substratoberfläche zurückzuführen wären.

Direkt im Anschluss an diese Reinigung wurden die Proben in die Aufdampf- anlage eingebaut, die zum Substrat- und Quellenwechsel vollständig belüftet wer-

den muss. Um einen möglichst geringen Druck in der Anlage zu erreichen, wurde wenigstens sechs Stunden, nach Möglichkeit aber über Nacht abgepumpt. Anschließend wurde mit einer möglichst niedrigen Rate von ca. $0,3 \text{ \AA/s}$ mit einem Elektronenstrahlverdampfer Titan in die Kammer gedampft. Durch die getternende Wirkung des Titans konnte somit ein Druck von bis zu $2 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht werden. Das völlig unmagnetische Titan wurde auch als Haftvermittler zwischen Substrat und magnetischer Schicht verwendet und als 5 nm dicker Film auf die Proben aufgedampft. Die hier verwendeten Ferromagneten Permalloy und Cobalt wurden aus einem stromgeheizten, mit Al_2O_3 beschichteten Wolframschiffchen aufgedampft. Für das Permalloy wurde ein pulverförmiges, vorlegiertes Material verwendet, da dieses sehr gleichmäßig aufschmilzt und damit das stöchiometrische Verhältnis aus Nickel und Eisen erhalten bleibt. Das Cobalt lag in Form relativ großer, zylinderförmiger Pellets vor, die für die Verwendung mit den Schiffchen zunächst mit dem Elektronenstrahlverdampfer (E-Gun) zu kleinen Kugeln aufgeschmolzen werden mussten. Abschließend wurden die Proben noch mit einer 2,5 nm bis 5 nm dicken Titanschicht abgedeckt, um eine spätere Oxidation an Luft zu vermeiden.

5.2 Elektronenstrahl-Lithographie

Die verschiedenen Formen der gewünschten Strukturen wurden mit der Elektronenstrahl-Lithographie (ESL) definiert. Bei diesem Verfahren wird zunächst ein elektronenstrahlempfindlicher Resist auf die Proben aufgeschleudert, wodurch man einen gleichmäßigen Film mit definierter Dicke erhält. Anschließend wird dieser mit dem fokussierten Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops (REM) belichtet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierzu ein REM des Typs *Topcon SM510* mit LaB_6 -Kathode verwendet, mit dem kleinste Strukturgrößen von knapp unter 100 nm erreicht werden können. Die Strahlsteuerung übernahm dabei ein *Sietec Nanobeam* Lithographiesystem, welches selbst wiederum von einer am Lehrstuhl entwickelten Steuersoftware kontrolliert wurde [86]. Schließlich wurde der Resist an den belichteten Stellen mit dem Entwickler Ethylenglycolmonoethylether (ETX) herausgelöst, so dass die geschriebenen Strukturen als Öffnungen in diesem zurückbleiben. Hier wurde für diesen Positivprozess Polymethylmethacrylat (PMMA) als Resist verwendet. Dieses Polymer besteht aus Kohlenstoffketten mit definierter Länge, die durch den Elektronenbeschuss mit zunehmender Belichtungszeit in immer kleinere Kettenstücke aufgebrochen werden. Von der verbliebenen Kettenlänge hängt dann letztlich die Löslichkeit im Entwickler ab.

5.2.1 Lift-Off-Verfahren

Die mit der Elektronenstrahl-Lithographie hergestellten Lackstrukturen lassen sich mit einer Vielzahl von Techniken weiter prozessieren. Bei dem hier für die

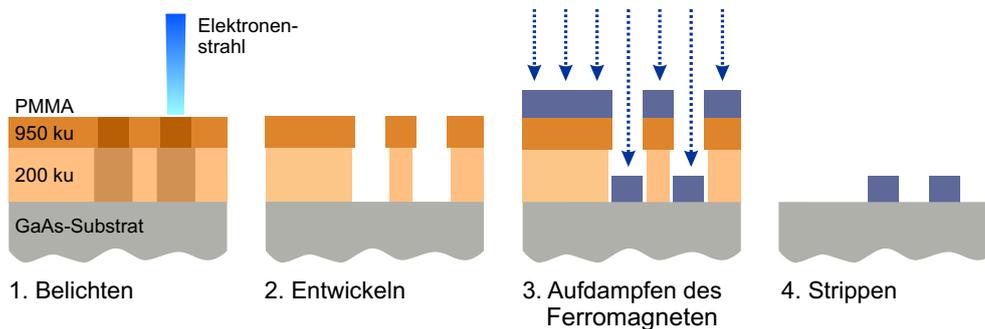


Abbildung 5.1: Prozessschritte bei einer Strukturierung mit Elektronenstrahl-Lithographie und Aufdampfen des Ferromagneten mit anschließendem Lift-Off. Die Bezeichnung ku bei den PMMA-Lackschichten gibt das Molekulargewicht deren Polymerketten an. Ein kleineres Molekulargewicht bedeutet kürzere Ketten und damit eine höhere Empfindlichkeit der Lackschicht bei der Belichtung mit dem Elektronenstrahl.

TEM-Proben angewandten Lift-Off-Verfahren wird das für die Strukturen gewünschte Material direkt auf die entwickelte Probe aufgedampft. Bei dem anschließenden Strippen wird der ganze verbliebene Resist mitsamt dem auf diesem aufgebracht Material im Acetonbad abgewaschen. Somit verbleibt nur das durch die Öffnungen im Resist direkt auf das Substrat aufgedampfte Material. Bei dieser Technik muss verhindert werden, dass Verbindungen zwischen den aufgedampften Schichten auf dem Substrat und auf dem Lack entstehen, damit sich die Schicht auf dem Lack restlos entfernen lässt. Dazu sind steile, möglichst unterschrittene Lackflanken notwendig. Um dies zu erreichen, wurde ein System aus zwei Lackschichten verwendet, wobei die untere kürzere Kettenlängen aufweist als die obere und dadurch empfindlicher auf die Belichtung mit dem Elektronenstrahl reagiert. Dies führt wie in Abb. 5.1 skizziert zu einem unterschrittenen Profil. Da die Aufdampfquelle eine endliche Größe besitzt und der Materiestrahle in der Praxis niemals völlig senkrecht auf die Probenoberfläche trifft, werden trotz des Undercut-Profiles die Flanken meist etwas mitbedampft. Dadurch können nach dem Strippen noch feine, sehr dünne Strukturen an den Rändern der Elemente stehen bleiben, die man als Lift-Off-Ränder bezeichnet. In den AFM-Aufnahmen sind diese Strukturen dann wie beispielsweise in Abb. 5.2 (a) deutlich sichtbar und erscheinen damit auch als störender Topographiekontrast in den MFM-Aufnahmen.

5.2.2 Strukturübertragung mit Ionenstrahlätzen

Um die kontinuierlichen Schichten zu strukturieren, ist es notwendig, selektiv Material wegzunehmen. Dies erreicht man durch die Präparation einer Maske, die die Schicht an den gewünschten Stellen vor einem anschließenden flächigen Materialabtrag durch Ionenstrahlätzen schützt. Diese Ätzmasken wurden mit dem oben

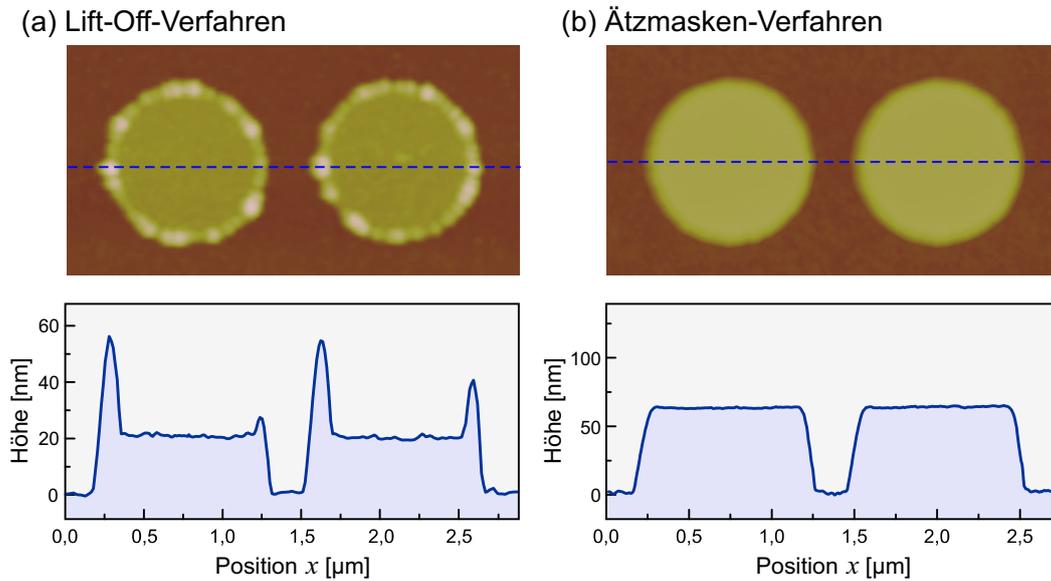


Abbildung 5.2: AFM-Aufnahmen mit dazugehörigen Querschnittsprofilen von Permalloy-Scheiben mit einem nominellen Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$, die mit dem Lift-Off-Verfahren (a) bzw. dem Ätzmasken-Verfahren (b) hergestellt wurden. Deutlich sind die Lift-Off-Ränder an den linken Scheiben zu erkennen, deren maximale Höhe von der Dicke der Lackstruktur abhängt. Allerdings erscheinen diese sehr feinen Reste im AFM wegen der lateralen Ausdehnung der Sonde deutlich dicker als sie tatsächlich sind. Im Vergleich dazu sind die herausgeätzten Strukturen völlig glatt (b).

beschriebenen Lift-Off-Verfahren direkt auf die zu präparierende Schicht strukturiert. Um die Masken möglichst dünn zu halten, wurden für diese Materialien verwendet, die eine sehr geringe Abtragarate für das verwendete Ar-Ionenstrahlätzen aufweisen. In Tabelle 5.1 sind die für die hier verwendeten Materialien ermittelten

Material	Abtragarate [nm/min]
Al_2O_3 (polykristallin)	11 ± 1
Au (polykristallin)	95 ± 5
Co (polykristallin)	32 ± 5
Fe(001)	26 ± 2
Fe(110)	35 ± 3
GaAs	112 ± 3
Py (polykristallin)	34 ± 2
Ti (polykristallin)	24 ± 4

Tabelle 5.1: Im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Abtragaraten verschiedener Materialien für Ar-Ionenstrahlätzen bei einer Beschleunigungsspannung von 500 V.

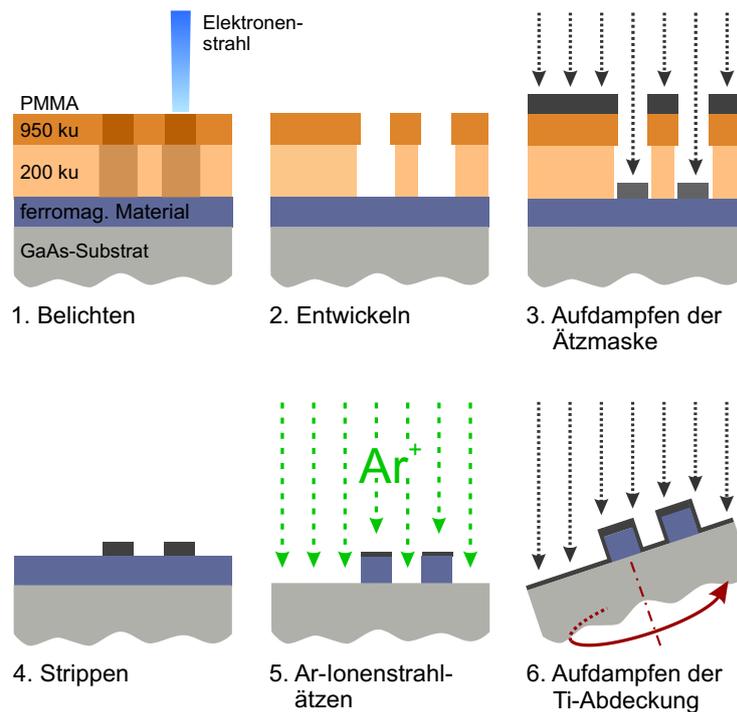


Abbildung 5.3: Prozessschritte für die Strukturierung eines kontinuierlichen Films. Zunächst wird unter Verwendung der Lift-Off-Technik eine Ätzmaske direkt auf die betreffende Schicht präpariert (1–4). Daraufhin wird diese Maske mit Ionenstrahlätzen in die darunterliegende ferromagnetische Schicht übertragen (5). Eine abschließend unter Rotation aufgebrachte Ti-Schicht schützt die Probenränder vor einer weiteren Oxidation (6).

Abtragaten bei optimal justierter Ionenquelle aufgeführt. Ein ideales Maskenmaterial war hier Al_2O_3 , das mit einem Elektronenstrahlverdampfer aufgebracht wurde. Da die dafür verwendete Aufdampfanlage allerdings nur zu Beginn der Untersuchungen zur Verfügung stand, wurden später Masken aus Titan hergestellt. Die Ätzdauer wurde so gewählt, dass die magnetische Schicht komplett durchgeätzt wird und das Substrat nur leicht angeätzt wird. Dadurch kann man die Gesamthöhe der Strukturen möglichst gering halten und somit auch das Übersprechen der Topographie in den MFM-Kontrast reduzieren. Die Dicke der Ätzmaske musste damit so gewählt werden, dass sie während des Ätzprozesses nicht durchgeätzt wird, um den Oxidationsschutz auf dem ferromagnetischen Material nicht zu beschädigen. Da die Flanken durch das Ätzen ein wenig verrunden, wurde die Maskendicke so gewählt, dass am Ende noch rund 5 nm von dieser erhalten bleibt, um die Verrundung des magnetischen Teils des Schichtsystems zu verhindern.

Abschließend wurden die Proben noch mit einer Titanschicht abgedeckt. Um auch die Ränder der Strukturen mitzubeschichten, wurde ein um 60° zu Strahl-

richtung gekippter Drehhalter verwendet. Durch die Verkippung ergibt eine nominelle Schichtdicke von beispielsweise 10 nm Titan auf der Oberfläche der Strukturen eine tatsächliche Dicke von 5 nm. Diese Abdeckung verhindert zum einen eine weitere Oxidation der Strukturflanken und schafft zum anderen bei der Untersuchung mit dem Magnetkraftmikroskop während des Topographiescans einen gewissen Mindestabstand zwischen der MFM-Sonde und den magnetischen Strukturen.

Kapitel 6

Permalloy-Kreisscheiben

Alle in dieser Arbeit untersuchten magnetischen Strukturen sind Dünnschicht-Elemente, das heißt ihre Dicke ist in Relation zu ihrer lateralen Ausdehnung gering. Damit wird deren Magnetisierung, bedingt durch die Formanisotropie, größtenteils in der Ebene liegen, so lange keine außergewöhnlich starke intrinsische *out-of-plane*-Anisotropie vorliegt. Bei den zunächst betrachteten Elementen aus polykristallinem Permalloy (Py) ist dies sicher nicht der Fall, da eine der besonderen Eigenschaften dieser Legierung aus 81 % Nickel und 19 % Eisen ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) eben die Abwesenheit von intrinsischen Anisotropien ist. Die Zusammensetzung dieses Materials, dessen wichtigste magnetische Parameter in Tabelle 6.1 aufgeführt sind, ist so gewählt, dass sowohl die magnetokristalline Anisotropie, als auch die Magnetostraktion nahezu verschwindet. Das magnetische Verhalten wird bei Strukturen aus dieser Legierung also nur durch die Streufeld- und Austauschenergie bestimmt. Im Folgenden soll nun das Wechselspiel dieser magnetischen Kräfte in Kreisscheiben betrachtet werden, die aufgrund ihrer Form innerhalb der Ebene keine Richtung auszeichnet.

Größe		SI-System	cgs-System
Austauschkonstante	A	$1,3 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$	$1,3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$
Sättigungsmagnetisierung	J_s	1,01 T	800 G
Streufeldenergiekoeffizient	K_d	$4,02 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$	$4,02 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$
Austauschlänge	l_{ex}	5,7 nm	$5,7 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$
Kristallanisotropie	K	$< 1 \cdot 10^2 \text{ J/m}^3$	$< 1 \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$

Tabelle 6.1: Magnetische Parameter von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$). Diese Konstanten wurden auch für die mikromagnetischen Simulationen herangezogen. Die Kristallanisotropie dieses Materials ist allerdings so klein, dass sie selbst dann, wenn in der polykristallinen Zusammensetzung eine deutliche Textur vorliegt, vernachlässigbar ist.

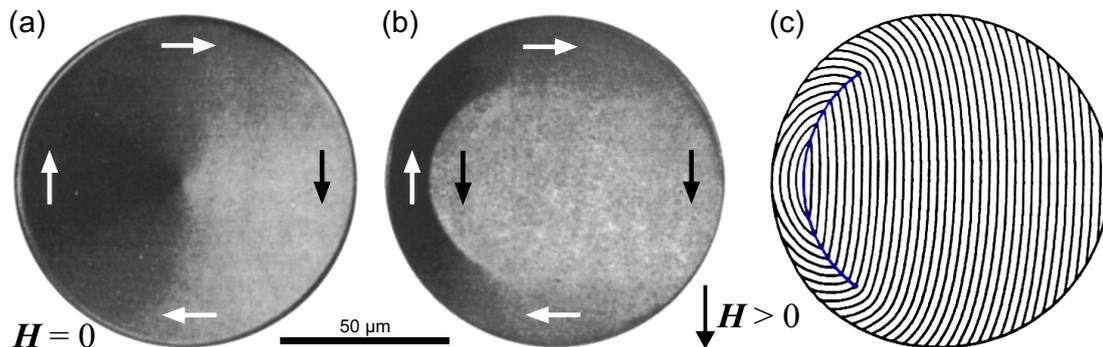


Abbildung 6.1: Die Kerraufnahmen einer 250 nm dicken Scheibe mit einem Durchmesser von 100 μm [87] zeigen im entmagnetisierten Zustand eine Vortex-Konfiguration (a). Im externen *in-plane*-Feld beobachtet man die Ausbildung einer gebogenen Domänenwand (b), deren Entstehung auch theoretisch vorhergesagt wurde (c) [88]. Die Probe besteht aus einer weichmagnetischen, polykristallinen Fe-Permalloy-Viellagenschicht.

6.1 Vortex-Konfiguration

Aus der trivialen Anwendung der Van-den-Berg-Konstruktion ergibt sich sofort die zu erwartende Magnetisierungskonfiguration: ein Wirbel aus tangential zum Scheibenrand verlaufender Magnetisierung, dessen Zentrum mit dem Mittelpunkt der Kreisscheibe zusammenfällt (siehe auch Abb. 1.7 (c)). Der magnetische Fluss in der Ebene dieser Wirbel- oder Vortex-Konfiguration ist damit also völlig in sich geschlossen.

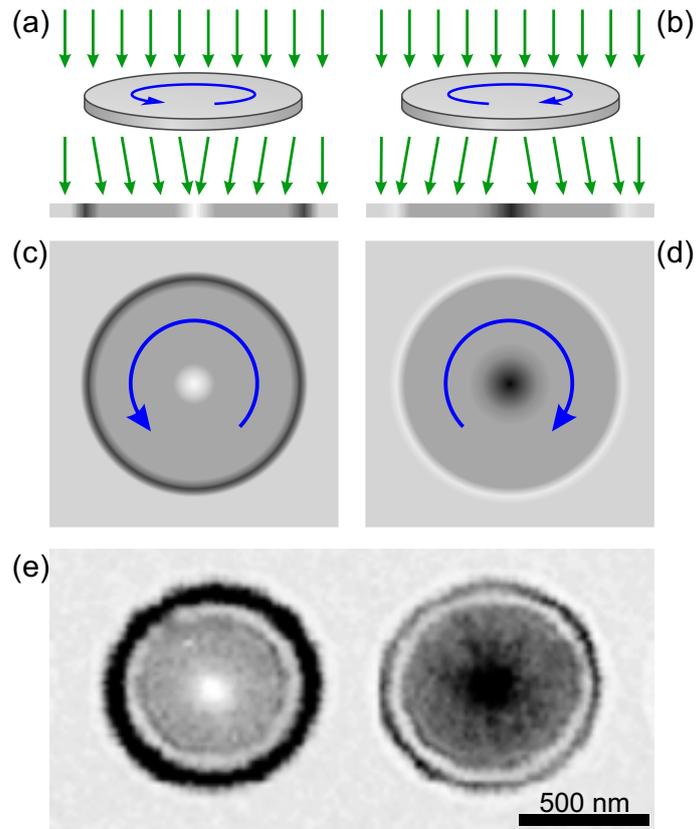
Diese soweit streufeldfreie Magnetisierungskonfiguration tritt in Kreisscheiben über einen weiten Größenbereich auf und war schon vor dieser Arbeit Gegenstand verschiedener theoretischer und experimenteller Untersuchungen.

6.1.1 Experimentelle Beobachtung

So konnte der Magnetisierungswirbel in Scheiben beispielsweise mithilfe der Kerrmikroskopie nachgewiesen werden [89, 87]. Bei dieser magneto-optischen Abbildungsmethode wird der Kerreffekt [90] genutzt, der eine Drehung der Polarisatonebene des an der magnetischen Probenoberfläche reflektierten Lichts bewirkt. Bei Verwendung von polarisiertem Licht und einem im Strahlengang auf die Reflexion folgenden Analysator werden die unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen sichtbar [91, 92]. Abb. 6.1 (a) zeigt nun die Kerraufnahme des entmagnetisierten Zustands einer weichmagnetischen Scheibe mit einem Durchmesser von 100 μm . Im Vergleich zu den in dieser Arbeit untersuchten Größen sind die in [89] betrachteten Durchmesser von 10 μm bis 120 μm ausgesprochen groß. Auf die sich daraus ergebenden Unterschiede in deren magnetischen Verhalten wird im Folgenden noch eingegangen.

Die erste experimentelle Beobachtung der Vortex-Konfiguration in Kreisschei-

Abbildung 6.2: Die Skizzen (a) und (b) verdeutlichen die Entstehung des magnetischen Kontrastes bei der Fresnel-Technik im Überfokus anhand zweier Scheiben mit unterschiedlich orientierter Vortex-Konfiguration. Die Ablenkung des Elektronenstrahls führt zu den darunter gezeigten idealen Fresnel-Bildern mit hellem Zentrum und dunklem Randsaum bei einer Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn (c) und einem inversen Kontrast für die entgegengesetzte Orientierung der Magnetisierung (d). Dieser theoretische Kontrast stimmt sehr gut mit der realen Aufnahme zweier 50 nm dicker Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 800 nm überein (e).



ben aus Permalloy gelang allerdings mit der Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie (LTEM) [93]. Um mit dieser Technik auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit Untersuchungen durchführen zu können, wurden Permalloy-Kreisscheiben nach dem in Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Lift-Off-Verfahren auf nur 20 nm dicke Si_3N_4 -Membranen [94, 95] strukturiert, da diese für die hochenergetischen Elektronen transparent sind. Die Dicke der Elemente beträgt 50 nm und ihr Radius variiert zwischen 200 nm und 1,5 μm .

Bei der Lorentz-Mikroskopie [96] wird die Probe senkrecht mit einem hochenergetischen Elektronenstrahl (hier 250 keV) durchleuchtet. Dabei werden die Elektronen mit der Geschwindigkeit \mathbf{v}_e gemäß der Lorentzkraft $\mathbf{F} = -e(\mathbf{v}_e \times \mathbf{B})$ durch die magnetische Induktion \mathbf{B} der Probe abgelenkt. Da hierbei nur die senkrecht zur Strahlrichtung liegende Komponente von \mathbf{B} wirkt, erfasst man mit dieser Technik die *in-plane*-Komponente der Probenmagnetisierung. Der Einfluss von Streufeldern kann hier weitgehend vernachlässigt werden. Allerdings bewirken die so abgelenkten Elektronen im regulär fokussierten Bild keinen Kontrast. Im defokussierten Bild dagegen werden durch Schatten- und Überlagerungseffekte, wie in Abb. 6.2 (a) und (b) illustriert, die Grenzen zwischen homogen magnetisierten Bereichen sichtbar. Diese Defokussierungstechnik wird auch Fresnel-Abbildung genannt.

In Abb. 6.2 (e) ist die Lorentz-Aufnahme zweier 800 nm großer Permalloy-Scheiben zu sehen. Sofort fällt der helle bzw. dunkle Punkt im Mittelpunkt der Kreisscheiben auf. Dieser entsteht durch die zirkulare Magnetisierung in den Scheiben, die die Elektronen je nach Drehsinn der Magnetisierung entweder zum Zentrum hin (a) oder davon weg (b) ablenkt. Durch den Überfokus führt eine Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn zu einem hellen Kontrast im Scheibenzentrum und gleichzeitig zu einem dunklen Randsaum (c). Kehrt man den Drehsinn um, so kehrt sich auch der Kontrast um (d).

Bei allen hier untersuchten Scheiben konnte der Vortex-Zustand über den zentralen Kontrast nachgewiesen werden. In umfangreicheren LTEM-Untersuchungen mit unterschiedlichen Schichtdicken [97] konnte der Vortex-Zustand auch noch für 8,3 nm dicke Permalloy-Scheiben bis hinunter zu einem Durchmesser von 150 nm eindeutig nachgewiesen werden. Diese Grenze stellt jedoch nicht das untere Limit der Stabilität des Vortex dar, auf das weiter unten noch genauer eingegangen wird, sondern ist vielmehr durch das Auflösungsvermögen der Lorentz-Mikroskopie bedingt.

Dieselbe Probe, von der die oben gezeigte LTEM-Aufnahme aus Abb. 6.2 (e) stammt, wurde auch mit der Magnetkraftmikroskopie untersucht. Die beiden linken Elemente in der MFM-Aufnahme aus Abb. 6.3 (a) sind dabei sogar genau dieselben 800 nm großen Scheiben wie in der LTEM-Aufnahme. Allerdings würde man für die Vortex-Konfiguration zunächst keine magnetischen Ladungen und damit auch keinen MFM-Kontrast erwarten. Beim Betrachten der MFM-Aufnahmen fällt jedoch wieder vor allem ein heller Punkt im Zentrum der linken Scheibe bzw. jeweils ein dunkler in der mittleren und der rechten Scheibe auf. Die Scheiben erscheinen insgesamt zwar etwas fleckig ¹, doch im Querschnitt, siehe Abb. 6.3 (b), ist das herausragende MFM-Signal im Zentrum der einzelnen Scheiben deutlich zu erkennen. Die magnetischen Ladungen stammen aber nicht von der *in-plane*-Magnetisierung sondern von einer senkrechten Magnetisierungskomponente im Vortex-Zentrum. Die mathematische Singularität des zweidimensionalen Van-den-Berg-Modells muss also durch die Struktur einer zirkularen Blochline ersetzt werden. Auf diese Weise wird die hohe Austauschenergie der zum Zentrum hin zunehmenden Winkel zwischen den benachbarten Spins reduziert und die im Mittelpunkt antiparallel gegenüberstehenden Spins werden ganz vermieden. Dadurch ist die Gesamtenergie dieser Struktur trotz der nun auftretenden Streufeldenergie geringer.

¹Die Ursache der Fleckigkeit der Scheiben in den MFM-Aufnahmen ist nicht sicher zu bestimmen. Die hellen Flecken am Teilchenrand werden sicher von der unregelmäßigen Topographie, die durch den Lift-Off entsteht, hervorgerufen, die Scheibenfläche selbst ist jedoch glatt. Allerdings wurden die Strukturen nach dem Aufdampfen nicht mit einem Oxidationsschutz abgedeckt. Da Nickeloxid antiferromagnetisch ist, könnte ein Oxidfilm die Magnetisierung zumindest oberflächennah beeinflussen. Dies würde auch erklären, warum die Fleckigkeit nicht bei der Lorentz-Mikroskopie beobachtet wird, da hierbei über die ganze Dicke der Probe gemittelt wird.

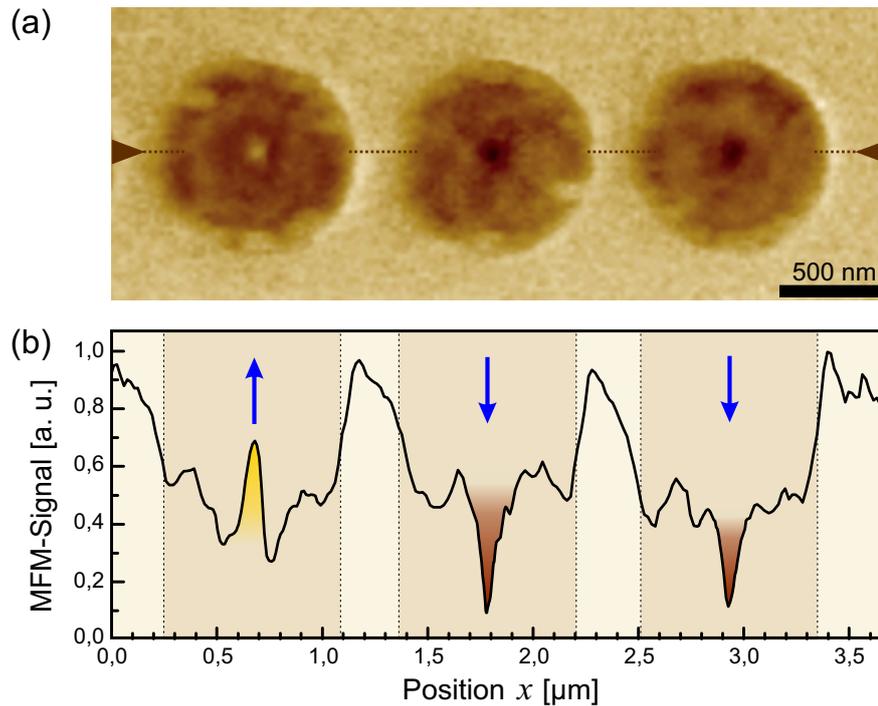


Abbildung 6.3: MFM-Aufnahme (a) dreier 50 nm dicker Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 800 nm von der mit Lift-Off-Technik für die LTEM-Untersuchungen hergestellten Probe. Im Zentrum der Scheiben sind von links nach rechts ein heller und zweimal ein dunkler Kontrast zu beobachten, der von einer unterschiedlich orientierten senkrechten Magnetisierung herrührt. Durch alle drei Scheiben wurde, wie in der MFM-Aufnahme angedeutet, ein Linescan (b) gelegt, der die zentrale senkrechte Komponente ebenfalls deutlich wiedergibt.

Diese schon im Rahmen einer Diplomarbeit [76] begonnenen Untersuchungen [98] stellen mit einer etwa zeitgleichen Veröffentlichung [99] den ersten eindeutigen experimentellen Nachweis für die in einem Magnetisierungswirbel erwartete senkrechte Komponente dar. Vor allem die hier gezeigte synchrone Beobachtung beider Orientierungen lässt praktisch keine andere Deutung zu. Die Kombination der in diesem Fall zueinander komplementären Methoden, der auf die *in-plane*-Magnetisierung sensitiven Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie und der auf die senkrechte Komponente des magnetischen Feldes empfindlichen Magnetkraftmikroskopie, ermöglicht eine vollständige Beobachtung der Vortex-Konfiguration der Kreisscheiben.

Diese Interpretation der Lorentz- und MFM-Aufnahmen wird durch mikromagnetische Simulationen bestätigt. Dazu wurde mit dem LLG-Programm eine Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm und einer Dicke von 50 nm simuliert. In der Abb. 6.5 sind die Spinorientierung in der Ebene und die z -Komponente der Magnetisierung entlang eines Schnitts durch das Zentrum dargestellt.

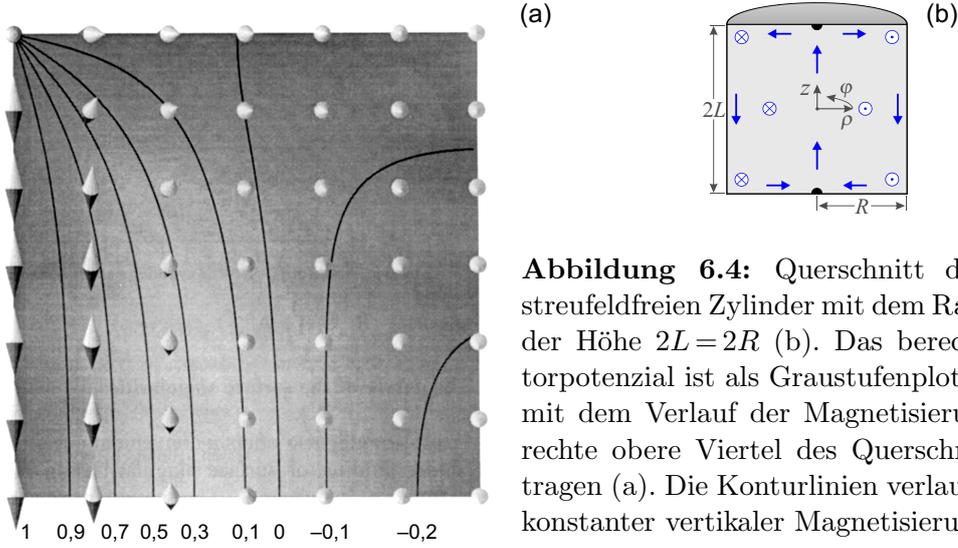


Abbildung 6.4: Querschnitt durch einen streufeldfreien Zylinder mit dem Radius R und der Höhe $2L = 2R$ (b). Das berechnete Vektorpotenzial ist als Graustufenplot zusammen mit dem Verlauf der Magnetisierung für das rechte obere Viertel des Querschnitts aufgetragen (a). Die Konturlinien verlaufen entlang konstanter vertikaler Magnetisierung m_z .

6.1.2 Modellierung

Bevor auf die Details der LLG-Simulationen und der zentralen senkrechten Komponente genauer eingegangen wird, soll noch ein anderer, dreidimensionaler theoretischer Ansatz vorgestellt werden, der zu einer vergleichbaren Vortex-Konfiguration führt. Das von Arrott *et al.* [100] vorgeschlagene Modell für einen ideal weichmagnetischen, endlichen Zylinder ist streufeldfrei. Die Magnetisierung verläuft, bis auf zwei singuläre Punkte im Zentrum der Ober- und der Unterseite des Zylinders, überall kontinuierlich. Abb. 6.4 (b) zeigt die Lage des Körpers in dem verwendeten Zylinder-Koordinatensystem. Es wird von einem Vektorpotenzial ausgegangen, beim dem sich allein aus dessen φ -Komponente das Magnetisierungsfeld gemäß $\mathbf{m} = \text{rot } \mathbf{A}$ ableiten lässt. Dies ist möglich, wenn das Potenzial bezüglich der z -Achse rotationssymmetrisch ist, d. h. $\partial A_\rho / \partial \varphi = 0$ und $\partial A_z / \partial \varphi = 0$. Die φ -Komponente der Magnetisierung ergibt sich dann aus der Bedingung $|\mathbf{m}|^2 = 1$:

$$m_\rho = -\frac{\partial A_\varphi}{\partial z}, \quad m_z = \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho A_\varphi)}{\partial \rho}, \quad m_\varphi = \sqrt{1 - m_\rho^2 - m_z^2}. \quad (6.1)$$

Für dieses Magnetisierungsfeld gilt aufgrund seiner Konstruktion die Bedingung $\text{div } \mathbf{m} = 0$, und wenn das Vektorpotenzial A_φ so gewählt wird, dass es an der Zylinderoberfläche verschwindet, wird auch die Bedingung $\mathbf{m} \cdot \mathbf{n} = 0$ für die Streufeldfreiheit erfüllt. Die hier vorgestellte Funktion für A_φ stammt aus einer Arbeit von Hubert und Rave [101] und wurde im Vergleich zum Original leicht modifiziert:

$$A_\varphi(\rho, z) = \frac{1}{2} \frac{\rho f(\rho) v(\rho)}{\sqrt{g(\rho, z) \rho^2 + v(z)^2}}, \quad (6.2)$$

mit den Randbedingungen: $f(0) = 1$, $f(R) = 0$, $v(\pm L) = 0$.

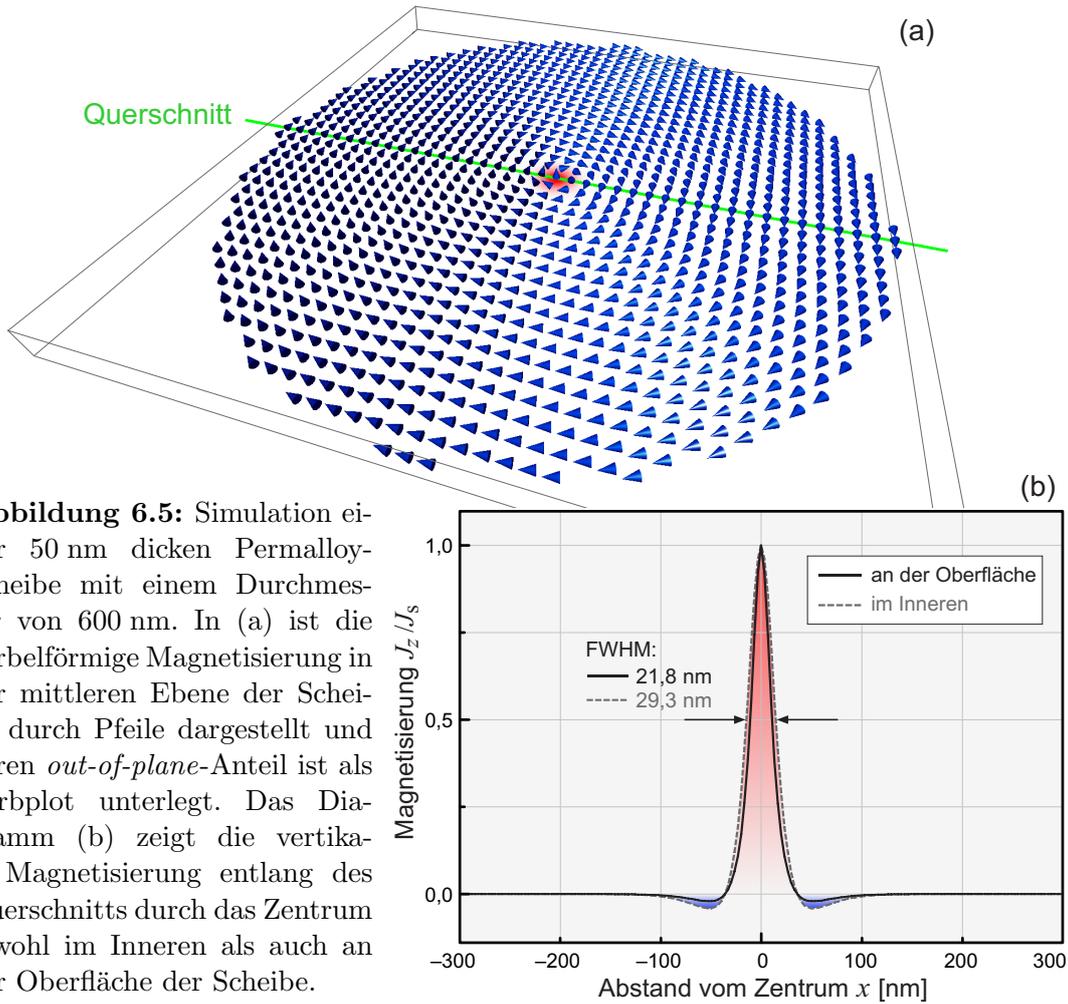


Abbildung 6.5: Simulation einer 50 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm. In (a) ist die wirbelförmige Magnetisierung in der mittleren Ebene der Scheibe durch Pfeile dargestellt und deren *out-of-plane*-Anteil als Farbplot unterlegt. Das Diagramm (b) zeigt die vertikale Magnetisierung entlang des Querschnitts durch das Zentrum sowohl im Inneren als auch an der Oberfläche der Scheibe.

Die Funktionen $f(\rho)$, $v(\rho)$ und $g(\rho, z)$ werden als Potenzreihen ausgedrückt, deren Koeffizienten über die Minimierung der einzig verbleibenden Austauschenergie bestimmt werden. In [101] wurde für den Fall, dass der Zylinderdurchmesser gleich der Höhe ist ($L = 2R$), dieses Minimierungsverfahren angewandt. In Abb. 6.4 (a) ist der rechte obere Quadrant des Zylinderquerschnitts der resultierenden Konfiguration dargestellt.

Die Austauschenergie ist in diesem Modell bis auf die beiden singulären Punkte endlich. Diese Singularitäten sind mathematische Konstrukte, die es ermöglichen, divergenzfreie Konfigurationen zu erzeugen, und können nach einem topologischen Theorem, nach welchem ein Einheitsvektorfeld auf einer geschlossenen Oberfläche nicht überall parallel liegen kann, auch nicht vermieden werden. In der Realität müssen diese Singularitäten durch Streufeld verursachende Wirbelkonfigurationen wie bei den Blochlinien ersetzt werden und können daher mit der Magnetkraftmikroskopie detektiert werden.

Um den Magnetisierungsverlauf in einer den experimentellen Gegebenheiten entsprechenden Scheibe im Detail studieren zu können, wurden mikromagnetische

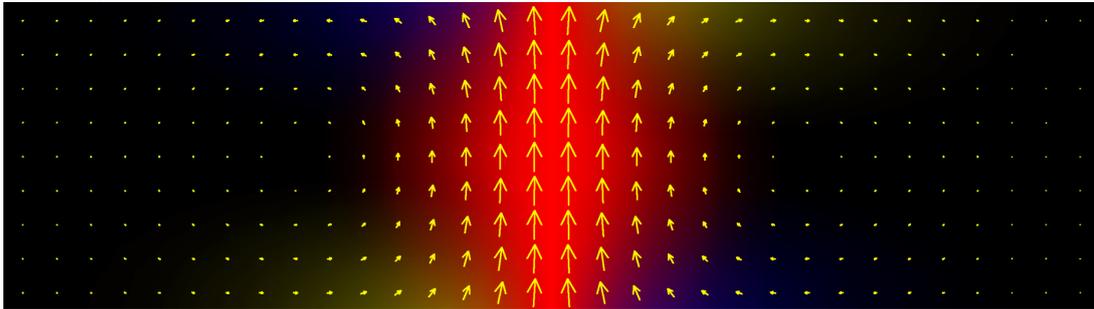
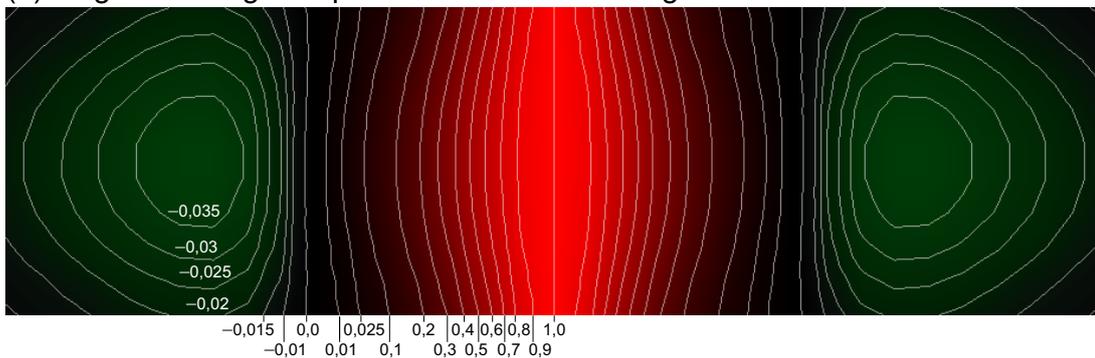
(a) Magnetisierungskomponente in der x - z -Ebene(b) Magnetisierungskomponente in der z -Richtung

Abbildung 6.6: Knapp 180 nm breiter Teil aus dem Querschnitt durch das Zentrum der simulierten Scheibe von Abb. 6.5. In (a) ist die Magnetisierungskomponente der x - z -Ebene mit der in dieser Arbeit üblicherweise verwendeten Farbkodierung und durch Pfeile dargestellt. Die zur zentralen z -Komponente antiparallele Magnetisierung ist allerdings so klein, dass sie in (a) nicht deutlich wird. Daher zeigt (b) nochmal ausschließlich die vertikale Komponente der Magnetisierung m_z , wobei die Intensität der Farbkodierung für die negative Richtung um einen Faktor von fünf verstärkt wurde. Die Konturlinien verlaufen entlang konstanter z -Magnetisierung. Man beachte aber, dass die Beträge nicht überall äquidistant sind und bei den negativen Werten generell deutlich kleiner ausfallen.

Simulationen durchgeführt. Dabei betrug, wie oben schon erwähnt, die Dicke der simulierten Scheibe 50 nm und deren Durchmesser 600 nm. Um die Diskretisierung in alle drei Raumrichtungen unter der Austauschlänge zu halten, wurde das System in $181 \times 181 \times 15$ Elemente unterteilt. Die Wahl einer ungeraden Unterteilung in x - und y -Richtung stellt dabei sicher, dass das Scheibenzentrum genau von einer Zelle abgedeckt wird. Die Abb. 6.5 (a) zeigt die Spinorientierung eines Schnitts durch die mittlere Scheibenebene. Man erkennt zwar, dass der zentrale Vektor senkrecht orientiert ist, da der innere Bereich aber sehr klein ist, wurde die z -Komponente der Spins noch zusätzlich als farbiger Hintergrundplot dargestellt. Der genaue Verlauf der z -Komponente entlang einer Schnittlinie durch das Zentrum ist in Abb. 6.5 (b) sowohl für das Scheibeninnere, als auch für die Schei-

benoberfläche dargestellt. Genau in der Mitte stehen die Spins absolut senkrecht und kippen dann mit zunehmendem Abstand vom Zentrum schnell in die Ebene. In einem Abstand vom Zentrum von etwa 36 nm verschwindet die senkrechte Magnetisierungskomponente erstmals, bevor sich die Spins noch einmal entgegen der zentralen Komponente aus der Scheibenebene drehen. In diesem ringförmigen Gebiet erreicht die senkrechte Komponente etwa bei einem Radius von 53 nm einen maximalen Wert, der auf der mittleren Ebene der Scheibe etwas über 4 % der Sättigungsmagnetisierung und an der Oberfläche nur 2 % beträgt. Dieses Verhalten wurde auch bei den Rechnungen zu den Blochlinien (siehe Abschnitt 1.5.2) vorhergesagt. Sicher wird dadurch der im Zentrum austretende Fluss teilweise geschlossen. Betrachtet man jedoch die Konfiguration von Arrotts Zylinder (Abb. 6.4), so kann man auch in diesem streufeldfreien Modell am Zylinderrand eine antiparallel zur zentralen Magnetisierungsrichtung verlaufende Komponente beobachten. Damit wird klar, dass dieser Magnetisierungsverlauf vorwiegend dem Flussschluss innerhalb des Elements dient. Dies lässt sich auch gut an einem Querschnitt durch die LLG-Simulation beobachten. In Abb. 6.6 (a) sieht man, wie Spins sich aus dem zentralen Bereich nach oben rechts und links herausdrehen und von unten entsprechend hinein. So entstehen an der Ober- und Unterseite der Scheibe *in-plane*-Komponenten, die zusammen mit den senkrechten Komponenten einen größtenteils geschlossenen Wirbel bilden. Da sich der zur zentralen Komponente antiparallel verlaufenden Anteil der Magnetisierung auf einen viel größeren Bereich verteilt, ist er auch entsprechend schwächer ausgeprägt. Dieser wirbelförmige Verlauf im Querschnitt bewirkt auch, dass die Ausdehnung der z -Komponente im Inneren größer ist als an der Scheibenoberfläche. Diese Beobachtung deckt sich ebenfalls mit der Theorie zu den Blochlinien und mit dem Zylindermodell von Arrott.

6.1.3 Ausdehnung der *out-of-plane*-Komponente

Um den Durchmesser des Zentrums zu bestimmen, wird hier die volle laterale Breite der z -Komponente beim halben Maximum (FWHM) gemessen. Aus den Simulationen erhält man damit, wie aus Abb. 6.5 (b) ersichtlich, einen Wert von 29,3 nm im Scheibeninneren bzw. von 21,8 nm an der Oberfläche der Scheibe. Diese Werte sind vergleichbar mit den Breiten einer entsprechenden Blochlinie in einer 50 nm dicken Permalloy-Schicht. Aus dem Graphen in Abb. 1.13 erhält man im Inneren einen Wert von 35,1 nm und auf der Oberfläche 22,5 nm. Diese Blochlinien-Durchmesser entsprechen der Definition aus Abschnitt 1.5.2 und fallen daher etwas größer aus als der FWHM-Wert.

Die theoretische Ausdehnung der zentralen Magnetisierung liegt also deutlich unterhalb der FWHM-Breite des MFM-Sondenmodells aus Abschnitt 3.6, und damit sicher in der Nähe des Auflösungsvermögens der Magnetkraftmikroskopie. Trotzdem lässt sich der Wirbelkern mit guten MFM-Sonden klar sichtbar machen. Wenn man nun den FWHM-Durchmesser des Zentrums der mit Lift-Off-

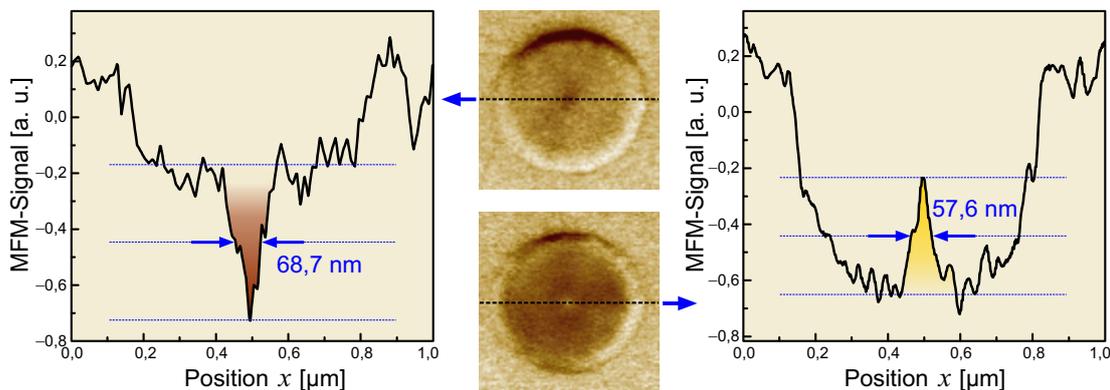


Abbildung 6.7: Zwei exemplarische Linescans durch MFM-Aufnahmen von einer aus einem kontinuierlichen, 50 nm dicken Permalloy-Film hergestellten Probe. Der Durchmesser der hier gezeigten Scheiben beträgt 650 nm.

Technik hergestellten Scheiben aus der MFM-Aufnahme von Abb. 6.3 (a) und weiteren Messungen an dieser Probe bestimmt, so erhält man bei einer Mittelung über 18 Linescans einen Wert von $(78,7 \pm 12,2)$ nm. Neben den Proben auf den Si_3N_4 -Membranen wurden auch speziell für die MFM-Untersuchungen solche aus kontinuierlichen Permalloy-Filmen hergestellt. Die Messungen an diesen ebenfalls 50 nm dicken Scheiben wurden mit einer schwächeren Sonde, die eine etwas höhere Auflösung hatte, durchgeführt. Aus 23 Linescans durch diese Elemente, von denen zwei in Abb. 6.7 exemplarisch dargestellt sind, wurde für die Halbwertsbreite der *out-of-plane*-Komponente ein Mittelwert von $(65,6 \pm 18,3)$ nm bestimmt. Die Streuung fällt hier aufgrund des geringeren MFM-Signals und eines dadurch relativ dazu stärkeren Rauschens etwas höher aus. Die an beiden Probenarten gemessenen Durchmesser sind also durchweg größer als die theoretischen Werte. Dies ist aber aufgrund der Größe des Sondenpotenzials und dem Abstand der Sonde von der Probenoberfläche während der Messung nicht anders zu erwarten.

Geht man davon aus, dass der tatsächliche Durchmesser der zentralen z -Komponente mit dem Wert der Simulation übereinstimmt, so ergibt sich die Möglichkeit, die Halbwertsbreite des Sondenpotenzials experimentell abzuschätzen. Unter der Annahme, dass keine Volumenladungen auftreten, gilt nach Gleichung 3.11 für den hier gemessenen Kraftgradienten:

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = - \int_{\text{Oberfläche}} \Sigma_{\text{Probe}} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} dS = - \Sigma_{\text{Probe}} * \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}. \quad (6.3)$$

Die Verteilung der Oberflächenladungen Σ_{Probe} entspricht dabei gerade der z -Komponente der Magnetisierung an der Probenoberfläche, die hier vereinfacht durch eine Gaußsche Glockenkurve mit der gleichen Halbwertsbreite genähert wird. Die bei der Messung des Kraftgradienten relevante zweite Ableitung des MFM-Sondenpotenzials $\partial^2 \Phi / \partial z^2$ kann, wie in Abschnitt 3.6 dargelegt, ebenfalls durch eine

Gaußsche Glockenkurve genähert werden. Damit ergibt die Faltung der Sondenfunktion mit der Ladungsverteilung an der Probenoberfläche einen Kraftgradienten, dessen Verteilung wieder einer Gaußschen Glockenkurve entspricht und deren Halbwertsbreite folgendem Zusammenhang gehorcht:

$$\text{FWHM}^2\left(\frac{\partial F_z}{\partial z}\right) = \text{FWHM}^2(\Sigma_{\text{Probe}}) + \text{FWHM}^2\left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}\right). \quad (6.4)$$

Die Summe der Quadrate der Halbwertsbreiten zweier miteinander gefalteter Gaußscher Glockenkurven entspricht also dem Quadrat der Halbwertsbreite der resultierenden Glockenkurve. Die Herleitung dieses Zusammenhangs ist in Anhang C zu finden.

Bei der Modellierung des MFM-Signals reicht es allerdings nicht aus, nur die Ladungen an der Oberseite der Scheibe zu betrachten, vielmehr muss auch die Unterseite berücksichtigt werden, deren Ladungen den gleichen Betrag, aber ein umgekehrtes Vorzeichen aufweisen. Das Gesamtsignal erhält man dann aus der Summe der Faltung der Sondenfunktion mit den Ladungen an beiden Flächen.

Um nun einen simulierten MFM-Linescan zu berechnen, werden für die Halbwertsbreite der Ladungsverteilung FWHM_Σ die 21,8 nm aus der LLG-Simulation eingesetzt und die Halbwertsbreite der Sondenfunktion wird aus dem FWHM-Diagramm (Abb. 3.9) des Sondenmodells aus Abschnitt 3.6 abgelesen. Dabei wird der Sondentyp V1 verwendet und zunächst von einer magnetischen Beschichtung der Dicke $D_{\text{Sonde}} = 40$ nm ausgegangen. Der Arbeitsabstand h setzt sich aus der Lifthöhe, die bei den Messungen an der Lift-Off-Probe etwa 32 nm bzw. bei den geätzten Proben 30 nm betrug, und der Dicke der unmagnetischen Beschichtungen auf den Proben zusammen. Die Lift-Off-Probe wurde für die LTEM-Untersuchungen mit einigen Nanometern Kohlenstoff beschichtet.² Die Dicke dieser Schicht wurde nicht genau bestimmt, lässt sich aber auf etwa 3 nm schätzen. Der kontinuierliche Film, aus dem die geätzten Proben präpariert wurden, war mit einer 2,5 nm dicken Ti-Schicht abgedeckt. Zusätzlich müssen auch noch einige Nanometer vom Rest der Ätzmaske berücksichtigt werden, dessen Dicke sich leider nicht exakt bestimmen lässt. Insgesamt wird damit für die MFM-Aufnahmen von einem Arbeitsabstand von 35 nm ausgegangen. Damit erhält man für die Sondenfunktion eine Halbwertsbreite von 81 nm für die Oberseite und für die Unterseite 142 nm, da hier noch die Schichtdicke von 50 nm zu dem Arbeitsabstand addiert werden muss.

Die Ergebnisse der Faltungen mit den Ladungen der beiden Seiten sind in dem Diagramm in Abb. 6.8 (a) zusammen mit deren Summe dargestellt, wobei der Wert des MFM-Signals dabei auf das Maximum des Signals von der Oberseite normiert ist. An dem Verlauf des Summensignals sind zwei Aspekte bemerkenswert, zum einen zeigt der Verlauf der Kurve einen Nulldurchgang mit einem

²Diese leitfähige Beschichtung verhindert eine elektrische Aufladung während der Untersuchung mit dem TEM.

Vorzeichenwechsel, der aber nicht von dem Magnetisierungsverlauf der Probe, sondern nur von der Besonderheit der Messung herrührt. Das Minimum liegt in einem Abstand von 93 nm zum Zentrum und beträgt knapp 10 % des Maximums. Dieser Effekt ist auch manchmal in den MFM-Aufnahmen und den Linescans zu beobachten. Der zweite interessante Punkt ist, dass die Halbwertsbreite des Summensignals, die zwischen Maximum und Minimum gemessen wird, 11 % kleiner ist als die Halbwertsbreite des MFM-Signals von den Ladungen an der Oberseite. Der Effekt durch die Ladungen von der Rückseite der Scheiben ist also keineswegs vernachlässigbar. Interessanterweise spielt dabei aber die Dicke der Probe eine untergeordnete Rolle.

Im Folgenden wird der Einfluss der Probendicke, des Arbeitsabstandes und der Beschichtungsstärke der MFM-Sonde auf die sich bei der Messung ergebende Halbwertsbreite des MFM-Signals FWHM_{MFM} genauer betrachtet. In Abb. 6.8 (b) sind die berechneten MFM-Linescans für unterschiedliche Scheibendicken dargestellt. Die Graphen zeigen deutlich, dass die Probendicke eine starke Auswirkung auf die Signalstärke hat, weshalb der Vortex-Kern in dünneren Scheiben mit dem Magnetkraftmikroskop nur noch schwer beobachtet werden kann. Der Nulldurchgang der Kurven wird dagegen von der Probendicke gar nicht beeinflusst und die Halbwertsbreite nur minimal. Durch einen Fit erhält man für die hier verwendeten Werte ($\text{FWHM}_{\Sigma} = 21,8 \text{ nm}$, $h = 35 \text{ nm}$, $D_{\text{Sonde}} = 40 \text{ nm}$) folgende lineare Abhängigkeit der von der Probendicke d_{Probe} :

$$\text{FWHM}_{\text{MFM}} \approx 0,076 d_{\text{Probe}} + 67 \text{ nm} . \quad (6.5)$$

Damit ist der Einfluss eines Fehlers aus der Bestimmung der Schichtdicke der Probe auf das MFM-Signal vernachlässigbar.

Der Einfluss des Arbeitsabstandes h ist in den Kurven der Abb. 6.8 (c) dargestellt. Auch diese Größe wirkt sich linear auf die Halbwertsbreite des MFM-Signals aus, allerdings deutlich stärker. Hier gilt für die gleichen Parameter wie oben und bei einer Probendicke d_{Probe} von 50 nm folgende Gleichung:

$$\text{FWHM}_{\text{MFM}} \approx 0,70 h + 51 \text{ nm} . \quad (6.6)$$

Setzt man vor allem aufgrund der Unsicherheiten bei der Bestimmung der unmagnetischen Schicht auf den Proben einen Fehler von $\pm 5 \text{ nm}$ bei der Bestimmung des Arbeitsabstandes an, so wirkt sich dieser mit $\pm 3 \text{ nm}$ auf die Halbwertsbreite des MFM-Signals aus.

Der letzte wichtige Parameter ist die Dicke der Beschichtung der Sonde D_{Sonde} , deren Variation in Abb. 6.8 (d) zu sehen ist. Diese Größe hat zwar den geringsten Einfluss auf die Intensität des MFM-Signals, dafür aber den größten auf dessen Halbwertsbreite, die sich wiederum mit einem linearen Zusammenhang und für die oben gegebenen Werte wie folgt berechnen lässt:

$$\text{FWHM}_{\text{MFM}} \approx 1,1 D_{\text{Sonde}} + 32 \text{ nm} . \quad (6.7)$$

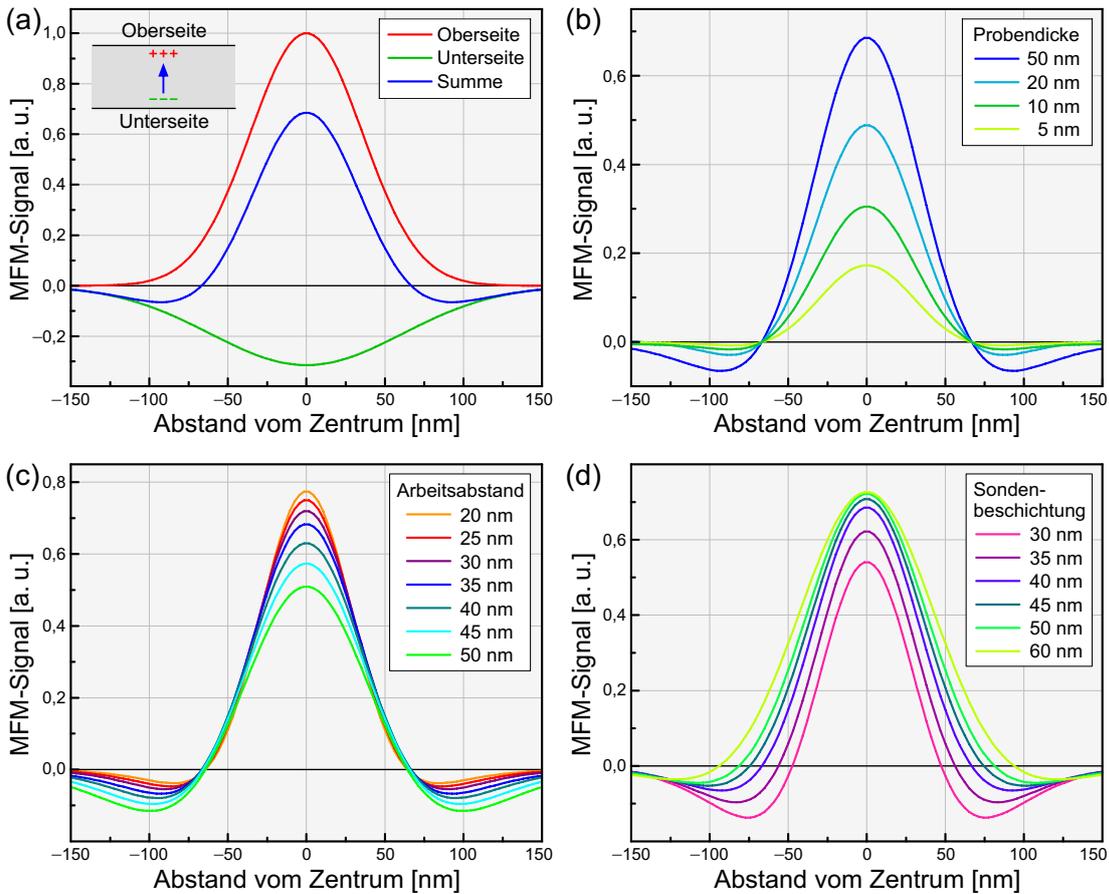


Abbildung 6.8: Der Graph (a) zeigt das berechnete MFM-Signal (blau) eines Linescans durch das Zentrum einer Vortex-Konfiguration in einer Scheibe, das sich aus der Summe der mit der MFM-Sondenfunktion gefalteten Ladungsverteilung auf der Ober- und Unterseite des Elements ergibt. Hierbei wurde angenommen, dass die gaußförmige Ladungsverteilung eine Halbwertsbreite von 21,8 nm hat. Des Weiteren beträgt die Probendicke 50 nm, der Arbeitsabstand 35 nm und die Dicke der MFM-Sondenbeschichtung 40 nm. In den Diagrammen (b), (c) und (d) wurde jeweils einer der drei Parameter variiert, während die anderen unverändert blieben. Insbesondere die Dicke der Sondenbeschichtung beeinflusst die Halbwertsbreite beträchtlich.

Die Beschichtungsdicke lässt sich hier als der für die Auflösung ausschlaggebende Faktor identifizieren, da die Verwendung unterschiedlicher Sonden bei der gleichen Probe und demselben Arbeitsabstand völlig unterschiedliche Ergebnisse bei den MFM-Aufnahmen hervorrufen kann. So erhält man neben den hier gezeigten hochauflösenden Aufnahmen mit anderen Sonden durchaus Halbwertsbreiten von weit über 100 nm. Dies muss nicht unbedingt heißen, dass eine solche Sonde dann eine entsprechend dicke Beschichtung aufweist, aber dennoch führt eine spezifische Eigenschaft dieser MFM-Spitze, wie ein Defekt der Beschichtung oder eine Abweichung in ihrer Geometrie, dazu, dass die Halbwertsbreite ihres Poten-

zialverlaufs einen bestimmten Wert annimmt. In diesem Sinn könnte man die Beschichtungsdicke als effektive Größe betrachten.

Setzt man die gemessenen Halbwertsbreiten der MFM-Aufnahmen in die Gleichung 6.7 ein und löst diese nach der Dicke der Sondenbeschichtung D_{Sonde} auf, so erhält man für die MFM-Sonde, mit der die Messungen an den Lift-Off-Proben gemacht wurden, einen Wert von 42 nm und für die Sonde, mit der die geätzten Proben untersucht wurden, einen Wert von 31 nm. Der Wert der Beschichtungsdicke der ersten Sonde stimmt gut mit den vom Hersteller angegebenen 40 nm überein, während der zweite Werte deutlich darunter liegt. Allerdings liegt diese Abweichung vor allem in Hinblick auf die schon hier und in Abschnitt 3.6 angesprochenen Differenzen zwischen den unterschiedlichen Chargen der MFM-Sonden durchaus im Rahmen des Möglichen. Schließlich lassen sich noch die Halbwertsbreiten der beiden Sondenfunktionen berechnen, wobei die erste Sonde einen Wert von 84 nm und die zweite einen Wert von 72 nm aufweist. Zusammenfassend betrachtet bestätigen die experimentellen Messungen an der zentralen Komponente der Vortex-Konfiguration die mikromagnetischen Simulationen zu diesem Zustand in Kombination mit der Theorie zum Sondenpotenzial und zur Kontrastentstehung bei der Magnetkraftmikroskopie.

Auch mit anderen Methoden wurde inzwischen versucht die Breite der zentralen senkrechten Magnetisierungskomponente zu bestimmen. Im TEM wurden dazu mit einer fokussierten Elektronensonde, deren Halbwertsbreite zu etwa 55 nm bestimmt werden konnte, Linescans durch 20 nm und 25 nm dicke Permalloy-Scheiben gelegt [102]. Die Verschiebung des Elektronenstrahls aufgrund der Magnetisierung wurde in verschiedene Richtungen mit einem Hell-Dunkelfeld-Detektor gemessen. Auf diese Weise konnte die Breite der senkrechten Magnetisierung indirekt aus der Breite der Richtungsänderung der *in-plane*-Magnetisierung über das Scheibenzentrum hinweg bestimmt werden. Da aber von den gemessenen Halbwertsbreiten die Breite der Elektronensonde einfach abgezogen wurde, fallen die angegebenen Werte mit 15 nm bis 45 nm geringer aus, als sie tatsächlich sind. Geht man von der angegebenen Sondenbreite aus, so erhält man mit der Beziehung für die gefalteten Halbwertsbreiten aus Anhang C Werte zwischen 43 nm und 84 nm. Damit liegen die gemessenen Breiten aber über den erwarteten Werten von rund 20 nm.

Die spinpolarisierte Rastertunnelmikroskopie ist wegen ihres hohen lateralen Auflösungsvermögens für eine Untersuchung des Vortex-Zentrums besonders interessant [103]. Bei dieser Rastersondentechnik wird die Elektronendichte spinabhängig an der Oberfläche der Probe gemessen. Die Spinpolarisation einer magnetisch beschichteten Spitze dient dabei als Spinfilter. Aus der gemessenen differentiellen Leitfähigkeit dI/dU kann bei einer elektronisch homogenen Oberfläche auf die parallel zur Sondenpolarisation liegende Magnetisierungskomponente geschlossen werden [104, 105]. Da im Idealfall nur ein einzelnes Atom am Ende der Spitze für den Tunnelprozess verantwortlich ist, kann mit dieser Technik die Magnetisierung auf atomarer Skala aufgelöst werden [106]. Des Weiteren erlaubt die

Verwendung von antiferromagnetisch beschichteten Sonden eine Untersuchung der Probe ohne unerwünschte magnetische Beeinflussung, da diese kein Streufeld verursachen und trotzdem die Spinpolarisation des äußersten Atoms erhalten bleibt [107]. Das in [103] untersuchte Element war eine epitaktisch auf ein Wolfram(110)-Substrat gewachsene, längliche Eisen-Insel mit einer Größe von 200×500 nm und einer Dicke von rund 8 nm. Die beobachtete Magnetisierung war eine asymmetrische Landau-Konfiguration, die hier nicht durch die Geometrie des Elements, sondern durch seine intrinsische Kristallanisotropie hervorgerufen wird. Durch das Zentrum dieser wirbelähnlichen Konfiguration, die mit dem Vortex-Kern der Permalloy-Kreisscheiben vergleichbar ist, wurden Linescans mit *in-plane*- und *out-of-plane*-sensitiven Chrom-Sonden³ gemessen. Die Autoren ermittelten aus ihren Messungen den Durchmesser der senkrechten Komponente zu 9 ± 1 nm. Entnimmt man die Blochlinienbreite an der Oberfläche aus dem Diagramm 1.13, so kommt man bei einer Austauschlänge von $\sqrt{A/K_d} = 3,4$ nm für Eisen auf rund 11,6 nm. Da diese Definition des Durchmessers einen etwas größeren Wert ergibt als die Halbwertsbreite, bestätigt diese Messung insgesamt die Vorhersage der Theorie.

6.2 Verhalten im *in-plane*-Feld

Nach den Betrachtungen zum Grundzustand der Scheiben wird im Folgenden das Verhalten im externen magnetischen Feld untersucht. Bei den hier gemessenen quasi-statischen Ummagnetisierungen sowie deren theoretischer Betrachtung wird das externe Magnetfeld zwar sukzessive verändert, aber es wird immer der relaxierte Gleichgewichtszustand der Magnetisierung bei einem konstanten Feldwert untersucht.

Die Geometrie der Scheibe zeichnet zwei Richtungen aus: die Ebene der Scheibe bzw. eine beliebige Achse in dieser sowie die Achse senkrecht zu dieser Ebene. Zunächst wird die *in-plane*-Ummagnetisierung diskutiert, die hier an Scheiben mit verschiedenen Durchmessern und Dicken mit dem MFM untersucht wurde. Für diese und alle weiteren Untersuchungen wurden nur noch die aus Permalloy-Schichten hergestellten Proben verwendet.

6.2.1 MFM-Untersuchung

Um einen Überblick über den Ummagnetisierungszyklus zu geben, wird dieser anhand einer Serie von MFM-Aufnahmen zweier Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm und einer Dicke von 50 nm dargestellt, die in Abb. 6.9 zu

³Die Richtung der Sensitivität der antiferromagnetischen Chrom-Beschichtung lässt sich durch die Schichtdicke einstellen: dicke Schichten sind *in-plane*-, dünne *out-of-plane*-sensitiv. Der Reorientierungsübergang wird vermutlich durch eine bei dünnen Filmen dominante Oberflächenanisotropie hervorgerufen. [103]

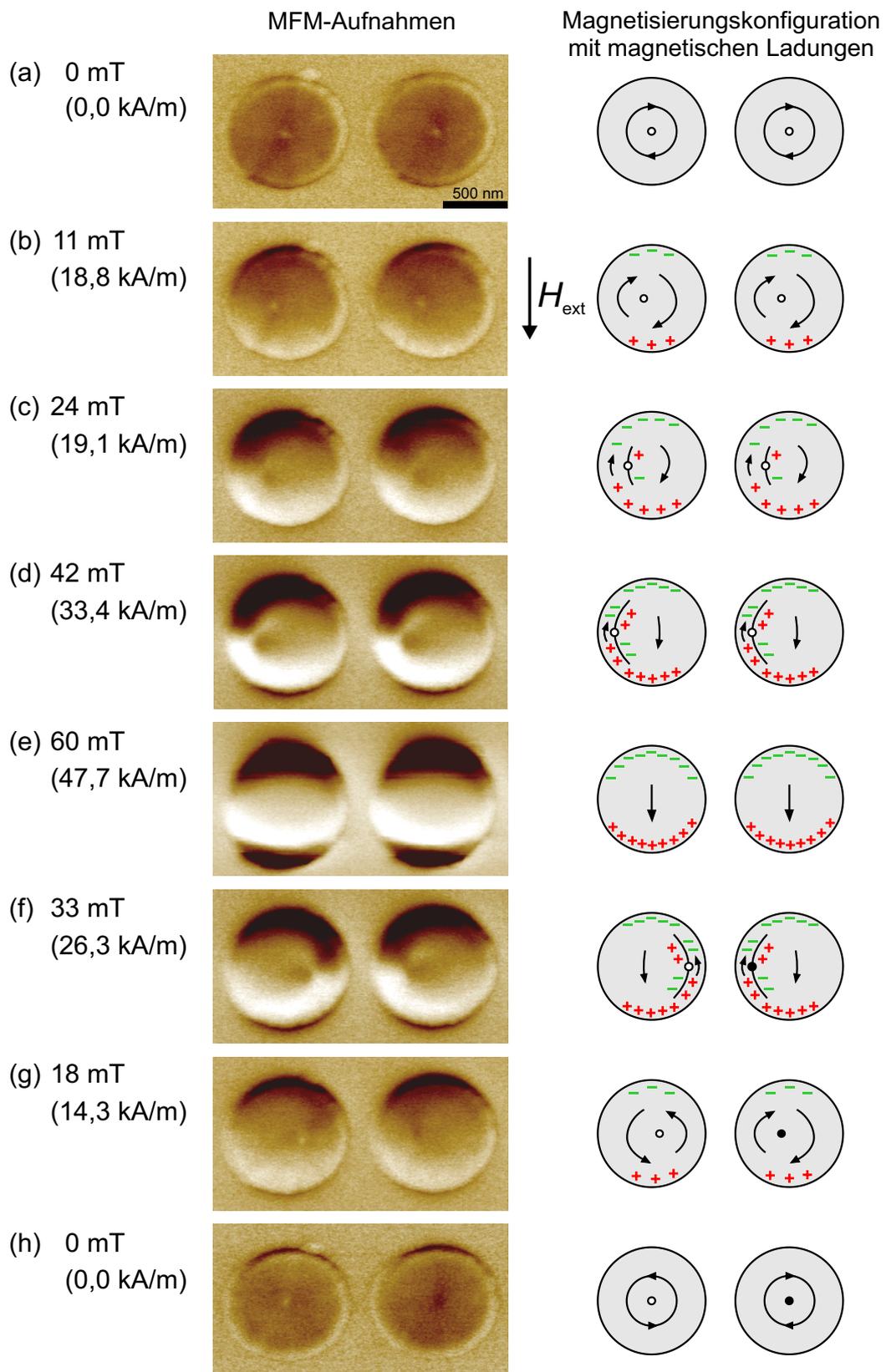
sehen ist. Im Nullfeld (a) sieht man zunächst den oben diskutierten Grundzustand mit der senkrechten zentralen Komponente. Der in der nebenstehenden Skizze gezeigte Drehsinn des Vortex lässt sich zwar noch nicht aus der ersten MFM-Aufnahme ablesen, jedoch ergibt sich dieser aus den im Folgenden erläuterten Beobachtungen mit angelegtem Magnetfeld.

In Aufnahme (b) ist nun ein schwaches *in-plane*-Feld in Richtung des Pfeils angelegt. In beiden Scheiben ist die zentrale senkrechte Komponente und damit der ganze Vortex senkrecht zu der Richtung des externen Feldes ausgewichen. Diese Verschiebung resultiert daraus, dass der Bereich mit der parallel zu dem Magnetfeld liegenden Magnetisierung sich auf Kosten des energetisch ungünstigen antiparallelen Bereichs ausdehnt. Die Richtung der Verschiebung, hier in den Aufnahmen nach links, hängt also von dem Drehsinn des Vortex ab. Damit ergibt sich eine Möglichkeit, auch mit dem MFM den Umlaufsinn des Magnetisierungswirbels zu bestimmen. Des Weiteren ist in der MFM-Aufnahme die Entstehung eines oben dunklen und unten hellen Saums zu beobachten. Dies bedeutet, dass die *in-plane*-Magnetisierung nicht mehr völlig in sich geschlossen ist, sondern ein Streufeld verursacht, das im Inneren des Elements natürlich dem externen Feld entgegengerichtet ist.

Mit zunehmendem Magnetfeld wird der Vortex nun nicht nur immer weiter verschoben, sondern auch zunehmend deformiert. Dadurch bildet sich, ausgehend von dem Vortex-Zentrum, eine C-förmige Wand, die mit steigendem Magnetfeld immer länger und zunehmend gegen den Probenrand gedrückt wird (c) und (d). In der MFM-Aufnahme (d) ist diese Wand anhand des Hell-Dunkel-Übergangs deutlich als Néelwand zu erkennen. Die Umkehrung des Ladungskontrastes der Wand am Vortex-Zentrum bedeutet, dass sich die Drehung der Magnetisierung in der Wand ändert.

Dieser Magnetisierungsprozess ist solange reversibel, bis die Magnetisierung schlagartig in einen nahezu gesättigten Zustand (e) springt. An der Unterseite der Scheiben ist jetzt ganz deutlich neben dem erwarteten hellen Kontrast noch ein dunkler Streifen zu sehen, der sich auch in der vorangegangenen Aufnahme (d) schon abgezeichnet hat. Dieser ist damit zu erklären, dass auch die Magnetisierung der MFM-Sonde durch das externe Feld beeinflusst wird. Die in Remanenz senkrechte Orientierung wird so verkippt, dass eine zum externen Feld parallele Komponente entsteht. Aus der Verschiebung der Ladungen in der Spitze resultiert, wie in Abb. 6.10 illustriert, eine attraktive Wechselwirkung zwischen der Permalloy-Scheibe und der Sonde, wenn sich diese neben dem positiv geladenen Scheibenrand befindet. Aus dieser Wechselwirkung wiederum ergibt sich der zu

Abbildung 6.9: Rechte Seite: MFM-Aufnahmen eines Ummagnetisierungszyklus zweier 50 nm dicker Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm. Die nebenstehenden Skizzen verdeutlichen die jeweilige Magnetisierungskonfiguration und die mit dieser verbundene Ladungsverteilung.



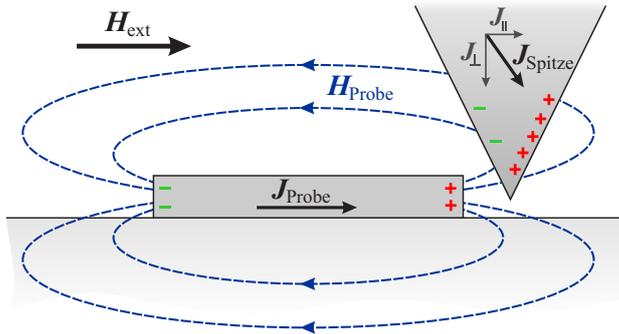


Abbildung 6.10: Skizze zur Entstehung des zusätzlichen dunklen Saumes am unteren Rand der Scheiben in Abb. 6.9 (e) durch eine Verkipfung der Magnetisierungsrichtung in der MFM-Sonde im externen Magnetfeld.

beobachtende Kontrast.

Das Feld, bei dem der Vortex aus der Scheibe gedrängt wird, bezeichnet man als Annihilationsfeld H_{ann} . Bei der Vernichtung des Vortex gehen die Informationen sowohl über dessen Drehsinn als auch über die Richtung seiner zentralen Blochlinie verloren. Reduziert man das externe Feld wieder, so springt die Magnetisierung mit Erreichen des Nukleationsfeldes H_{nuk} in einen Vortex-Zustand zurück. Der Umlaufsinn des neuen Wirbels und die Ausrichtung der senkrechten Komponente ist dabei rein statistisch. In Abb. 6.9 (g) ist der Vortex der linken Scheibe nun nach rechts verschoben, woraus sich schließen lässt, dass der Drehsinn hier gegen den Uhrzeigersinn verläuft. In der rechten Scheibe hat sich dagegen wieder ein Wirbel im Uhrzeigersinn ergeben. Bei weiterer Reduktion des Feldes (f) zeigt sich, dass die senkrechte Komponente der linken Scheibe wieder nach oben gerichtet ist, wohingegen sie bei der rechten Scheibe diesmal nach unten zeigt. Schließlich ergibt sich in Remanenz wieder der symmetrische Vortex mit der senkrechten Komponente im Zentrum der Scheibe (h).

Mehrere aufeinanderfolgende Magnetisierungszyklen führen zu immer wieder unterschiedlichen Orientierungen der Vortex-Komponenten ohne irgendwelche Korrelationen zwischen den Ausgangs- und Endzuständen oder der Endzustände untereinander. Außerdem sei hier noch explizit darauf hingewiesen, dass zwischen der Drehrichtung der *in-plane*- und der Orientierung der *out-of-plane*-Magnetisierung kein Zusammenhang besteht, wie es eventuell durch die hier natürlich nicht gültige *Rechte-Hand-Regel* suggeriert werden könnte. Vielmehr existieren vier verschiedene zueinander symmetrische Grundzustände, die zumindest theoretisch zur Speicherung von zwei Datenbits innerhalb eines Elements genutzt werden könnten. Auf die Möglichkeiten einer gezielten Ummagnetisierung der einzelnen Komponenten wird in Abschnitt 6.3 noch eingegangen.

6.2.2 Simulation

Der soeben geschilderte Magnetisierungsablauf wurde erstmals von Bryant und Suhl theoretisch untersucht [88]. In ihrem Modell gingen sie von einer ideal weichmagnetischen Probe aus, in der sich die im externen Feld auftretenden magne-

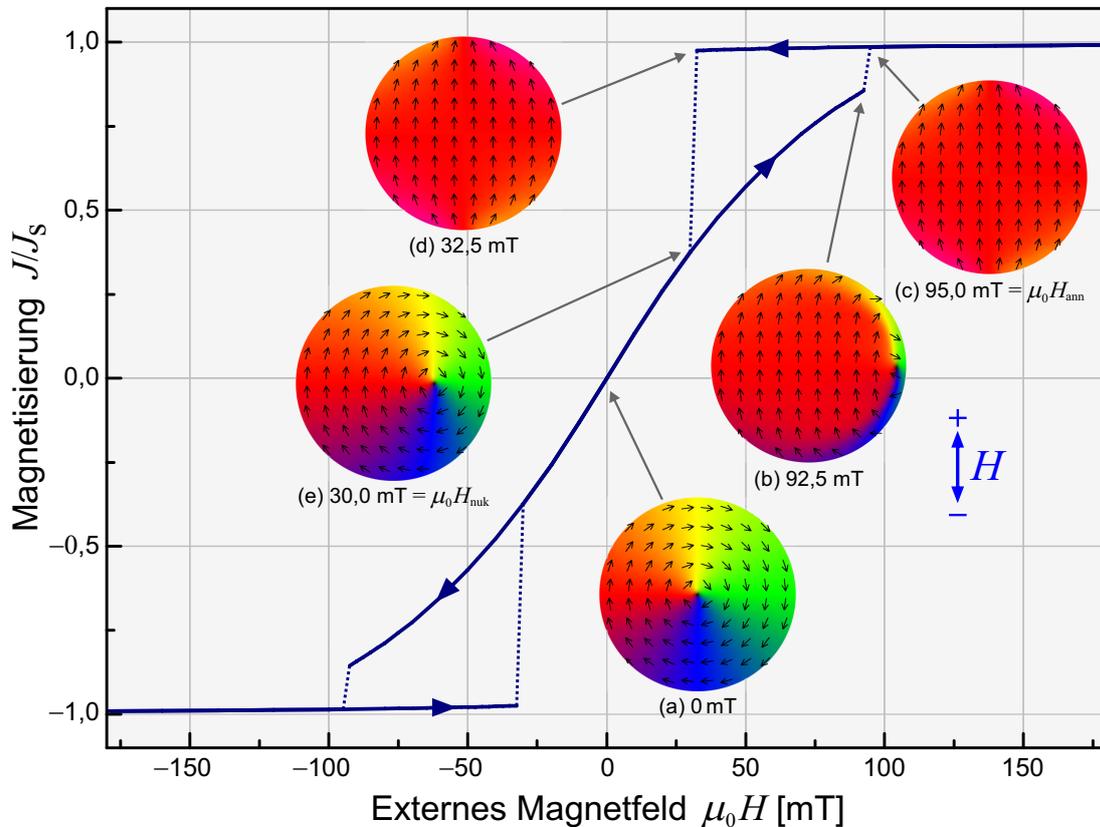


Abbildung 6.11: Hysteresekurve eines simulierten Ummagnetisierungszyklus einer 50 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm. Zusätzlich sind die Magnetisierung des remanenten Zustands (a) und der Konfigurationen vor (b) und nach (c) der Annihilation des Vortex sowie vor (d) und nach (e) dessen Nukleation abgebildet.

tischen Ladungen, analog zu elektrischen Ladungen einer leitfähigen Probe, nur an der Oberfläche befinden sollten [88, 108]. Unter der zusätzlichen Annahme, dass die Magnetisierung ausschließlich in der Ebene liegt, konnten sie dann für jedes externe Feld die zweidimensionale Magnetisierungskonfiguration, die sich aus einem vorgegebenen Vortex-Zustand ergibt, berechnen. Als Lösung für eine Scheibe sagten sie die auch hier beobachtete Entwicklung einer Wand und deren Verschiebung voraus, wie sie in Abb. 6.1 (c) zu sehen ist. Dabei konnte festgestellt werden, dass die Weite der Verschiebung aus dem Zentrum linear mit dem externen Feld anwächst. Erst bei einem Feld $H_{\text{ext}} = N_x J_s / \mu_0$, wobei N_x der Entmagnetisierungsfaktor für die Scheibenebene ist, würde die Wand dann auf dem Scheibenrand liegen und die Magnetisierung damit in die Sättigung übergehen. In diesem Modell wird der Vortex also immer soweit verschoben, dass die daraus resultierenden Ladungen ein entmagnetisierendes Feld erzeugen, welches das externe Feld gerade aufhebt. Damit wird der Wirbel also erst dann aus der Scheibe

verdrängt, wenn das externe Feld den maximalen Betrag des entmagnetisierenden Feldes, eben den der homogenen Magnetisierung, erreicht. In diesem Modell werden allerdings keine Volumenladungen und auch keine realistischen Domänenwände berücksichtigt. Außerdem kann es keine Angaben zur Entwicklung der Magnetisierung aus einem gesättigten Zustand heraus machen.

In den schon zuvor angesprochenen Kerr-Untersuchungen [89] konnte diese Theorie für große Scheiben experimentell bestätigt werden. Zwar folgen die hier untersuchten kleinen Permalloy-Scheiben im Wesentlichen dem einfachen theoretischen Ummagnetisierungsverlauf, dennoch lassen sich einige interessante Abweichungen beobachten. Diese Details sind auch in entsprechenden mikromagnetischen Simulationen zu finden und erleichtern dadurch deren Interpretation. Die Dicke der simulierten Scheibe beträgt wiederum 50 nm und ihr Durchmesser 600 nm. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, muss jedoch bei der Diskretisierung ein Kompromiss eingegangen werden. Das Simulationsvolumen wurde deshalb in $121 \times 121 \times 5$ Elemente unterteilt, damit bleibt die Diskretisierung in der Scheibenebene unter der Austauschlänge. Zwar resultiert aus der Tatsache, dass die Zellen etwa doppelt so hoch wie breit sind, eine effektive, senkrechte Anisotropie [43], diese ist jedoch so schwach, dass sie das Simulationsergebnis nicht merklich beeinflusst. Sogar rein zweidimensionale Simulationen wie beispielsweise in [97] führen zu vergleichbaren Resultaten. Die Simulation wurde mit einer homogenen Magnetisierung in y -Richtung gestartet und das externe Magnetfeld in y -Richtung von 180 mT (143 kA/m) bis -180 mT durchgeföhren. Die Abb. 6.11 zeigt die simulierte Ummagnetisierungskurve und illustriert zugleich die Magnetisierungszustände für einige ausgewählte Feldstärken. Ihre Abfolge von (a) nach (e) entspricht qualitativ den Ergebnissen der MFM-Messungen.

Betrachtet man nun den Verlauf der Hysteresekurve, so fallen zunächst die beiden getrennten Öffnungen in dieser auf, von denen je eine im positiven und eine im negativen Feldbereich liegt. Dazwischen ist die Kurve geschlossen, so dass die Magnetisierung in Remanenz verschwindet. Hervorgerufen werden die Öffnungen jeweils durch zwei Sprünge im Magnetisierungsverlauf, von denen der eine bei der Vernichtung des Vortex beim Annihilationsfeld H_{ann} (c) und der andere bei dessen Wiederentstehung beim Nukleationsfeld H_{nuk} (e) auftritt. Diese Form der Hysteresekurve ist typisch für die Ummagnetisierung eines Teilchens, das in Remanenz eine Vortex-Konfiguration aufweist. Diese Kurven wurden experimentell sowohl an einzelnen Teilchen [109, 110] als auch mit integralen Methoden an Arrays gleichartiger Elemente [111, 112] gemessen.

Außerdem erhält man aus der Simulation den Verlauf der einzelnen Energiebeiträge, welche in Abb. 6.12 für ein ansteigendes Magnetfeld dargestellt sind. Auch in diesem Graphen kann man anhand der Diskontinuitäten der einzelnen Kurven das Nukleations- H_{nuk} und Annihilationsfeld H_{ann} ablesen, zwischen denen in der Scheibe die Vortex-Konfiguration vorliegt. Des Weiteren kann man den Betrag des externen Feldes bestimmen, bei dem die Gesamtenergie E_{tot} von eindomänigem Zustand und Vortex-Zustand identisch ist. Dazu spiegelt man den

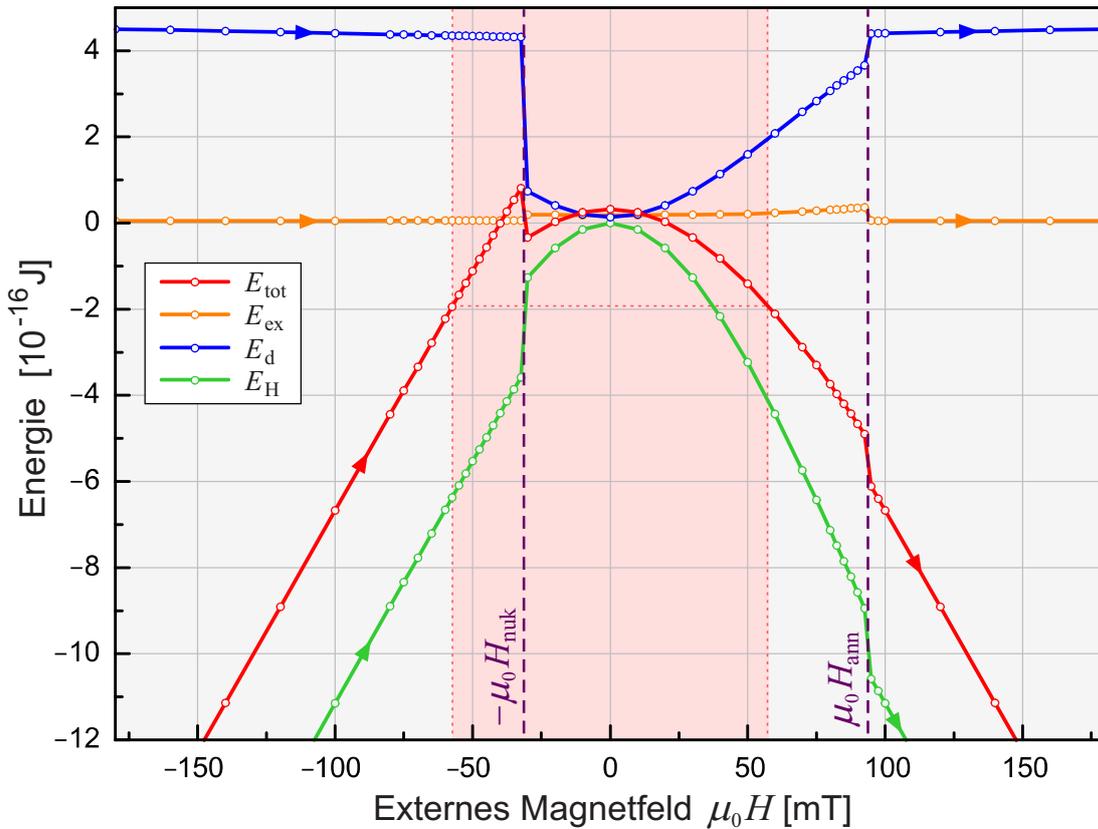


Abbildung 6.12: Das Diagramm zeigt den Verlauf der Energiebeiträge während des simulierten Ummagnetisierungszyklus einer 50 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm. Die Gesamtenergie E_{tot} setzt sich dabei aus Austausch- E_{ex} , Streufeld- E_{d} und Zeeman-Energie E_{H} zusammen. Wie die zugehörige Hysteresekurve in Abb. 6.11 weisen die Energien bei dem Nukleations- H_{nuk} und dem Annihilationsfeld H_{ann} Diskontinuitäten auf. In dem rötlich unterlegten Bereich ist die Gesamtenergie der Vortex-Konfiguration niedriger als die des Single-Domain-Zustandes.

negativen Ast des Energieverlaufes an der y -Achse (bei $H = 0$), so dass dieser den positiven Ast schneidet. Dieser Schnittpunkt liegt hier bei etwa 57 mT. In dem rötlich unterlegten Bereich liegt der Betrag des externen Feldes unter diesem Wert und die Vortex-Konfiguration ist dort energetisch günstiger als der Single-Domain-Zustand. Durch vorhandene Energiebarrieren finden die Übergänge zwischen diesen Konfigurationen jedoch erst bei dem jeweils höheren Nukleations- bzw. Annihilationsfeld statt.

6.2.3 Mikro-Hall-Magnetometrie

Im Rahmen der hier präsentierten Untersuchungen wurden von M. Rahm auch die Hysteresekurven einzelner Scheiben vermessen [113]. Dabei wurde die Mikro-Hall-

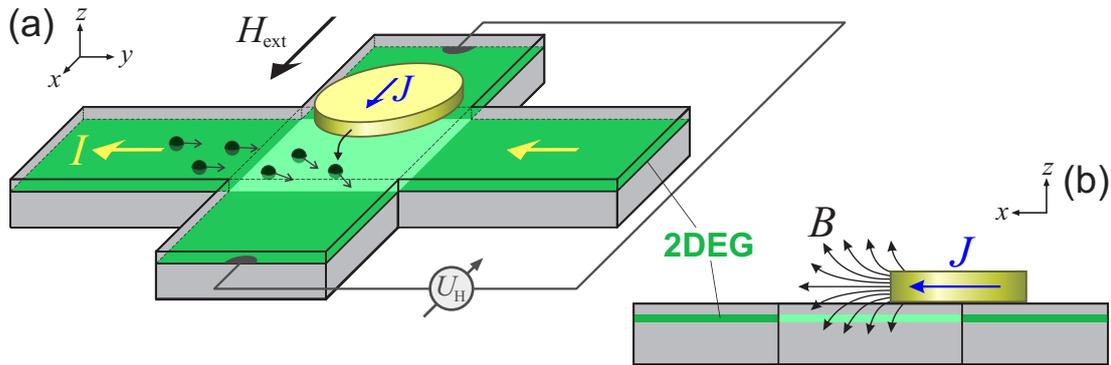


Abbildung 6.13: Skizze zum Prinzip der Mikro-Hall-Magnetometrie. Die Schrägsicht (a) zeigt das knapp unter der Oberfläche liegende 2DEG (grün) mit einigen schematischen Elektronen, die sich zunächst entgegen der technischen Stromrichtung bewegen und im Bereich der aktiven Fläche (hellgrün) durch das Streufeld der magnetischen Scheibe abgelenkt werden. Der Querschnitt durch das Hall-Kreuz (b) entlang der x -Richtung verdeutlicht die optimierte Streufeldeinkopplung in die aktive Fläche durch die aus dem Zentrum versetzte Positionierung der Scheibe.

Magnetometrie (μ Hall) verwendet, mit der man das lokale Streufeld eines direkt auf einen Hall-Sensor strukturierten Teilchen aufzeichnet [114]. Die Hall-Sonden wurden dafür aus einer GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As-Heterostruktur fabriziert, die 30 nm unter ihrer Oberfläche eine zweidimensionale, elektrisch leitende Schicht mit hochbeweglichen Elektronen enthält, ein so genanntes 2-dimensionales Elektronengas (2DEG). Der maßgebliche Vorteil des 2DEG für die Hall-Messung ist seine geringe Ladungsträgerdichte n_s mit typischen Werten um $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Denn nach dem Drude-Modell gehorcht die Hall-Spannung U_H , die quer zu einem Strom I infolge einer senkrecht zur 2DEG-Ebene (x - y -Ebene) liegenden Magnetfeldkomponente B_z entsteht, folgendem Zusammenhang:

$$U_H = \frac{I B_z}{|e| n_s}. \quad (6.8)$$

Nach diesem Modell, das für Magnetfeldstärken bis etwa 0,5 T gültig ist, verläuft die Hall-Spannung direkt proportional zu B_z und ist umso größer, je kleiner die Ladungsträgerdichte n_s ist. In der Abb. 6.13 ist das Prinzip der Messung mit dem Hall-Sensor und dem auf diesem liegenden magnetischen Partikel schematisch dargestellt.

Die hier vorgestellten Messungen wurden bei einer Temperatur von 4,2 K durchgeführt. Da unter dieser Bedingung die mittlere freie Weglänge größer als die Abmessung der Kreuzungsfläche von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ ist, befindet man sich im so genannten ballistischen Transportregime. Für dieses lässt sich mit der Simulation von klassischen Elektronenbahnen nach dem Billard-Modell zeigen, dass die Hall-Spannung nur von dem über die Kreuzungsfläche gemittelten Magnetfeld

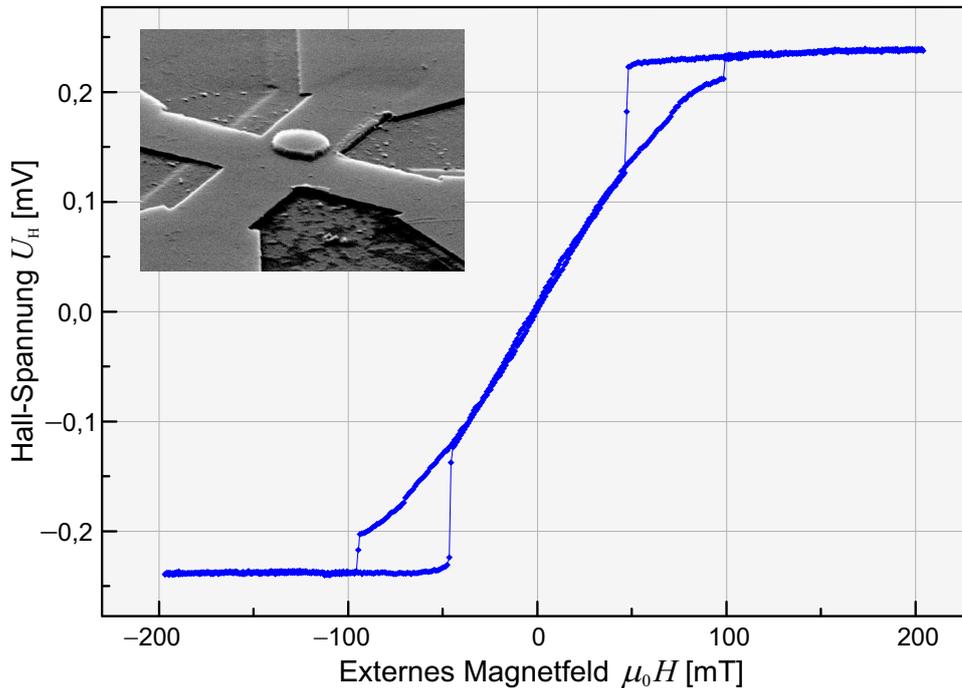


Abbildung 6.14: Bei einer Temperatur von 4,2 K aufgenommene *in-plane*-Streufeld-Hysteresekurve einer 60 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm. Das links oben eingesetzte REM-Bild zeigt das vermessene Teilchen auf dem Hall-Sensor in einer Schrägansicht.

abhängt. Daher wurden die Kreisscheiben, wie in Abb. 6.13 (b) ersichtlich, nicht zentral, sondern nur mit einer Seite auf diese aktive Fläche gelegt, um ein möglichst großes Streufeldsignal zu erhalten. Bei einer zentrischen Lage würden sich die Streufeldkomponenten dagegen gerade gegenseitig aufheben. Während der Messungen wurde der Strom konstant bei 20 μA gehalten und die Hall-Spannung mit Lock-In-Verstärkern gemessen. Die Scheiben wurden bei -2 T ($-1,6$ MA/m) gesättigt, bevor die Hysterese zwischen -200 mT und 200 mT bei einer konstanten Magnetfeldänderungsrate von 0,5 mT/s aufgezeichnet wurden.

Die Abb. 6.14 zeigt die Streufeld-Hysterese einer solchen Messung an einer 60 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm. Der qualitative Verlauf dieser Kurve stimmt sehr gut mit der obigen LLG-Simulation (Abb. 6.11) überein, insbesondere tritt bei der Vortextnukleation auch nur ein einziger Sprung im Magnetisierungsverlauf auf. Jedoch erhält man diesen Nukleationsmodus in der Simulation nur, wenn das Feld genau parallel zu der Diskretisierungsrichtung angelegt wird. Auch wenn dieser Ummagnetisierungsablauf dadurch unwahrscheinlicher erscheint, kann er zumindest bei tiefen Temperaturen nicht ausgeschlossen werden, zumal es bislang noch keine andere schlüssige Erklärung für diesen experimentell beobachteten Hystereseverlauf im Bereich der Vortextnukleation so dicker Scheiben gibt. Ein sicherer Nachweis für diesen Modus

mit einer abbildenden Methode steht allerdings noch aus. Andere mit der Mikro-Hall-Magnetometrie beobachtete Formen der Magnetisierungskurven lassen sich, wie noch in Abschnitt 6.2.6 gezeigt wird, sowohl mit Simulationen als auch mit den Ergebnissen bildgebender experimenteller Methoden gut in Einklang bringen.

6.2.4 Verschiebung des Vortex-Zentrums

Nachdem der prinzipielle Ablauf der *in-plane*-Ummagnetisierung geklärt wurde, können nun einige Details näher untersucht werden. Den Anfang soll dabei die Verschiebung des Vortex-Zentrums in Abhängigkeit von einem externen Feld machen. In der Hysteresekurve entspricht dieses Magnetisierungsverhalten dem zentralen Ast zwischen den Annihilationsfeldern $-H_{\text{ann}}$ und $+H_{\text{ann}}$, auf dem sich die Magnetisierung annähernd proportional zu dem äußeren Feld ändert. Die Magnetisierungsänderung in diesem Bereich ist reversibel.

In der Abb. 6.15 ist die auf den Radius $D/2$ der jeweiligen Scheibe normierte Verschiebung S des Vortex-Zentrums gegen das reduzierte externe Feld $h = \mu_0 H_{\text{ext}} / N_x J_s$ angetragen. Zur Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors N_x wurde hierbei die Gleichung 1.25 herangezogen. Neben der linearen Vorhersage nach Bryant und Suhl [88] ist auch die aus der obigen Simulation (Abschnitt 6.2.2) bestimmte Verschiebung angetragen. Die experimentell aus MFM-Aufnahmen von 50 nm dicken Scheiben mit einem Durchmesser von 650 nm und 900 nm bestimmten Werte wurden jeweils aus drei MFM-Messungen gemittelt. Um die Vortex-Verschiebung in den MFM-Bildern trotz der sich mit dem externen Feld stark ändernden Streufelder möglichst genau messen zu können, wurde dem magnetischen Kontrast die synchron aufgezeichnete Topographie überlagert, wodurch man den Rand der Scheiben als eine saubere Referenz erhält.

Während das einfache lineare Modell in den kernmikroskopischen Untersuchungen für Scheiben mit einem großen Durchmesser von 60 μm und 120 μm bestätigt werden konnte [89], zeigen die Untersuchungen an den kleinen Elementen in dieser Arbeit eine deutliche Abweichung. Hier ist die Verschiebung des Vortex-Kerns bei kleinen Feldern zunächst größer als nach dem linearen Modell erwartet und nimmt dann aber mit zunehmendem Feld immer weniger zu. Schließlich verharrt der Vortex-Kern in einem endlichen Abstand zum Probenrand, bis die Magnetisierung plötzlich in die Sättigung springt. Dieser Verlauf ist nicht nur aus den MFM-Messungen zu entnehmen, sondern wird auch durch die mikromagnetische Simulation bestätigt. Auf die hierbei zu beobachtenden Unterschiede in den Annihilationsfeldern wird im nächsten Abschnitt 6.2.5 noch ausführlich eingegangen. Neben den Vortex-Verschiebungen ist in dem Diagramm von Abb. 6.15 auch noch ein Teil der simulierten Hysteresekurve, also die parallel zum angelegten Feld verlaufende Magnetisierung, angetragen. Wie deren Verlauf zeigt, wirkt sich die Verschiebung des Wirbelkerns direkt proportional auf diese Magnetisierungskomponente aus.

Die hier beobachteten Abweichungen von einem linearen Verlauf haben bei

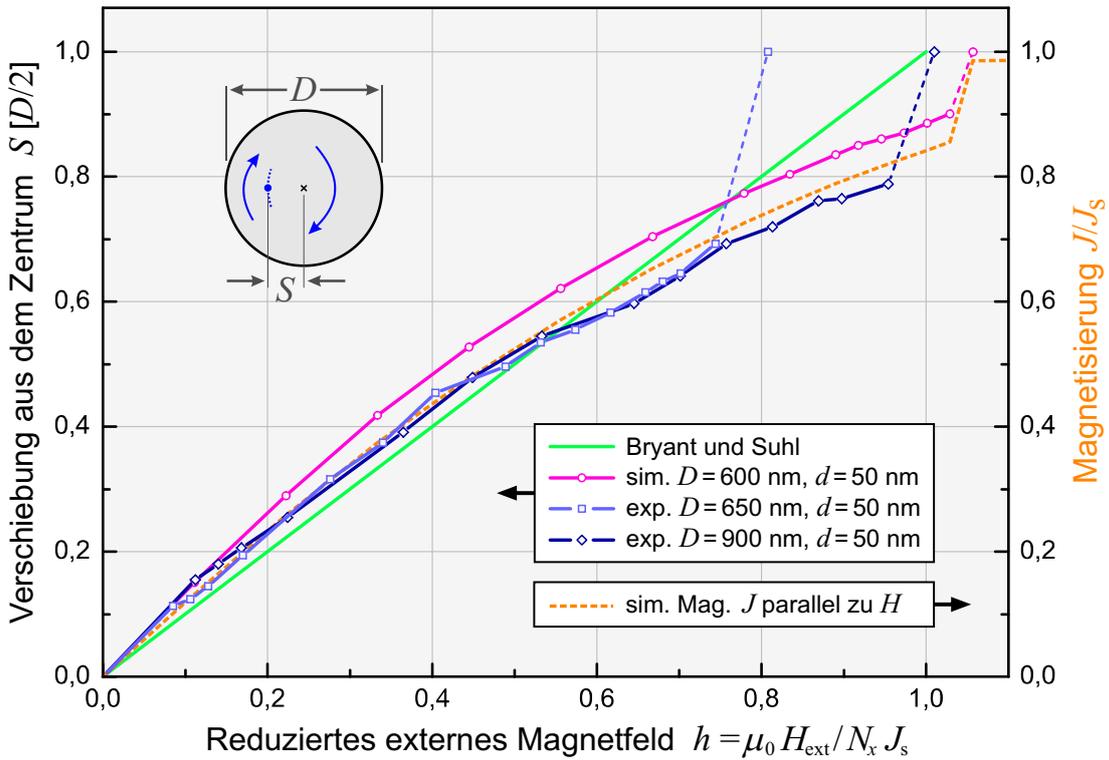


Abbildung 6.15: Das Diagramm zeigt die Verschiebung S des Vortex aus dem Scheibenzentrum für das Modell von Bryant und Suhl [88], für die Simulation aus Abb. 6.11 und für die MFM-Untersuchung zweier unterschiedlich großer Scheiben. Dabei ist der Wert der Verschiebung auf den jeweiligen Scheibenradius $D/2$ und das externe Feld auf das jeweilige maximale, entmagnetisierende *in-plane*-Feld $N_x J_s / \mu_0$ normiert. Zum Vergleich ist auch noch der Verlauf der zum externen Feld parallelen Magnetisierungskomponente aus der Simulation aufgetragen (orange).

niedrigen und hohen Feldern unterschiedliche Ursachen. Um die Vortex-Verschiebung bei den kleineren Feldern zu verstehen, muss man die entsprechende Streufeldenergie in Abb. 6.12 betrachten. Offensichtlich steigt diese anfangs trotz der vergleichsweise großen Verschiebung schwächer an als bei den darauffolgenden höheren Feldstärken. Dies liegt daran, dass die Magnetisierung trotz des externen Feldes in der Nähe des Probenrandes noch möglichst parallel zu diesem verläuft und dadurch Streufelder vermeidet.⁴ Diese Abweichung von den Konfigurationen des Modells von Bryant und Suhl ermöglicht nun, durch die Reduktion des entmagnetisierenden Feldes, eine weitere Verschiebung des Vortex und damit einen höheren Gewinn an Zeeman-Energie. Diese Zustände können mit ihrem inhomogenen

⁴Der gleiche Effekt ist besonders gut bei den nahezu gesättigten Zuständen der Scheibe zu beobachten. So sieht man in Abb. 6.11 (c) und (d) deutlich, dass die Magnetisierung in der Nähe des Probenrandes dessen Verlauf zwiebelschalenartig folgt, weshalb diese Konfiguration auch *onion state* genannt wird.

gen gekrümmten Magnetisierungsverlauf in dem Modell von Bryant und Suhl nicht berücksichtigt werden, da dieses die Existenz der damit verbundenen Volumenladungen gerade ausschließt.

Der langsamere Anstieg der weiteren Vortex-Verschiebung ab einer Feldstärke, die etwa dem halben Annihilationsfeld entspricht, lässt sich dagegen mit der realen Ausdehnung der Néelwand erklären: Mit abnehmendem Abstand zwischen der Wand und dem Probenrand wird diese immer weiter zusammengedrückt, wodurch sich die Wandenergie zunehmend erhöht und der Verschiebung entsprechend entgegenwirkt. Dies drückt sich auch in der Zunahme der Austauschenergie, wie man sie in dem simulierten Energieverlauf in Abb. 6.12 beobachtet, aus. Schließlich kann die Wand aufgrund ihrer endlichen Ausdehnung nicht mehr weiter verschoben werden und schmiegt sich an den Probenrand. Um nun in Sättigung zu gehen und die Wand zu verdrängen, muss eine Energiebarriere überwunden werden, die sich mit zunehmenden Magnetfeld reduziert und die Wandkonfiguration entsprechend destabilisiert [36].

6.2.5 Annihilation des Vortex

Im Folgenden wird die Abhängigkeit des Annihilationsfeldes H_{ann} von den Abmessungen der Kreisscheibe betrachtet. Mit dem MFM wurden diese systematisch für Scheiben mit unterschiedlichen Dicken d und Durchmesser D bestimmt. Dabei wurden die Elemente nach Möglichkeit nur soweit gescannt, dass sich gerade entscheiden ließ, ob diese nach der Erhöhung des externen Feldes schon in Sättigung gegangen waren. Trotz dieses Vorgehens sind die Scheiben immer einer Überlagerung aus dem angelegten Feld und dem MFM-Sondenfeld ausgesetzt. Daher ist insbesondere für die kleineren Strukturen zu erwarten, dass das auf diese Weise bestimmte Annihilationsfeld etwas niedriger ausfällt als im ungestörten Fall. Dies ist mit ein Grund für das spätere Schalten der simulierten Scheibe mit dem Durchmesser von 600 nm bei 95 mT (76 kA/m) im Vergleich zu der gemessenen mit dem Durchmesser von 650 nm bei 70 mT (56 kA/m), die für die Bestimmung der Vortex-Verschiebung in Abb. 6.15 herangezogen wurde.

Prinzipiell ist allerdings eine Abnahme des Annihilationsfeldes bei gleicher Scheibendicke mit zunehmendem Durchmesser aufgrund der Abnahme des Entmagnetisierungskoeffizienten zu erwarten, die hier allerdings kleiner ausfallen sollte. Diesen Zusammenhang kann man gut aus dem Graphen von Abb. 6.16 ersehen. Hier wurden die gemessenen Annihilationsfelder verschiedener Elemente gegen ihr Aspektverhältnis von Durchmesser zu Dicke $\delta = D/d$ angetragen. Alle Werte liegen entlang der Kurve für das entmagnetisierende Feld $H_{\text{d}}^{\text{in-plane}} = N_x J_s / \mu_0$ einer in der Ebene homogen magnetisierten Scheibe, wobei auch hier wieder Gleichung 1.25 für die Bestimmung des Entmagnetisierungsfaktors N_x herangezogen wurde. Der Graph enthält neben den Messwerten aus den MFM-Aufnahmen auch Daten von ergänzend durchgeführten Untersuchungen mit der Mikro-Hall-Magnetometrie. Außerdem wurden mit der Lorentz-Mikroskopie ermittelte Messpunkte

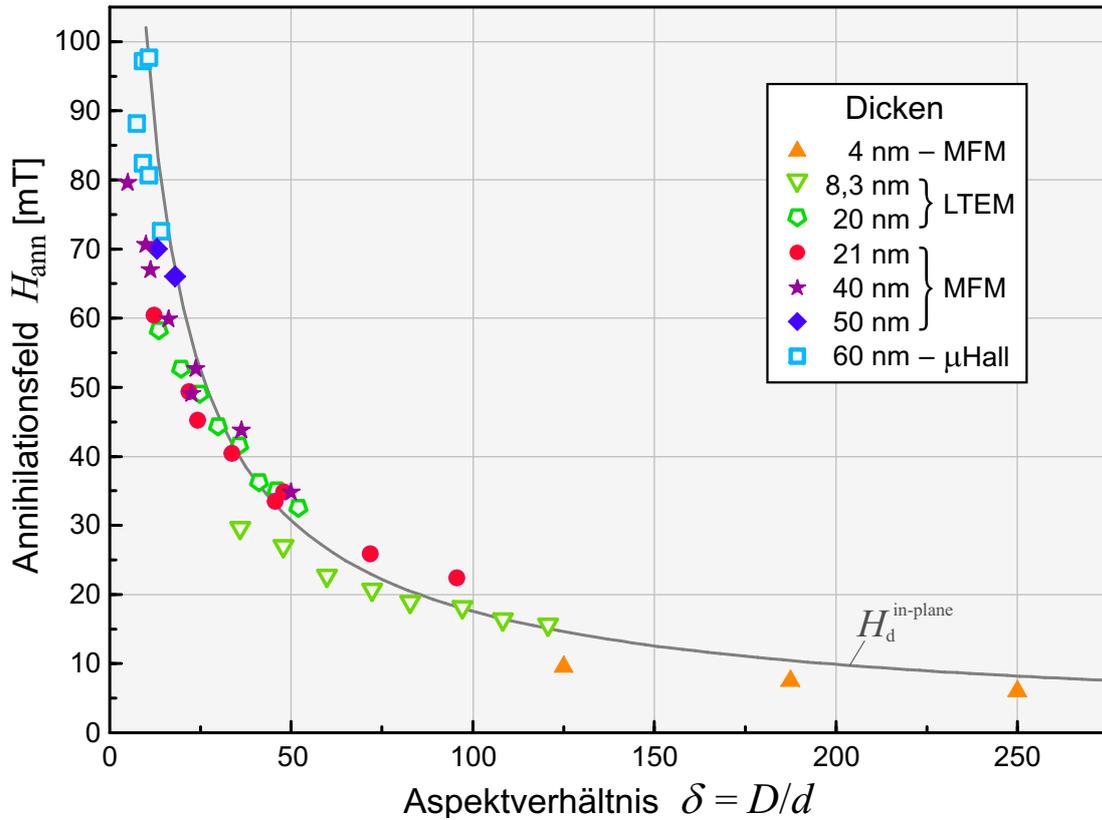


Abbildung 6.16: Anihilationsfelder H_{ann} von Permalloy-Scheiben mit unterschiedlichen Dicken d und Durchmessern D , die mit MFM-Messungen (gefüllte Symbole) sowie mit der Mikro-Hall-Magnetometrie (μHall) [113] und der Lorentz-Mikroskopie [115] bestimmt wurden. Die durchgezogene Linie stellt den Verlauf des entmagnetisierenden *in-plane*-Feldes $H_{\text{d}}^{\text{in-plane}}$ in Permalloy-Kreisscheiben dar.

aus [115] in das Diagramm eingetragen. Die Übereinstimmung der Daten aus der Lorentz-Mikroskopie für die Dicke von 20 nm mit den MFM-Messungen an 21 nm dicken Elementen ist erstaunlich hoch. Zu dieser Übereinstimmung trägt auch die Tatsache bei, dass das *in-plane*-Feld bei den LTEM-Untersuchungen durch eine leichte Verkippung der Proben in einem starken senkrechten Feld erzeugt wird, da dieses Verfahren mit abnehmendem Scheibendurchmesser zu zunehmend niedrigeren Anihilationsfeldern [115] führt und somit zu einer ähnlichen Abweichung wie bei den MFM-Messungen.

Besonders bei den geringeren Schichtdicken fällt aber auf, dass die Anihilationsfelder dünnerer Schichten tendenziell geringer sind als die dickerer Schichten. Dieser Zusammenhang wird durch Rechnungen mit dem *rigid-vortex*-Modell bestätigt [116, 36]. Dieses Modell geht von der Vereinfachung aus, dass die Um-magnetisierung über die Verschiebung einer unverzerrten Vortex-Konfiguration, deren Zentrum auch außerhalb der Scheibe liegen darf, vonstattengeht. Diese Ver-

einfachung erlaubt eine teilweise analytische Lösung des Ansatzes und reduziert auf diese Weise den numerischen Rechenaufwand. Daneben konnte diese Abhängigkeit von der Schichtdicke aber auch mit mikromagnetischen Simulationen des Annihilationsfeldes belegt werden [115].

Letztlich lässt sich dieser Zusammenhang auf die Austauschenergiedichte der Vortex-Konfiguration zurückführen. Während die Streufeldenergiedichte e_d nach Gleichung 1.25 proportional zu dem Aspektverhältnis δ ist, hängt die Austauschenergiedichte e_{ex} nach Gleichung 1.40 nur von dem Durchmesser D der Scheibe ab. Dabei bewirkt die $1/D^2$ -Abhängigkeit der Austauschenergiedichte eine starke Energiezunahme mit abnehmendem Durchmesser. Daher ist bei Scheiben mit kleineren Durchmessern der Vortex-Zustand energetisch ungünstiger und deren Magnetisierung wird schon bei niedrigeren externen Feldern in Sättigung gehen. Dies gilt insbesondere für Elemente mit gleichem Aspektverhältnis, bei denen zwar die Streufeldenergiedichte gleich ist, aber bei denen eine geringere Dicke, und damit ein entsprechend kleinerer Durchmesser, auch zu niedrigeren Annihilationsfeldern führt.

6.2.6 Vortex-Nukleation

Nach der Diskussion der Vortex-Annihilation im zunehmenden Magnetfeld soll nun die Entstehung der Wirbelkonfiguration bei der Reduktion des externen Feldes aus der Sättigung heraus betrachtet werden. Die obige Schilderung des Ummagnetisierungszyklus anhand der MFM-Aufnahmen und das bisher gezeigte Simulationsergebnis sowie die Streufeldhysterese zeigen soweit ein übereinstimmendes Bild. Im abnehmenden Feld reduziert sich die Magnetisierung zunächst ein wenig. Die Ursache dafür erklärt die obige Simulation damit, dass sich die randnahen Spins zunehmend am Verlauf des Probenrandes orientieren. Diese Konfiguration wechselt dann plötzlich in eine Vortex-Struktur, wobei sich dies durch einen entsprechenden Sprung im Magnetisierungsverlauf äußert.

Dieser Ablauf der Wirbelentstehung stellt allerdings nur eine von mehreren Möglichkeiten dar. Mithilfe mikromagnetischer Simulationen und verschiedener Experimente lassen sich mittlerweile alle Varianten in einem Zusammenhang darstellen. Eine Gemeinsamkeit der weiteren möglichen Verläufe ist, dass sich aus dem gesättigten Zustand zunächst eine Buckling-Konfiguration entwickelt, bei der die Magnetisierung in wechselnder Richtung von einer zum externen Feld parallelen Ausrichtung abweicht. Diese Konfigurationen sind aber nicht immer genau gleich, sondern unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Anzahl der aufeinanderfolgenden Richtungswechsel. Diese Unterschiede bestimmen dann den weiteren Verlauf der Ummagnetisierung.

Bei Scheiben mit Durchmessern von einigen 100 nm und Dicken ab etwa 10 nm beobachtet man, wie in Abb. 6.17 zu sehen ist, zum einen Buckling-Konfigurationen mit zwei Richtungswechseln (b), die auch als S-Zustände bezeichnet werden, und zum anderen solche mit nur einem deutlichen Richtungswechsel (a).

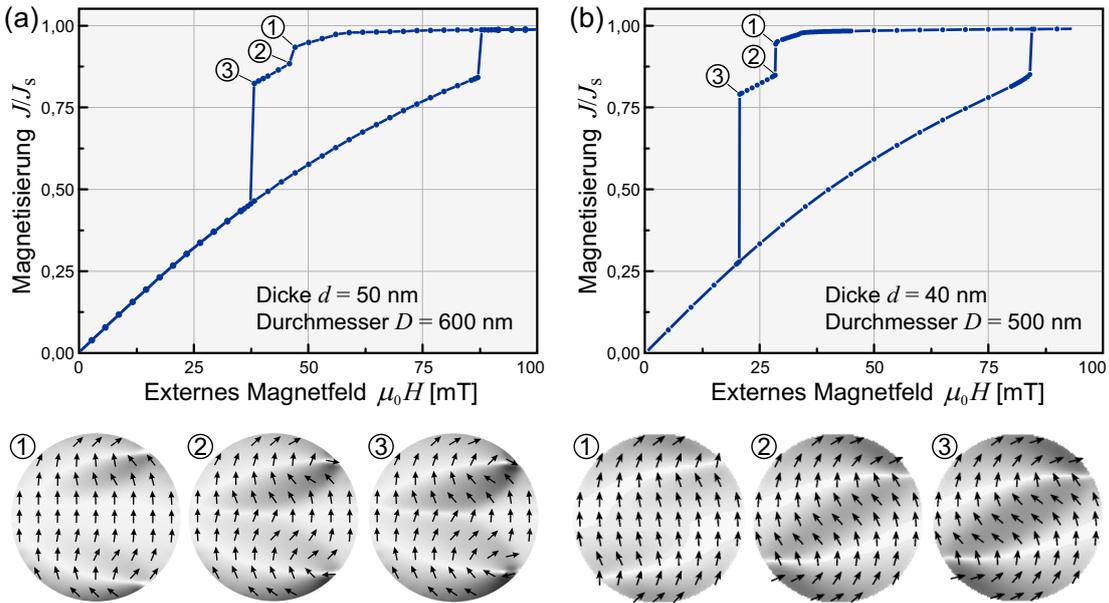


Abbildung 6.17: Simulierte Ummagnetisierungen von Permalloy-Scheiben, bei denen die Vortex-Entstehung über die Ausbildung einer Buckling-Konfiguration abläuft. In der mit $121 \times 121 \times 5$ Zellen diskretisierten Scheibe (a) bildet sich in der hier gezeigten LLG-Simulation ein W-Zustand (siehe Text) aus. Die etwas kleinere Scheibe (b), die mit dem *MicroMagus*-Programm [120] und einer zweidimensionalen Diskretisierung von 128×128 Zellen simuliert wurde, bildet dagegen einen S-Zustand aus [121].

Entsprechend nennt man diese zweite Konfiguration oft C-Zustand. Im Inneren der Struktur kann man jedoch bei diesen Elementgrößen drei Richtungswechsel beobachten, die mit zunehmenden Abmessungen der Scheibe, bezogen auf deren Dicke und/oder Durchmesser, und abnehmendem Feld deutlicher werden, man spricht dann besser von einem W-Zustand. Dieser W-Zustand sollte nicht mit der Konfiguration, die ausschließlich aus einem einzelnen Richtungswechsel besteht, verwechselt werden. Experimentell konnte ein solcher reiner C-Zustand, der in Permalloy-Scheiben mit Dicken um 10 nm und Durchmessern ab etwa 100 nm auftritt, bisher nur mit der Elektronenholographie beobachtet werden [117, 118] oder mit Simulationen entsprechend kleiner Elemente erzeugt werden [116, 119].

Simulationen größerer Elemente wie in Abb. 6.17 (a) und in [121] zeigen nun, dass sich der W-Zustand bei abnehmendem Feld nahezu kontinuierlich und nur mit einer kleinen Diskontinuität in der Magnetisierungskurve ausbildet. In der Entwicklung des S-Zustandes lässt sich dagegen, wie aus Abb. 6.17 (b) erkennbar, ein deutlicher ausgeprägter Sprung in dem Magnetisierungsverlauf feststellen. Letztlich wechseln dann beide Zustände abrupt in die Vortex-Konfiguration. Leider lassen sich diese Buckling-Konfigurationen nicht mit dem MFM beobachten. Dies liegt vor allem an der relativ hohen Gesamtmagnetisierung dieser Konfigurationen, deren ausgeprägtes Streufeld den zu erwartenden relativ gerin-

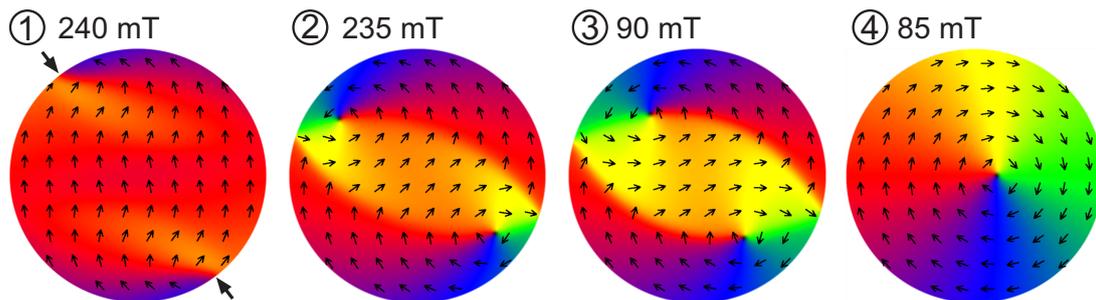
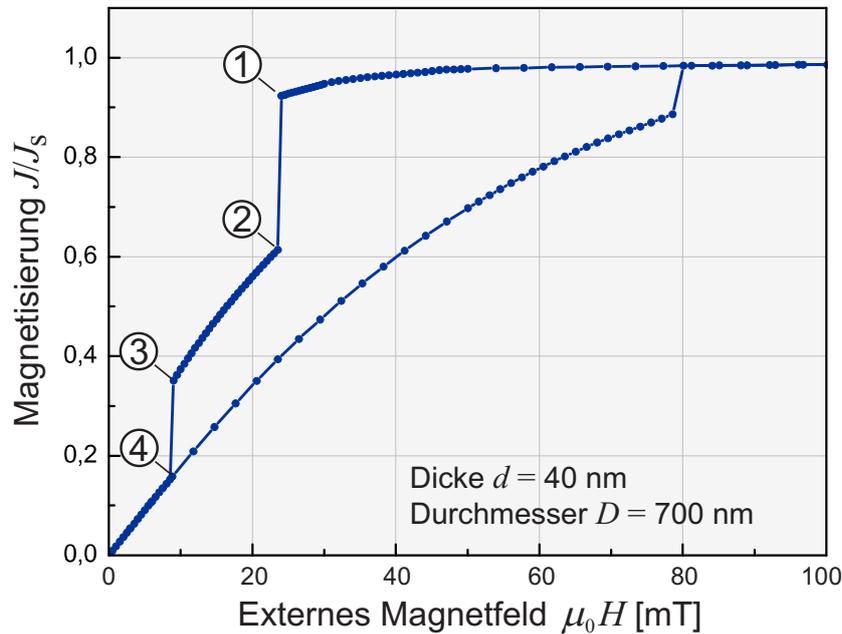


Abbildung 6.18: Simulierte Ummagnetisierung einer 40 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 700 nm, die in $141 \times 141 \times 4$ Zellen diskretisiert wurde. Aus der Sättigung kommend bildet sich hier zunächst eine Buckling-Konfiguration ①. Im Weiteren entsteht aus diesem Zustand eine Doppel-Vortex-Konfiguration ②, die nach einer weiteren Feldreduktion schließlich wieder durch einen einfachen Wirbel ④ ersetzt wird. Dieser Ummagnetisierungsmodus äußert sich in der Hystereseurve durch einen charakteristischen Doppelsprung.

gen Kontrast des Buckling-Musters überstrahlt. Allerdings konnten in der Arbeit von Schneider *et al.* [115] diese Zustände experimentell mit der Lorentz-Mikroskopie nachgewiesen werden. Des Weiteren zeigte sich, dass zwar beide Zustände statistisch auftreten, die S-Zustände aber bei kleineren Durchmessern überwiegen. Bei den Feldstärken der Vortex-Entstehung konnte für die beiden Modi kein Unterschied festgestellt werden. Jedoch streuten diese Feldwerte im Experiment deutlich stärker als bei der Vortex-Annihilation, woraus sich schließen lässt, dass die Buckling-Konfigurationen relativ labile Zustände darstellen. Eine Auswertung der Vortex-Nukleation ergab im Mittel aber eine ähnliche Abhängigkeit von den

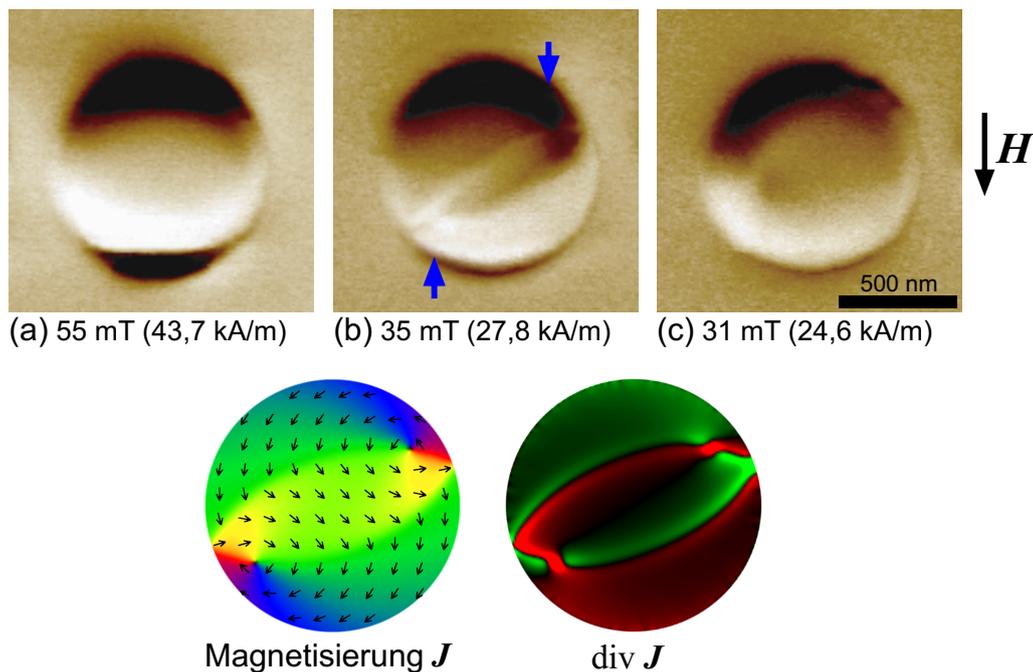


Abbildung 6.19: Serie von MFM-Aufnahmen einer 50 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 900 nm in einem abnehmenden externen Magnetfeld. Die Ummagnetisierung verläuft hier über einen Doppel-Vortex-Zustand (b), bei dem die horizontale Lage der beiden Vortices in den beiden Néelwänden durch die blauen Pfeile markiert ist. Darunter sind die Magnetisierung J und die Ladungsverteilung $\text{div } J$ der simulierten Doppel-Vortex-Konfiguration aus Abb. 6.18 ② dargestellt, die zur besseren Vergleichbarkeit mit der MFM-Aufnahme (b) entsprechend gespiegelt wurde.

Scheibendimensionen wie bei der Vortex-Annihilation.

In Simulationen dickerer Scheiben ab etwa 40 nm treten Buckling-Konfigurationen mit vier Richtungswechseln auf (siehe Abb. 6.18), deren weiterer Ummagnetisierungsverlauf sich deutlich von den obigen unterscheidet. Anstatt aus der Sättigung direkt in die Wirbelkonfiguration zu wechseln, springt die Magnetisierung zunächst in eine Doppel-Vortex-Konfiguration. Die beiden Wirbelzentren dieser in der Ebene punktsymmetrischen Struktur liegen jeweils auf einer der zwei vorhandenen Domänenwände, die die Magnetisierung in drei Bereiche teilt. Daher wird dieser Magnetisierungszustand auch als Drei-Domänen-Konfiguration oder aufgrund der Wandverläufe auch als Augendomäne bezeichnet. In der Magnetisierungskurve äußert sich deren Entstehung durch einen deutlichen Sprung. Erst nach einer weiteren Abnahme des externen Feldes entsteht die gewohnte remanente Vortex-Konfiguration, begleitet von einem weiteren, etwa gleich großen Sprung in der Hystereseurve.

Die Doppel-Vortex-Konfiguration konnte hier zum ersten Mal in der Ummagnetisierung einer Permalloy-Scheibe experimentell beobachtet werden, während

dieser Ummagnetisierungsmodus für elliptische Elemente schon länger bekannt ist [122]. In den 50 nm dicken Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm trat dieser in Abb. 6.19 dargestellte Ummagnetisierungsmodus statistisch in rund 20 % der Fälle auf. Die Ausbildung der Doppel-Vortex-Konfiguration fand dabei ungefähr bei der gleichen Feldstärke statt, bei der in den übrigen, gleich großen Scheiben der Vortex nukleierte. Die Drei-Domänen-Konfiguration ist bei unverändertem externen Feld stabil und kann problemlos mehrfach mit dem MFM gescannt werden. Nach einer weiteren Reduktion der Feldstärke wechselt die Magnetisierung, wie auch in der Simulation, in die Vortex-Konfiguration.

Dadurch, dass die Vortices der Drei-Domänen-Konfiguration in der Simulation an den Stellen des Probenrandes nukleieren, an denen die Spinkonfiguration der Buckling-Konfiguration die stärksten Winkeländerungen aufweist (siehe Pfeile in Abb. 6.18 ①), liegt die mittlere der drei Domänen entsprechend schräg in der Scheibe. Dies ist genauso in der MFM-Aufnahme von Abb. 6.19 (b) zu beobachten, wobei die Orientierung der Konfiguration der Statistik unterliegt. Auch die mit den blauen Pfeilen markierte randnahe Lage der Vortices in der MFM-Aufnahme stimmt mit der simulierten Konfiguration von Abb. 6.18 ② überein.

In der vorliegenden Arbeit wurde dieser Ummagnetisierungsmodus nur bei Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm beobachtet, wobei aber keine größeren Scheiben *in-situ* im Magnetfeld untersucht wurden und die nächst kleineren einen Durchmesser von 650 nm aufwiesen.

Mit Mikro-Hall-Magnetometrie-Untersuchungen an unterschiedlichen Scheiben findet man im Wesentlichen die drei verschiedenen, mit den Simulationen übereinstimmenden Typen von Streufeldhysteresen [121]: also solche mit nur einem deutlichen Sprung bei der Vortex-Nukleation im Magnetisierungsverlauf wie in Abb. 6.14, denen man einen direkten Übergang vom Single-Domain- in den Vortex-Zustand zuordnen kann, dann solche mit kleinen Diskontinuitäten vor dem großen Sprung, die einer Ummagnetisierung über einen S- oder W-Zustand entsprechen, schließlich noch solche mit zwei deutlichen, etwa gleich großen Diskontinuitäten, bei denen die Ummagnetisierung über die Doppel-Vortex-Konfiguration abläuft, die jedoch erst ab Scheibendicken von 40 nm beobachtet wird. Zudem weisen auch diese Messungen bei tiefen Temperaturen (1,4 K bis 4,2 K) ein statistisches Auftreten der unterschiedlichen Modi bei identischen Scheiben auf. Es soll hier noch darauf hingewiesen werden, dass der in [123] für 5 nm bis 20 nm dicke Scheiben postulierte Doppel-Vortex-Zustand eine Fehlinterpretation der dort vorgestellten MFM-Aufnahmen ist und nichts mit der soeben diskutierten Konfiguration zu tun hat. Vielmehr handelt es sich bei dem dort beobachteten Zustand um eine gewöhnliche gesättigte Konfiguration. Damit passen auch die dort gezeigten MFM-Aufnahmen, zusammen mit dem Verlauf der dort ebenfalls falsch interpretierten Widerstandshystereseurve eines Tunnelelements mit Permalloy-Scheibe, zu der hier in Abschnitt 6.2.1 beschriebenen *in-plane*-Ummagnetisierung.

Die Ummagnetisierung der bisher betrachteten Permalloy-Scheiben mit Durch-

messern von 200 nm bis 900 nm endete in Remanenz immer in einem Vortex. Auch die MFM-Untersuchung der remanenten Konfiguration von größeren Scheiben bis 2 μm zeigten hier stets einen Vortex-Zustand. Im Folgenden werden noch verschiedene Abweichungen hiervon zu diskutieren sein, jedoch wird bereits an dieser Stelle nochmal auf die Kerr-Untersuchungen an den großen Scheiben [89] eingegangen. Deren auffälligster Unterschied zu dem bisher diskutierten Verhalten liegt bei den remanenten Zuständen, die sich nach einer *in-plane*-Sättigung ergeben. Auch in den großen Scheiben entwickeln sich Buckling-Konfigurationen, allerdings mit sehr viel mehr Richtungswechseln im Magnetisierungsverlauf. Diese Zustände bleiben dann jedoch entweder auch in Remanenz bestehen oder entwickeln sich zu anderen komplizierten Konfigurationen.⁵ Für solch große Elemente ist die Energiebarriere zwischen Buckling- und Vortex-Konfiguration zu groß. Daher mussten diese Elemente im Wechselfeld entmagnetisiert werden, um sie in einen Wirbelzustand zu bringen.

6.2.7 Vergleich mit Cobalt-Kreisscheiben

Neben den Scheiben aus Permalloy wurden in dieser Arbeit mit dem Ätzmasken-Verfahren auch Scheiben aus Cobalt-Schichten hergestellt und im Magnetkraftmikroskop untersucht. Die wichtigsten magnetischen Eigenschaften dieses Materials sind in Tabelle 6.2 aufgeführt. Während die Austauschkonstante von Cobalt mit der von Permalloy vergleichbar ist, führt die deutlich höhere Sättigungsmagnetisierung zu einem entsprechend stärkeren MFM-Signal. Ansonsten weist Cobalt eine starke uniaxiale Kristallanisotropie auf, die sich hier aber durch das polykristalline Wachstum herausmitteln sollte. Es wurde jedoch gezeigt, dass die Cobaltkristallite zumindest für direktes Aufdampfen auf GaAs eine Textur aufweisen können, die eine uniaxiale Anisotropie in Wachstumsrichtung verursacht [124]. Demnach müsste man mit einer leichten *out-of-plane*-Richtung rechnen,

Größe		SI-System	cgs-System
Austauschkonstante	A	$1,4 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$	$1,4 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$
Sättigungsmagnetisierung	J_s	1,76 T	1400 G
Strefeldenergiekoeffizient	K_d	$1,2 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$	$1,2 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$
Austauschlänge	l_{ex}	3,4 nm	$3,4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$
Kristallanisotropie (hcp)	K_u	$6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$	$6 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$

Tabelle 6.2: Magnetische Materialparameter von Cobalt. Die angegebene Kristallanisotropie gilt für einkristallines Material in hexagonal dichtester Packung (hcp).

⁵Das Material dieser Elemente hatte zwar nur eine schwache intrinsische Anisotropie, bei den großen Abmessungen reichte diese aber aus, um zu unterschiedlichen remanenten Konfigurationen zu führen, je nachdem ob die Sättigung in Richtung der leichten oder schweren Achse erfolgte.

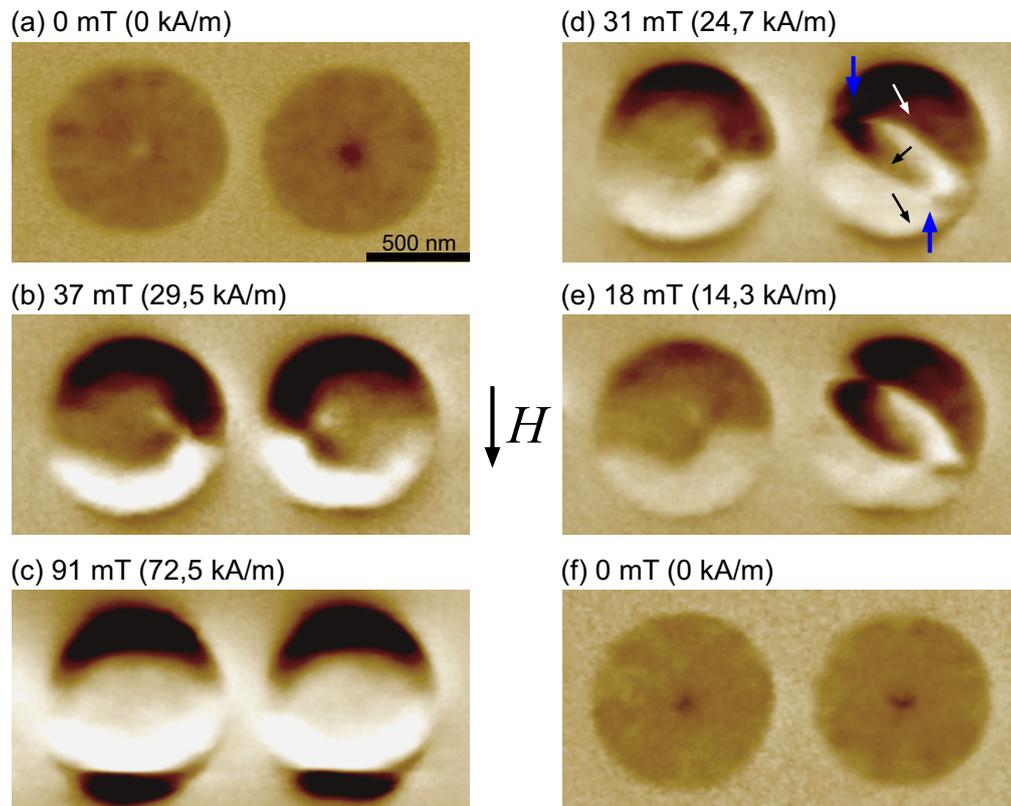


Abbildung 6.20: MFM-Aufnahmen von der Ummagnetisierung zweier 35 nm dicker, polykristalliner Cobalt-Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm in einem *in-plane*-Magnetfeld H . In Aufnahme (d) markieren die schwarzen und weißen Pfeile die Magnetisierungsrichtung und die blauen Pfeile die Position der zirkularen Blochlinien in den Néelwänden der Drei-Domänen-Konfiguration.

allerdings wurde hier vor dem Aufdampfen des Cobalts zunächst eine 5 nm dicke Titan-Schicht aufgebracht, die hier eine direkte Kopplung an das GaAs-Substrat unterbindet.

In Abb. 6.20 ist die Ummagnetisierung zweier 35 nm dicker Cobalt-Scheiben mit einem Durchmesser von 900 nm in einem *in-plane*-Feld zu sehen. Abgesehen davon, dass die Elemente wegen des höheren entmagnetisierenden Feldes H_d , hier 90,1 mT (71,7 kA/m), erst bei höheren Feldstärken sättigen, entspricht das Verhalten den Beobachtungen bei den Permalloy-Scheiben. Falls hier also eine *out-of-plane*-Anisotropie vorliegen sollte, wirkt sich diese nicht nennenswert auf die *in-plane*-Ummagnetisierung aus. Allerdings könnte die leichte Fleckigkeit der Vortex-Konfigurationen, die in Abb. 6.20 (a) und (f) zu beobachten ist, auf die Kristallanisotropie in den Kristalliten zurückzuführen sein. Eine Oxidation der Oberfläche ist hier auszuschließen, da die Cobalt-Schicht mit einem 5 nm dicken Titan-Film abgedeckt ist.

Schließlich ist noch die gut zu beobachtende Doppel-Vortex-Konfiguration, die

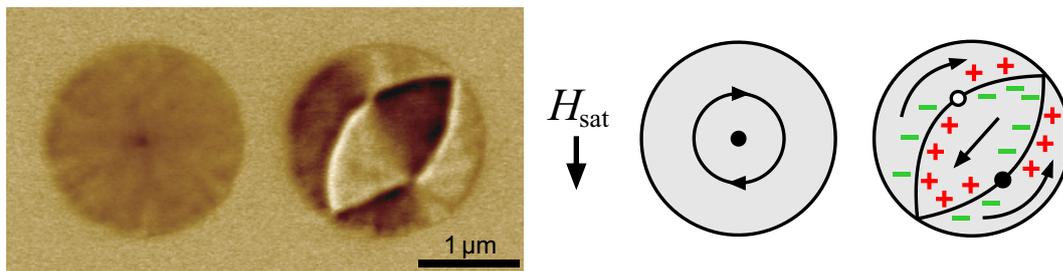


Abbildung 6.21: MFM-Aufnahmen zweier 35 nm dicker, polykristalliner Cobalt-Scheiben mit einem Durchmesser von 2 μm in Remanenz nach einer Sättigung entlang der Richtung des eingezeichneten Pfeils. Die Skizzen verdeutlichen die Magnetisierungs-konfigurationen, wobei der Umlaufsinn der Vortex-Konfiguration in der linken Scheibe aber nicht aus der MFM-Aufnahme bestimmt werden kann.

sich in der rechten Scheibe von Abb. 6.20 (d) bei abnehmenden Feld ausgebildet hat, zu bemerken. Da sich dieser Zustand hier über einen größeren Feldbereich aufnehmen ließ als bei den Permalloy-Scheiben, konnte das Anwachsen der mittleren der drei Domänen mit der weiteren Abnahme des Feldes von (d) nach (e) sowie die Verschiebung der beiden zirkularen Blochlinien in Richtung des Zentrums beobachtet werden. Dieses Verhalten stimmt qualitativ sehr gut mit dem Ergebnis der in Abb. 6.18 gezeigten Simulation einer Permalloy-Scheibe überein.

Während die Ummagnetisierung der 900 nm großen Scheiben im Nullfeld immer in den Vortex-Zustand zurückkehrten, trat bei den größten hier untersuchten Scheiben mit einem Durchmesser von 2 μm in Remanenz auch eine Drei-Domänen-Konfiguration auf, wie in Abb. 6.21 zu sehen ist. Man beachte, dass die mittlere der drei Domänen auch hier um 45° gegen die Richtung der Sättigung gedreht liegt.

6.3 Verhalten im *out-of-plane*-Feld

Neben der Scheibenebene stellt natürlich auch die Senkrechte zu dieser eine ausgezeichnete Richtung dar. Im Folgenden wird der Einfluss eines externen *out-of-plane*-Magnetfeldes auf die Vortex-Magnetisierung und dort vor allem auf deren senkrechten Anteil diskutiert.

6.3.1 MFM-Untersuchung

Wegen des guten Kontrastes der zentralen Komponente wurden für die *out-of-plane*-Messungen die 50 nm dicken Scheiben mit Durchmessern von 400 nm bis 900 nm gewählt. Die Größe des Magnetkraftmikroskops erlaubt lediglich die Installation einer Luftspule mit einem minimalen Innendurchmesser von knapp 8 cm zur Erzeugung eines senkrechten Feldes am Probenort. Mit diesem Aufbau sind

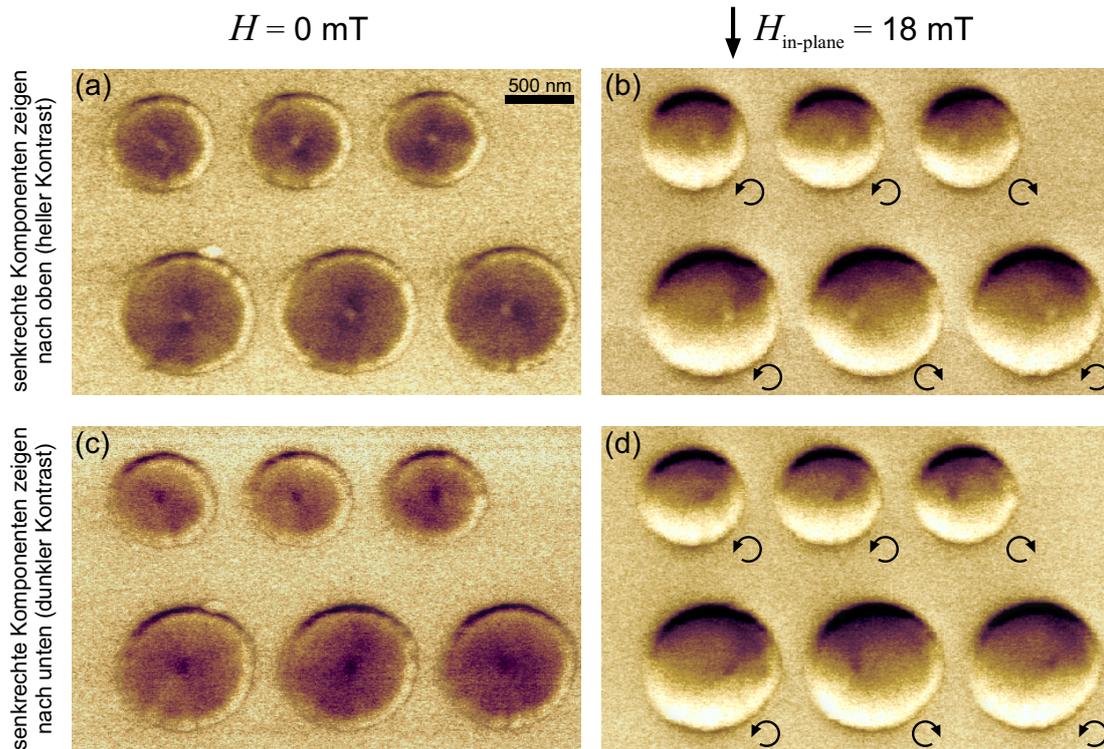


Abbildung 6.22: MFM-Aufnahmen von 50 nm dicken Permalloy-Scheiben mit Durchmessern von 650 nm und 900 nm, nachdem sie einem *out-of-plane*-Feld von 420 mT nach oben (a) bzw. nach unten (c) ausgesetzt waren. Die rechten Aufnahmen (b) und (d) in einem schwachen *in-plane*-Feld von 18 mT (14 kA/m) belegen, dass der Drehsinn der Scheibenmagnetisierung nicht von der Ummagnetisierung der *out-of-plane*-Komponente beeinflusst wird.

in-situ-Messungen mit einer senkrechten Feldstärke von bis zu 110 mT (88 kA/m) möglich. Bei diesen Feldstärken konnte allerdings keine Änderung des magnetischen Kontrastes beobachtet werden. Daher wurden die Proben außerhalb des Mikroskops einem senkrechten Magnetfeld mit unterschiedlicher Stärke ausgesetzt und jeweils danach wurde der remanente Zustand aufgenommen.

Die MFM-Aufnahmen zeigen nun, dass die *out-of-plane*-Komponente einzelner Scheiben ab einem Feld von 310 mT (248 kA/m) in die angelegte Feldrichtung schaltet. Eine weitere sukzessive Erhöhung des Magnetfeldes um jeweils 10 mT (8 kA/m) lässt in immer mehr Elementen die Zentralkomponente die Richtung wechseln, bis schließlich bei 420 mT (336 kA/m) alle Scheiben den gleichen Kontrast zeigen.

In Abb. 6.22 sind die remanenten Zustände von Scheiben mit 650 nm und 900 nm Durchmesser zu sehen, nachdem sie einem senkrechten Feld von 420 mT nach oben (a) bzw. nach unten (c) ausgesetzt waren. Die hellen Punkte in den Scheibenzentren belegen, dass in (a) alle senkrechten Komponenten nach oben

weisen und entsprechend die dunklen Punkte in (c) eine einheitliche Orientierung nach unten. Bei den untersuchten Größen konnte keine Abhängigkeit des Schaltfeldes vom Scheibendurchmesser festgestellt werden. Vielmehr war die Schaltreihenfolge der Scheiben beliebig und bei verschiedenen Durchläufen unterschiedlich. Somit scheint es auch hier eine statistische Schwankung des Umschaltpunktes zu geben, wie sie auch in anderen Untersuchungen gefunden wurde [125].

Nun stellt sich die Frage, ob die Scheiben durch das Anlegen des *out-of-plane*-Feldes von 420 mT bereits gesättigt werden. Möglicherweise führt aber auch eine leichte Verkippung der Probe zu einer *in-plane*-Komponente des externen Feldes, das die Scheibe entsprechend in der Ebene sättigen könnte. In diesen Fällen wäre der Vortex-Kern dann nach einer Rückkehr aus der Sättigung in die angelegte Feldrichtung ausgerichtet. Andererseits besteht aber auch die Möglichkeit, dass die senkrechte Komponente separat und damit von dem *in-plane*-Wirbel unabhängig geschaltet wird. Da die Probennormale mit einem Fehler von maximal $\pm 3^\circ$ zum Magnetfeld ausgerichtet werden kann, ergibt sich eine vernachlässigbare Reduktion der *out-of-plane*-Feldstärke von unter 0,2%. Dagegen könnte die dabei möglicherweise erzeugte *in-plane*-Komponente bis zu gut 5% des angelegten Feldes betragen. Bei einer Feldstärke von 420 mT entspräche dies jedoch lediglich 22 mT (17 kA/m), womit man deutlich unter der Annihilationsfeldstärke des Vortex bliebe. Eine Sättigung in der Ebene ist somit auszuschließen. Schätzt man dagegen das zur Sättigung in die Vertikale notwendige Feld mit den entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren N_z aus Gleichung 1.24 ab, so erhält man für die untersuchten Scheibengrößen Werte von 770 mT (610 kA/m) bis 870 mT (690 kA/m). Daher ist auch eine Sättigung in z -Richtung ausgeschlossen, und man muss davon ausgehen, dass allein die zentrale Komponente ummagnetisiert wird. Tatsächlich konnte hier gezeigt werden, dass der Drehsinn des Vortex erhalten bleibt, während die senkrechte Komponente der Vortex-Konfiguration gezielt manipuliert werden kann. Um dies experimentell zu belegen, wurde während der MFM-Aufnahmen ein kleines *in-plane*-Magnetfeld angelegt, um so aus der Verschiebung des Vortex-Zentrums die Drehrichtung des *in-plane*-Wirbels bestimmen zu können. Wie anhand der identischen Verschiebungsrichtungen in Abb. 6.22 (b) und (d) ersichtlich, bleibt der Umlaufsinn nach der Umkehrung der senkrechten Komponente bei allen Scheiben unverändert.

6.3.2 Simulationen

Diese Möglichkeit, die zentrale *out-of-plane*-Komponente unabhängig von der *in-plane*-Magnetisierung zu schalten, konnte auch mit mikromagnetischen Simulationen bestätigt werden. Dazu wurde eine 50 nm dicke Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm in $121 \times 121 \times 10$ Zellen diskretisiert und eine in positive z -Richtung liegende Ausgangsmagnetisierung definiert. Das Magnetfeld wurde von 2 T bis -2 T variiert. In dem Simulationsergebnis in Abb. 6.23 sieht man die für eine Ummagnetisierung in eine schwere Richtung typische Magnetisierungs-

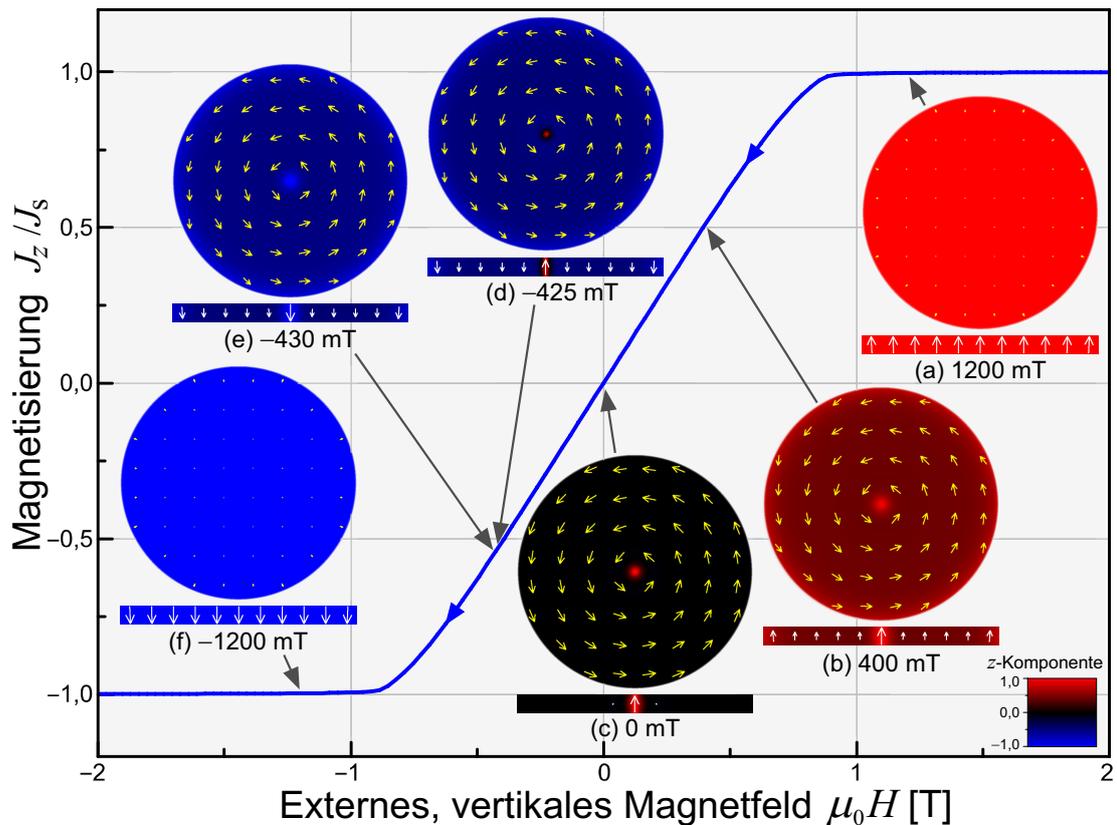


Abbildung 6.23: Simulierte *out-of-plane*-Ummagnetisierung einer 50 nm dicken Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 600 nm. Von den ausgewählten Zuständen (a)–(f) ist die z -Komponente der Magnetisierung sowohl für die mittlere Scheibenebene als auch für einen Querschnitt durch das Zentrum der Scheibe rot/blau-farbcodiert dargestellt. Die Pfeile verdeutlichen dagegen jeweils die Magnetisierung innerhalb der entsprechenden Ebene, also *in-plane* für die Scheibenebene und *out-of-plane* für den Querschnitt.

kurve, die linear mit dem externen Feld von Sättigung zu Sättigung verläuft. Nach der Unterschreitung eines Feldwertes von etwa 900 mT (716 kA/m), das in etwa dem entmagnetisierenden *out-of-plane*-Feld von 830 mT (660 kA/m) entspricht, bildet sich eine Vortex-Konfiguration aus. Wie zu erwarten, zeigt die senkrechte Magnetisierung im Zentrum in Richtung des angelegten Feldes (b). Nach Durchlaufen des Nullfeldes (c) kippt die *in-plane*-Magnetisierung des Wirbels wieder zunehmend aus der Scheibenebene, die zentrale Komponente behält jedoch zunächst ihre vorherige Orientierung bei (d). Erst bei einer Feldstärke von -430 mT (-340 kA/m) wechselt diese abrupt ihre Richtung (e). Da der Anteil der zentralen Komponente an der Gesamtmagnetisierung sehr gering ist, führt dies hier zu keiner sichtbaren Signatur in der Hysterese. Der Drehsinn des Wirbels bleibt nach diesem Vorgang bis zur vollständigen Sättigung erhalten. Dieses Verhalten

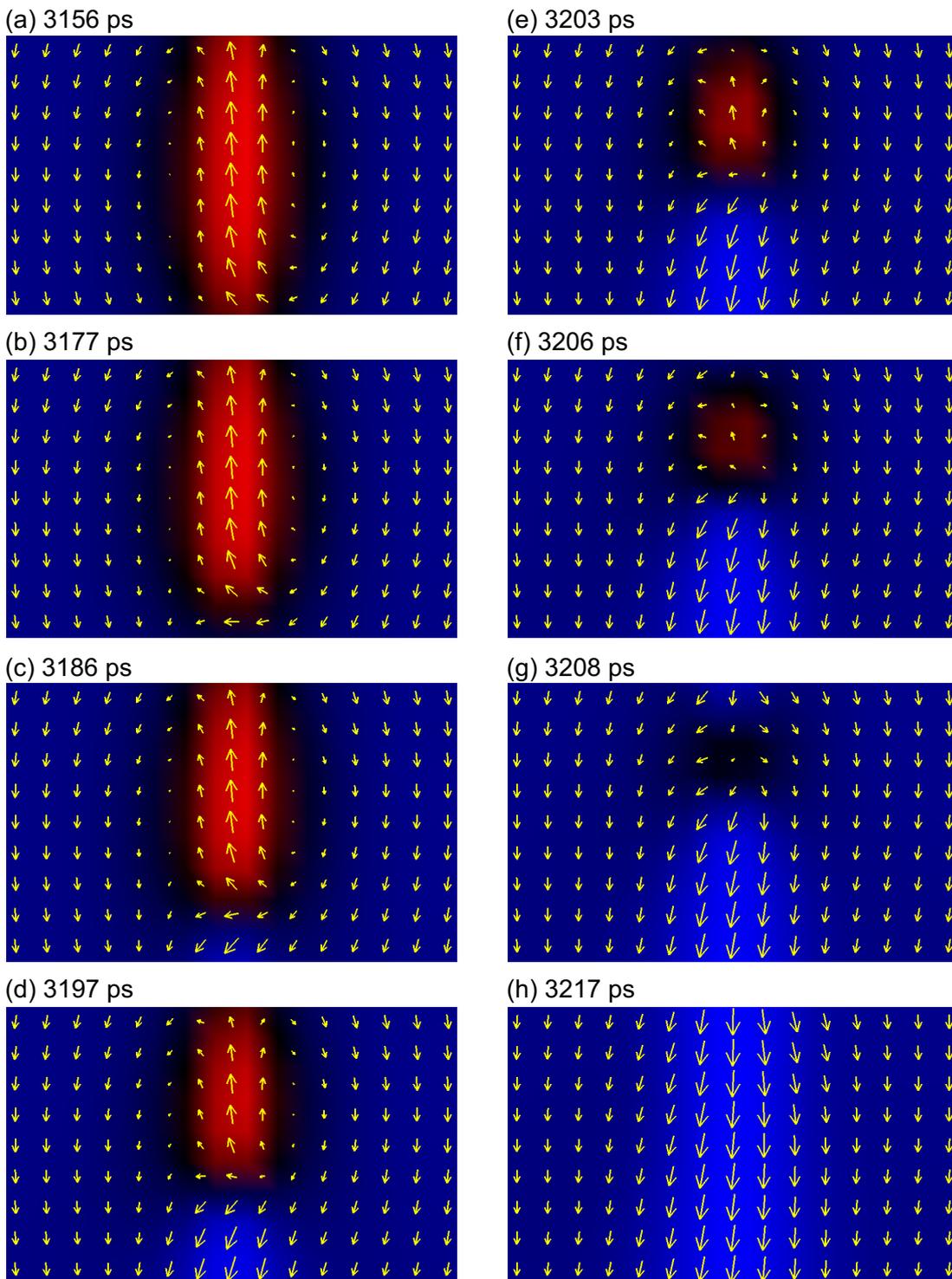


Abbildung 6.24: Simulierte zeitliche Entwicklung der Magnetisierung im Zentrum einer 50 nm dicken Permalloy-Scheibe mit einem Durchmesser von 600 nm in einem *out-of-plane*-Feld von -430 mT. Die Bilder zeigen jeweils den mittleren etwa 80 nm breiten Teil eines Querschnitts durch das Scheibenzentrum. Die Darstellungsform der Magnetisierung entspricht dabei derjenigen der Querschnitte aus Abb. 6.23.

der Simulation stimmt auch quantitativ sehr gut mit den MFM-Experimenten überein.

Anhand der Simulationen lassen sich noch einige interessante Details beobachten. Zunächst einmal kann man an den Querschnitten durch die simulierte Scheibe erkennen, dass die Magnetisierung der zentralen Blochlinie durch das externe Magnetfeld beeinflusst wird. So wird deren Durchmesser durch ein parallel orientiertes Magnetfeld (b) und (e) im Vergleich zum remanenten Zustand (c) etwas verbreitert. Viel deutlicher kann man beobachten, wie sich der Durchmesser im Gegenfeld verkleinert (d).

Wie die Umkehr des Vortex-Kerns genau abläuft, lässt sich aus der quasi-statischen Simulation nicht entnehmen, daher wurde für diesen Prozess eine zeit aufgelöste Rechnung angefertigt. Als Startkonfiguration diente der Zustand von Abb. 6.23 (d) bei -425 mT, direkt bevor die senkrechte Komponente schaltet. Die Diskretisierung wurde beibehalten und das *out-of-plane*-Feld auf einen konstanten Wert von -430 mT erhöht. Die Simulation wurde mit der gleichen Dämpfungskonstante $\alpha = 1$ wie für die quasistatischen Rechnungen durchgeführt. Die Länge der Zeitschritte beträgt $6,375$ ps, wobei jeder zweite Zustand abgespeichert wurde. Die zeitaufgelöste Simulation zeigt zunächst 3150 ps lang nur eine geringe Änderung, bis sich die senkrechte Magnetisierungskomponente plötzlich, innerhalb von nur 60 ps umkehrt. Die Änderung der Magnetisierung innerhalb dieser kurzen Zeitspanne ist in Abb. 6.24 für einen Querschnitt durch das Scheibenzentrum dargestellt. Diese Bilderfolge zeigt, dass sich die Magnetisierung nicht kontinuierlich über den ganzen Bereich ändert, sondern dass sich die Richtung der Blochlinie zunächst nur an der Unterseite der Scheibe umkehrt (a)–(c).

Die dabei entstehende Konfiguration wird Blochpunkt genannt und wurde erstmals von Feldtkeller theoretisch beschrieben [126]. Die Besonderheit dieser Struktur liegt darin, dass sie in der Kontinuumstheorie des Mikromagnetismus aus topologischen Gründen wenigstens einen singulären Punkt enthalten muss, in dem die Magnetisierung verschwindet. Die zum Zentrum dieser singulären Konfiguration mit $1/r^2$ zunehmende Austauschenergie ist deren dominierende Größe. Betrachtet man den Blochpunkt jedoch nicht isoliert, sondern in einer kugelförmigen Umgebung mit dem Radius R , so bleibt diese Austauschenergie trotzdem endlich. Die minimale Austauschenergie innerhalb dieser Kugel beträgt dann, weitgehend unabhängig von der exakten Magnetisierungskonfiguration:

$$E_{\text{ex}} = 8 \pi A R, \quad (6.9)$$

wobei A die Austauschkonstante ist [127]. Den Durchmesser der Blochpunkt-Konfiguration kann man aus Abb. 6.24 (c) auf etwa 15 nm schätzen, woraus sich eine Austauschenergie von etwa $2,5 \cdot 10^{-18}$ J ergibt. Verglichen mit dem gesamten Energiegewinn durch die Ummagnetisierung der 50 nm langen Blochlinie, der sich nach Abb. 6.25 auf etwa $8,5 \cdot 10^{-18}$ J bestimmen lässt, relativiert sich dieser Wert allerdings. Anhand des Energiediagramms kann man auch erkennen, dass alle

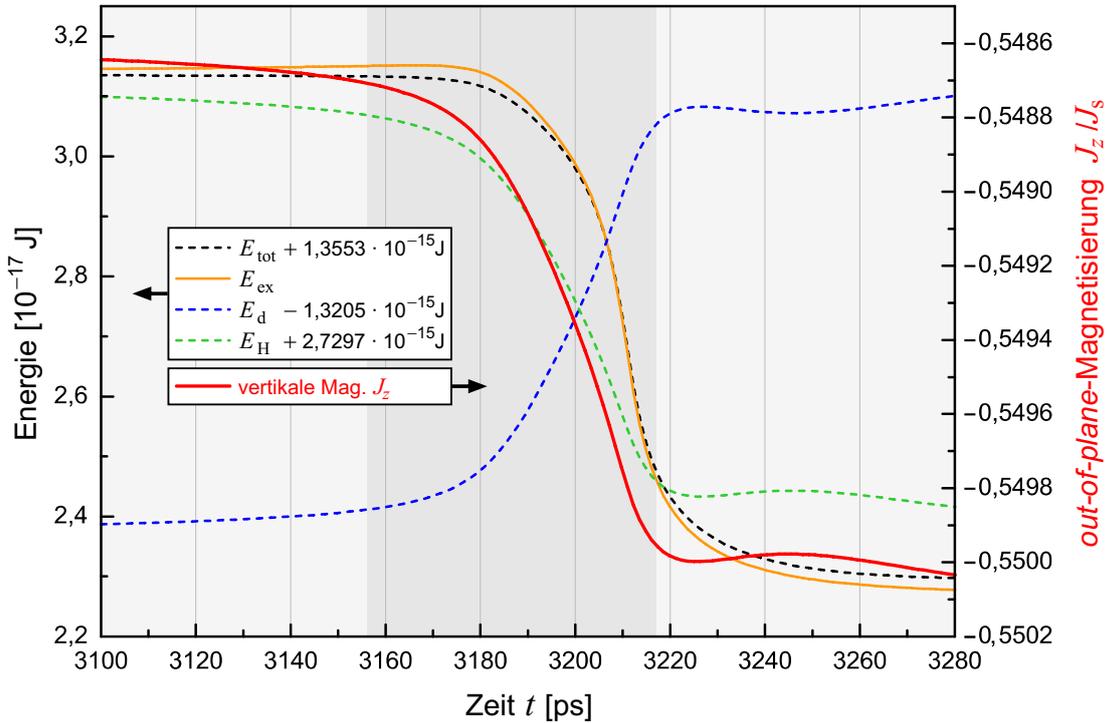


Abbildung 6.25: Verlauf der Energiekomponenten (linke Skala) und der *out-of-plane*-Magnetisierung M_z (rot, rechte Skala) in der zeitaufgelösten Simulation. Die Gesamtenergie E_{tot} , die Streufeldenergie E_d und die Zeeman-Energie E_H wurden auf der Energieskala so verschoben, dass sie zusammen mit der Austauschenergie E_{ex} in einem Diagramm dargestellt werden können. Der dunkler hinterlegte Bereich entspricht dem in Abb. 6.24 dargestellten Zeitabschnitt.

Energiebeiträge sich ungefähr um den gleichen Betrag ändern. Diese Gleichheit ist hier allerdings ein Zufall, da die Energiebeiträge in unterschiedlicher Weise von der Scheibendicke abhängen, so dass bei einer abweichenden Dicke diese Besonderheit nicht zu beobachten wäre. Wichtiger ist dagegen, dass man bei der Entstehung des Blochpunkts am Beginn des dunkler unterlegten Bereichs sogar noch eine leichte Erhöhung der Austauschenergie erkennen kann. Diese Erhöhung ist natürlich viel kleiner als die Austauschenergie des Blochpunkts, da schon eine relativ hohe Austauschenergie in der Blochlinie selbst steckt. Nachdem sich der Blochpunkt schließlich bei etwa 3180 ps ausgebildet hat, reduziert sich die Austauschenergie E_{ex} kontinuierlich.

Kehrt man jetzt zu dem Magnetisierungsablauf der Abb. 6.24 zurück, so kann man beobachten, wie dieser Blochpunkt nach oben durch die Schicht wandert. Allerdings entsteht bei 3203 ps (e) ein zweiter Blochpunkt an der Oberseite der Scheibe, der nun entsprechend nach unten wandert. Schließlich treffen diese beiden Strukturen aufeinander und vernichten sich gegenseitig (g), so dass nur die umgekehrte Blochlinie zurückbleibt (h).

Diese Entstehung des zweiten Blochpunkts wurde auch in einer anderen Arbeit, in der Scheiben mit kleineren Durchmessern von 100 nm bis 400 nm simuliert wurden, ab einem Durchmesser von 200 nm beobachtet [128]. In der betreffenden Arbeit wurden die Simulationen ebenfalls mit einer hohen Dämpfungskonstante α von 0,5 ausgeführt, da eine dort zum Vergleich angestellte Simulation mit einem realistischen Wert von 0,01, bis auf eine Verlängerung der Verzögerung vor dem Schaltvorgang, zu einem sehr ähnlichen Resultat führte.

6.3.3 Mikro-Hall-Magnetometrie

Im Rahmen von [113] wurde versucht, auch mit der Mikro-Hall-Magnetometrie ein Streufeldsignal vom Schalten des Wirbelzentrums zu messen. Zwar war es problemlos möglich, eine der Simulation aus Abb. 6.23 entsprechende Streufeldkurve der gesamten Scheibe aufzunehmen, in der auch die Bereiche der Sättigung deutlich zu erkennen waren. Jedoch ist der Hall-Koeffizient über den hier notwendigen großen Magnetfeldbereich nicht ausreichend konstant [129]. Daher ist der Übergangsbereich nicht so linear wie in der Simulation, und es konnten auch keine Hinweise auf das Schalten der senkrechten Komponente identifiziert werden. Letztlich ist dies nicht verwunderlich, da dieses Ereignis selbst in der simulierten Magnetisierungskurve nicht direkt sichtbar ist. Jedoch lässt sich aus den Simulationsdaten eine quantitative Änderung der z -Magnetisierung J_z von 1,5 mT während des Schaltvorgangs feststellen. Da dieser Wert ungefähr doppelt so groß ist wie der Betrag der z -Magnetisierung in Remanenz von 0,81 mT, kann man daraus schließen, dass er allein von der Richtungsumkehr der Blochlinie verursacht wird. Diese Magnetisierungsänderung ist nicht nur absolut sehr klein, sondern beträgt auch nur knapp 0,28 % der gesamten z -Magnetisierung während dieses Ereignisses. Somit war dieses schwache Signal in den hier vorgenommenen Hall-Messungen nicht identifizierbar.

Um den Schaltvorgang der Zentralkomponente mit der Mikro-Hall-Magnetometrie messen zu können, bräuchte man eine Sensorfläche, die möglichst nur auf das Streufeld aus dem Scheibenzentrum sensitiv wäre. Wenn man nun eine Kreuzungsfläche von etwa 50 nm \times 50 nm anstrebt, dann muss der gesamte Hall-Sensor planar realisiert werden, um anschließend noch die viel größere Scheibe darauf setzen zu können.

In [130] wurden solche planaren Hall-Sensoren auch tatsächlich realisiert. Dabei gelang es, die leitfähige 2DEG-Schicht mithilfe von Ionen-Implantation so gezielt zu zerstören, dass sich damit Hall-Geometrien strukturieren ließen. Dabei kamen zwei unterschiedliche Techniken zum Einsatz. Zum einen wurden direkt mit einer Focused-Ion-Beam (FIB) Einschränkungen mit Au⁺-Ionen geschrieben, zum anderen wurden O-Ionen über eine Lackmaske implantiert. Während beide Methoden nur eine geringe Oberflächenmodifikation mit einer Höhendifferenz von 1 nm bis 2 nm verursachten, waren die minimal erreichbaren 2DEG-Kanalbreiten für das geplante Experiment nicht ausreichend klein. Die mit der FIB-Technik

hergestellten Einschränkungen waren schon bei Zimmertemperatur ab einer geometrischen Breite von 1,5 μm nicht mehr elektrisch leitend. Mit der O-Ionen-Implantation konnten immerhin bei tiefen Temperaturen leitfähige Strukturen mit einer Breite von rund 600 nm hergestellt werden, die dann auch für andere Messungen herangezogen wurden, die ohne diese Technik nicht möglich gewesen wären. Um für die Messung der Scheibenzentren geeignete Hall-Geometrien herzustellen, wären allerdings leitfähige Kanalbreiten von wenigstens 50 nm bis 100 nm notwendig gewesen.

6.3.4 Exkurs: Gezieltes Schalten des Vortex-Drehsinns

Während nun gezeigt wurde, dass es möglich ist, mit einem homogenen, externen Magnetfeld die senkrechte Magnetisierungskomponente einer Vortex-Konfiguration gezielt und sogar unabhängig von der *in-plane*-Magnetisierung zu schalten, stellt sich noch die Frage, ob nicht auch der Drehsinn des Wirbels gezielt verändert werden kann. Da allerdings eine ideale Scheibe für ein homogenes Feld völlig symmetrisch ist, kann auf diese Weise keine der beiden möglichen Richtungen bevorzugt werden.

Es bleibt aber die Möglichkeit, durch eine kleine Manipulation der Scheibenform diese Symmetrie zu brechen. So konnte in [131] gezeigt werden, dass es mit einem *in-plane*-Feld möglich ist, den Drehsinn einer am Rand angeschnittenen Scheibe gezielt einzustellen.

Eine weitere Möglichkeit, den Umlaufsinn der Magnetisierung sogar in einer idealen Scheibe einzustellen, bietet die Verwendung eines wirbelförmigen Magnetfeldes. Dies wurde auch schon mit Tunnelementen demonstriert, bei denen der Drehsinn der Scheibe mit einem senkrecht durch diese hindurch geschickten Strom geschaltet werden konnte [132].

6.4 Single-Domain-Zustand

Bislang wurde von Scheibengrößen ausgegangen, die in Remanenz eine Vortex-Konfiguration zeigen. Es wurde zwar schon angesprochen, dass dies bei sehr großen Elementen nicht mehr immer der Fall ist, obwohl hier die Wirbelkonfiguration nach wie vor den Grundzustand darstellt. Doch auch in die Richtung kleinerer Strukturen gibt es, wie in Abschnitt 1.7 dargestellt, eine Veränderung im Magnetisierungsverhalten. Denn sobald mit abnehmender Teilchengröße die Austauschenergie die Streufeldenergie überwiegt, stellt eine eindomänige Magnetisierung den energetisch günstigeren Zustand dar. Dieser neue Grundzustand ist nun sicher auch in Remanenz nach einer Sättigung in der Scheibenebene zu erwarten.

In einer Untersuchung von Feldern identischer Supermalloy-Scheiben mit einer integralen magneto-optischen Magnetisierungsmessung konnte dieser Über-

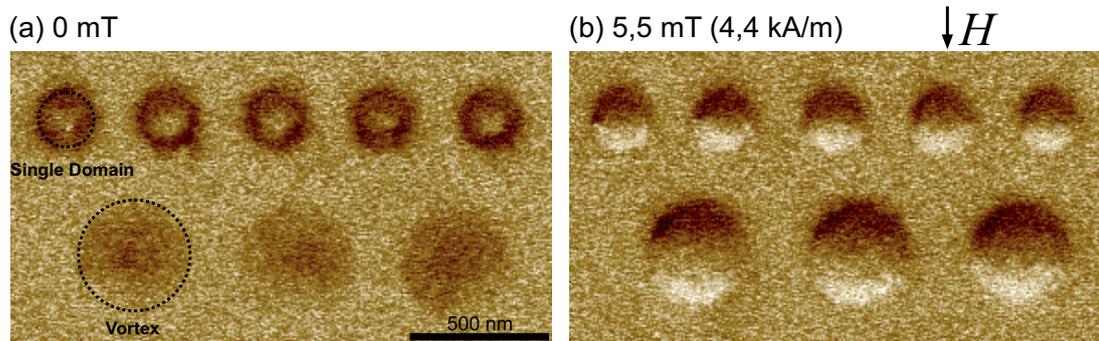
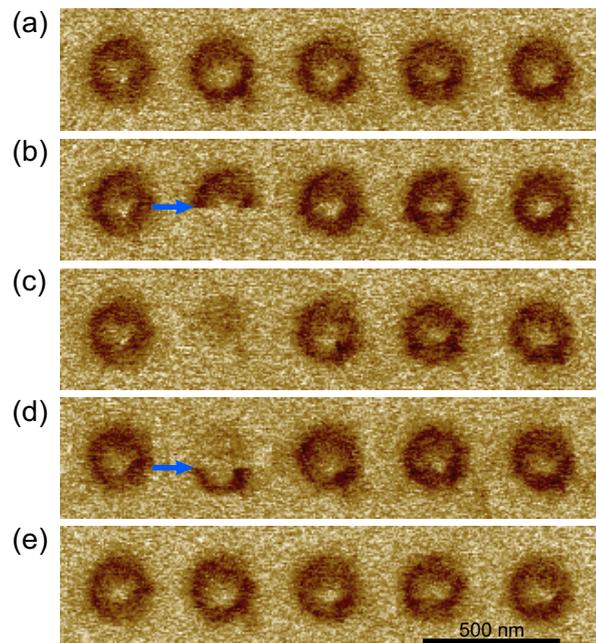


Abbildung 6.26: MFM-Aufnahmen von 4 nm dicken Permalloy-Scheiben mit Durchmessern von 200 nm und 400 nm (markiert durch die gestrichelten Kreise). Die Aufnahme (a) zeigt die Scheiben im Nullfeld, wobei der Kontrast der kleinen Scheiben als Single-Domain-Zustand (siehe Text) und der der großen als Vortex-Konfiguration zu deuten ist. In (b) dagegen sättigt ein schwaches *in-plane*-Feld die Scheiben und ruft somit die erwartete Dipol-Ladungsverteilung hervor. Wegen des geringen Kontrasts dieser dünnen Teilchen erscheint das Rauschen in diesen Aufnahmen vergleichsweise stark.

gang von der Vortex- zur Eindomänen-Magnetisierung beobachtet werden [112]. Die Hysteresekurven verschieden großer Scheiben zeigen bei jeder dort untersuchten Dicke von 5 nm, 10 nm und 15 nm unterhalb eines bestimmten Durchmessers nicht mehr den für den remanenten Vortex charakteristischen Magnetisierungsverlauf, sondern die für Eindomänenteilchen zu erwartende Rechteckform. Dieser kritische Durchmesser nimmt mit abnehmender Scheibendicke zu und entspricht in dieser Untersuchung relativ gut den in Abschnitt 1.7 beschriebenen theoretischen Erwartungen.

Die Untersuchung einzelner Single-Domain-Teilchen ist aufgrund deren geringer Abmessungen und dem damit verbundenen geringen magnetischen Signal sowohl für bildgebende als auch für magnetometrische Methoden eine Herausforderung. Bei der Magnetkraftmikroskopie stellt besonders bei weichmagnetischen Materialien wie Permalloy auch noch die Beeinflussung der Teilchen durch die magnetische Sonde ein Problem dar. Trotzdem wurden in dieser Arbeit potenziell eindomänige Permalloy-Scheiben präpariert und mit dem MFM untersucht. Diese Elemente hatten eine Dicke von nur 4 nm und einen minimalen Durchmesser von 200 nm. Nach dem Phasendiagramm aus Abschnitt 1.7 liegt die kritische Dicke für einen Durchmesser von 200 nm bei 3,8 nm, somit sollte in diesen Teilchen die Vortex-Konfiguration energetisch gerade noch günstiger sein als der Eindomänenzustand. In der MFM-Aufnahme in Abb. 6.26 (a) ist bei diesen Scheiben aber weder ein dem Vortex entsprechender noch der bei Eindomänenteilchen zu erwartende Hell-Dunkel-Kontrast zu beobachten, sondern vielmehr ein dunkler Ring mit hellem Zentrum. Die darunter zu sehenden größeren Scheiben mit einem Durchmesser von 400 nm zeigen dagegen fast keinen Kontrast. Dies entspricht dem erwarteten Wirbelzustand, da bei dieser geringen Dicke der Vortex-

Abbildung 6.27: MFM-Aufnahmen von 4 nm dicken Permalloy-Scheiben mit einem Durchmesser von 200 nm. Diese Bilderserie entstand in der dargestellten Reihenfolge (a)–(e) ohne externes Feld und ohne Änderung irgendwelcher Messparameter. In der Darstellung wurden hier lediglich einige Aufnahmen, in denen keine Änderung auftreten, ausgelassen. Durch den Einfluss der MFM-Sonde wechselt die zweite Scheibe von links während der Aufnahme an der mit dem Pfeil gekennzeichneten Stelle in (b) vom Single-Domain- in den Vortex-Zustand und in (d) wieder zurück.



Kern aufgrund des nach Abschnitt 6.1.3 zu erwartenden geringen Signals nicht mehr aufgelöst werden kann.

Diese Beobachtung lässt sich am Besten damit erklären, dass sich die kleineren Scheiben in einem Single-Domain-Zustand befinden, der sich, während die MFM-Sonde über diese hinwegstreicht, nach dieser ausrichtet. Die *in-plane*-Magnetisierung dieser Scheiben dreht sich also kohärent im Magnetfeld der MFM-Spitze. Dadurch erfährt die Sonde außerhalb des Zentrums des Teilchens immer eine anziehende Kraft, was sich in dem beobachteten dunklen Kontrast äußert. Da die Magnetisierung der Scheibe sich aber nur in der Ebene dreht, hebt sich deren Wirkung auf die Sonde in der Mitte des Teilchens weg, woraus das helle Zentrum resultiert. Legt man dagegen ein externes *in-plane*-Feld von etwa 4,4 mT (3,5 kA/m) an, so dass die Scheiben gesättigt werden, dann erhält man, wie in Abb. 6.26 (b) zu sehen, den üblichen Eindomänenkontrast ohne merklichen Einfluss der MFM-Sonde.

Nun bleibt noch die Frage, ob der Eindomänenzustand in den kleinen Scheiben nur durch die MFM-Spitze induziert wird oder ob dieser auch ohne deren Einfluss stabil ist. Tatsächlich beobachtet man aber das Gegenteil: In Abb. 6.27 sieht man, dass der dunkle Kontrast der zweiten Scheibe von links während des Scans plötzlich verschwindet (b) und das entsprechende Teilchen auch in der nachfolgenden Aufnahme keinen Kontrast mehr zeigt (c). Hier ist anzunehmen, dass das Teilchen durch das Sondenfeld in den Vortex-Zustand geschaltet wurde. In weiteren Aufnahmen beobachtet man, dass aber auch genau der umgekehrte Prozess möglich ist (d). Theoretisch lässt sich dies dadurch erklären, dass die beiden Zustände energetisch nahe beieinander liegen, aber durch eine Energie-

barriere so voneinander getrennt sind, dass die Magnetisierung nicht spontan in den Grundzustand wechseln kann.

Schließlich soll noch erwähnt werden, dass inzwischen auch mit der Elektronenholographie die Single-Domain-Konfiguration in einzelnen Elementen beobachtet wurde [117, 118]. Zudem gelang es auch mit der Mikro-Hall-Magnetometrie, Streufeldhysteresen einzelner Permalloy-Scheiben mit eindeutig eindomänigem Verhalten zu messen [133].

Kapitel 7

Epitaktische Eisen-Strukturen

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse aus Untersuchungen an Mikro- und Nanostrukturen mit ausgeprägten intrinsischen Anisotropien diskutiert. Das Ausgangsmaterial zur Herstellung solcher Elemente waren epitaktische Eisen-Schichten, die von M. Zölfl in der Metall-MBE der Arbeitsgruppe Bayreuther bei Zimmertemperatur gewachsen wurden. Die Herstellung folgte dabei dem in Kapitel 4 beschriebenen Verfahren. Anschließend wurden aus diesen Schichten Elemente verschiedenster Form präpariert, deren laterale Abmessungen von etwa 150 nm bis 5 μm reichten. Die Strukturierung erfolgte über mit ESL geschriebene und mit Lift-Off präparierte Titan-Masken, die durch Ar-Ionenstrahlätzen in die Eisen-Schichten übertragen wurden, wie dies in Kapitel 5 näher erläutert ist. Abschließend wurden die Strukturen mit einem effektiv 5 nm dicken Titan-Film abgedeckt. Um auch die Kanten der Elemente zu beschichten, wurden die Proben dabei um 60° zur Strahlrichtung gekippt und während des Aufdampfens rotiert.

Bei den hier betrachteten Formen handelt es sich hauptsächlich um Kreisscheiben, Quadrate und Rechtecke, für die auch hier angenommen werden kann, dass deren Magnetisierung durch die geringe Dicke der Elemente in die Schichtebene gezwungen wird. Die Form der Kreisscheibe bietet auch hier den Vorteil, dass durch sie keine Richtung in der Ebene ausgezeichnet wird. Trotzdem bildet

Größe		SI-System	cgs-System
Austauschkonstante	A	$2,1 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$	$2,1 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$
Sättigungsmagnetisierung	J_s	2,15 T	1714 G
Streifeldenergiekoeffizient	K_d	$1,84 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$	$1,84 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$
Austauschlänge	l_{ex}	3,4 nm	$3,4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$

Tabelle 7.1: Materialparameter zum Magnetismus von Eisen. Die *in-plane*-Kristallanisotropien für die (110)-Ebene kann man aus Tabelle 4.2 und 7.2 entnehmen und für die (001)-Ebene entsprechend aus Tabelle 4.1 und 7.3.

sich in diesen, durch den Einfluss der intrinsischen Anisotropie, in der Regel keine oder keine reine Vortex-Konfiguration aus, wie sie bei den meisten polykristallinen Scheiben in Kapitel 6 beobachtet wurde.

In Tabelle 7.1 sind die für den Magnetismus von Eisen wichtigen Parameter aufgeführt, die zusammen mit den entsprechenden Kristallanisotropien auch für die mikromagnetischen Simulationen herangezogen wurden.

7.1 Fe(110)-Strukturen

Für die Probenpräparation stand eine Fe(110)-Schicht auf einem $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ großen GaAs(110)-Substrat zur Verfügung, deren Schichtdicke 34 nm (oder entsprechend 170 ML) betrug. Die effektiven Anisotropiekonstanten wurden direkt an dieser Schicht bei Raumtemperatur gemessen und sind in nachfolgender Tabelle 7.2 aufgeführt. Die Summe der beiden Komponenten führt zu einer ausgeprägten uniaxialen Anisotropie mit einer leichten Richtung parallel zur [001]-Achse. Die maximale Anisotropieenergie für eine Magnetisierung in die schwere Richtung, also parallel zur $[\bar{1}10]$ -Achse, beträgt dann nach Gleichung 4.8 knapp $3,3 \cdot 10^4\text{ J/m}^3$.

Dicke		K_1^{eff}	K_u^{eff}
[nm]	[ML]	[J/m ³]	[J/m ³]
34,0	170,0	$3,5 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^4$

Tabelle 7.2: Dicke und experimentell bestimmte, effektive Anisotropiekonstanten der hier untersuchten Fe(110)-Schicht auf GaAs(110).

7.1.1 Grundzustand nach Wechselfeld-Entmagnetisierung

Um zunächst die Grundzustände verschiedene Fe(110)-Strukturen zu untersuchen, wurden die entsprechenden Proben in einem parallel zur leichten, intrinsischen Achse angelegten Wechselfeld H_{ac} entmagnetisiert. Dabei wurde die Feldstärke des 100 Hz Wechselfeldes langsam vom Maximum auf null heruntergefahren. In der verwendeten Entmagnetisierungsspule fließt bei einer angelegten 50 Hz Wechselspannung von 250 V ein Strom von 14 A, womit die Feldstärke eine maximale Amplitude von gut 0,36 T erreicht. Die MFM-Aufnahmen von einigen Kreisscheiben mit unterschiedlichen Durchmessern nach der Entmagnetisierung sind in Abb. 7.1 zu sehen. Im Wesentlichen zeigen alle untersuchten Scheiben mit einem Durchmesser von 200 nm bis $5\text{ }\mu\text{m}$ einen qualitativ gleichen Kontrast, der durch zwei gleichgroße, sich antiparallel gegenüberstehende Domänen hervorgerufen wird. Die Magnetisierungsrichtung in diesen Bereichen und auch der Wand

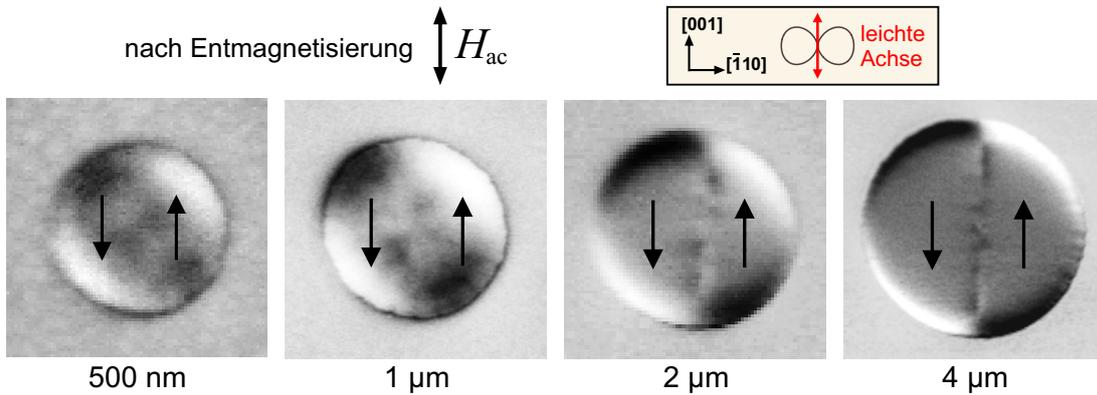


Abbildung 7.1: MFM-Aufnahmen von 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern nach einer Entmagnetisierung im Wechselfeld H_{ac} .

dazwischen wird durch die intrinsische Anisotropie vorgegeben und ist unabhängig von der Richtung des zuvor angelegten Entmagnetisierungsfeldes, da auch eine Abmagnetisierung in einem parallel zur schweren Richtung orientierten Wechselfeld zu denselben Konfigurationen führt. Die Magnetisierung aller in Abb. 7.1 gezeigten Scheiben ist zur besseren Vergleichbarkeit immer gleich orientiert. Man beobachtet aber natürlich genauso häufig genau den umkehrten Kontrast, da die Entmagnetisierung keinen Einfluss auf die Spinrichtung der Gesamtkonfiguration hat.

Ab einem Durchmesser von rund 500 nm lässt sich zwischen den beiden Domänen eine Struktur ausmachen, die von einer geladenen Wand zwischen diesen herrührt. In Abb. 7.1 kann man in der 1 μm großen Scheibe, wenn man einer gedachten Linie zwischen den beiden Scheibenhälften von oben nach unten folgt, oberhalb des Scheibenzentrums einen Hell-Dunkel-Kontrast beobachten, der sich über dieses hinweg in einen Dunkel-Hell-Kontrast umkehrt. Wenn die Orientierung der Magnetisierung umgekehrt ist, wie es bei der 500 nm großen Scheibe in Abb. 7.4 (a) der Fall ist, so ist auch dieser innere Kontrast umgekehrt. Dieses Ladungsbild war schon in Abb. 6.9 (c) bei einer Permalloy-Scheibe im externen Feld zu beobachten und entspricht in beiden Fällen einer Néelwand, in der sich die Drehrichtung der Magnetisierung über eine zirkuläre Blochlinie hinweg umkehrt. In den größeren Scheiben kann man entlang des Wandverlaufs mehrere Richtungswechsel beobachten, woraus sich schließen lässt, dass hier die Konfiguration einer Stachelwand vorliegt. In den MFM-Aufnahmen scheinen die Wände nicht ganz bis zum Rand der Elemente zu laufen, sondern rund 250 nm vor diesem zu enden. In Scheiben mit Durchmessern unter 500 nm ist überhaupt kein Hinweis auf eine Wand zu erkennen, obwohl die übrige Ladungsverteilung auf eine zweidomänige Konfiguration hindeutet.

Parallel zu den MFM-Untersuchungen wurde in dieser Arbeit eine Reihe mikromagnetischer Simulationen zu den Eisen-Elementen durchgeführt. Dabei wur-

den jeweils die entsprechenden, aus experimentellen Daten bestimmten, effektiven Anisotropiekonstanten herangezogen. Um diese sicher nicht zu verfälschen, wurden zur Diskretisierung des Simulationsvolumens durchgehend kubische Zellen verwendet. Dabei muss die Zellgröße natürlich ein ganzzahliger Bruchteil der Elementdicke sein. Falls die angestrebte laterale Abmessung nicht genau ein Vielfaches dieser Diskretisierung war, wurde die laterale Größe des Elements auf den nächstliegenden Wert angepasst, auch wenn dies bei den Ergebnissen meist nicht extra angegeben wird. So wurde die in Abb. 7.2 (a) gezeigte 34 nm dicke Fe(110)-Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm in $162 \times 162 \times 11$ Würfeln diskretisiert, und da sich damit aus der Dicke der Scheibe eine Kantenlänge der kubischen Zellen von $3,09$ nm ergibt, wurde der Durchmesser auf 500,73 nm gesetzt. Die größere Scheibe (b) mit einem nominellen Durchmesser von $1,5 \mu\text{m}$ wurde in $221 \times 221 \times 5$ Zellen unterteilt, weshalb der genaue Durchmesser hier 1502,8 nm beträgt. Bei dieser Diskretisierung misst die Kantenlänge der Zellen 6,8 nm und liegt somit über der Austauschlänge von Eisen. Dieser Kompromiss musste bei den größeren Elementen öfter eingegangen werden, um die Dauer der Simulation in einem praktikablen Rahmen zu halten oder weil der maximal zur Verfügung stehende Arbeitsspeicher prinzipiell keine feinere Unterteilung erlaubte. Jedoch verursachte diese Einschränkung bei der Diskretisierung insbesondere dickerer Strukturen meist keine Probleme, und die Simulationsergebnisse zeigen eine hohe Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen.

Betrachtet man nun die aus einem vorgegebenen *in-plane*-Vortex relaxierten Konfigurationen von Abb. 7.2, so kann man zunächst bei der größeren Scheibe (b) erkennen, dass die Magnetisierung in deren linker und rechter Hälfte zueinander antiparallel und vorwiegend entlang der leichten intrinsischen Anisotropieachse verläuft. In der Nähe des Randes orientiert sich der Verlauf der Magnetisierung allerdings weitgehend an der zirkularen Form dieses Elements, so dass die Spins im oberen und unteren Bereich parallel zur schweren Achse liegen. Durch diese Abweichung von der leichten intrinsischen Achse wird also vermutlich mehr Streufeldenergie gespart, als an Anisotropieenergie aufgewandt werden muss. In dem zugehörigen Ladungsbild ist nun zum einen im äußeren Bereich die Ladung zu sehen, die durch die Orientierung der Magnetisierung an der leichten Achse auftritt, und zum anderen die Néelwand, die zwischen den beiden Domänen liegt, aber auch hier nicht bis ganz an den Probenrand läuft. Im Gegensatz zu dem experimentellen Befund endet die 180° -Wand hier schon etwa 500 nm vor dem Rand. Außerdem läuft sie nicht einfach auseinander, sondern spaltet sich in zwei 90° -Wände auf, die dann jeweils etwa 300 nm vor dem Probenrand enden. Dieses Verhalten ist aus den MFM-Aufnahmen nicht zu entnehmen, dabei muss man jedoch beachten, dass die aufgespaltenen Wände sehr kurz sind und ihre Ladungen vergleichsweise gering, so dass dieser Effekt eventuell nicht mit dem Magnetkraftmikroskop aufgelöst wird. Zudem kann man annehmen, dass diese Aufspaltung gar nicht auftritt, wenn die 180° -Wand, wie an den realen Proben beobachtet, länger ausfällt. Der quantitative Unterschied der Wandlängen könnte

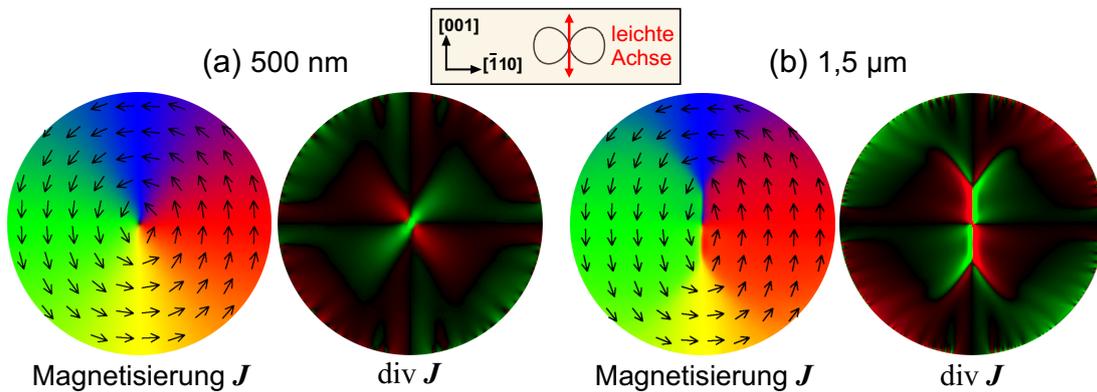


Abbildung 7.2: Mikromagnetisch simulierte Magnetisierungsconfiguration mit jeweils zugehörigem Ladungsbild zweier 34 nm dicker Fe(110)-Scheiben mit einem Durchmesser von 500 nm bzw. 1,5 μm . Die Zellgröße der Diskretisierung betrug bei der kleineren Scheibe 3,09 nm und bei der größeren 6,8 nm. Als Startkonfiguration wurde hier in beiden Fällen ein *in-plane*-Vortex vorgegeben.

dafür sprechen, dass die Anisotropie in den realen Teilchen größer ist als in der Simulation angenommen. Da aber die gemessenen effektiven Werte verwendet wurden, ist eine Unzulänglichkeit der theoretischen Modellierung wahrscheinlicher. Eine Möglichkeit hierfür wäre die vereinfachte Annahme der über die ganze Schichtdicke homogenen, effektiven Anisotropie. Betrachtet man dagegen die kleinere simulierte Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm in Abb. 7.2 (a), so zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit der MFM-Aufnahme, da auch hier nur noch eine rudimentäre Wand vorhanden ist, die einen quadrupolförmigen Ladungskontrast verursacht.

Die zentrale, vertikale Blochlinie tritt in der Simulation sowohl bei der kleinen als auch bei der großen Scheibe auf. Aufgrund der geringen Austauschlänge des Eisens von 3,4 nm ergibt sich für eine Schichtdicke von 34 nm jedoch nur ein Blochlinien-Durchmesser von rund 17 nm. In den Ladungsbildern der Abb. 7.2 äußert sich diese kleine Struktur daher auch nur darin, dass der Kontrast einer der beiden Ladungen durchgehend verläuft, während der andere unterbrochen wird. Da die Ausdehnung der Ladungsverteilung der Wand deutlich größer ist als die der Blochlinie, besteht hier keine Möglichkeit, diese ohnehin sehr kleine Struktur mit dem Magnetkraftmikroskop aufzulösen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die intrinsische Anisotropie hier einen Zwei-Domänen-Zustand bevorzugt, während die Form der Kreisscheibe die Magnetisierung in eine Vortex-Konfiguration bringen will. Besonders deutlich wird dies durch unterschiedliche Scheibengrößen, bei denen die Anisotropieenergiedichte konstant bleibt, während die Streufeldenergiedichte mit wachsendem Durchmesser abnimmt. Daher entsprechen die Konfigurationen der größeren Scheiben eher einem Zwei-Domänen-Zustand, wohingegen sich die der kleineren

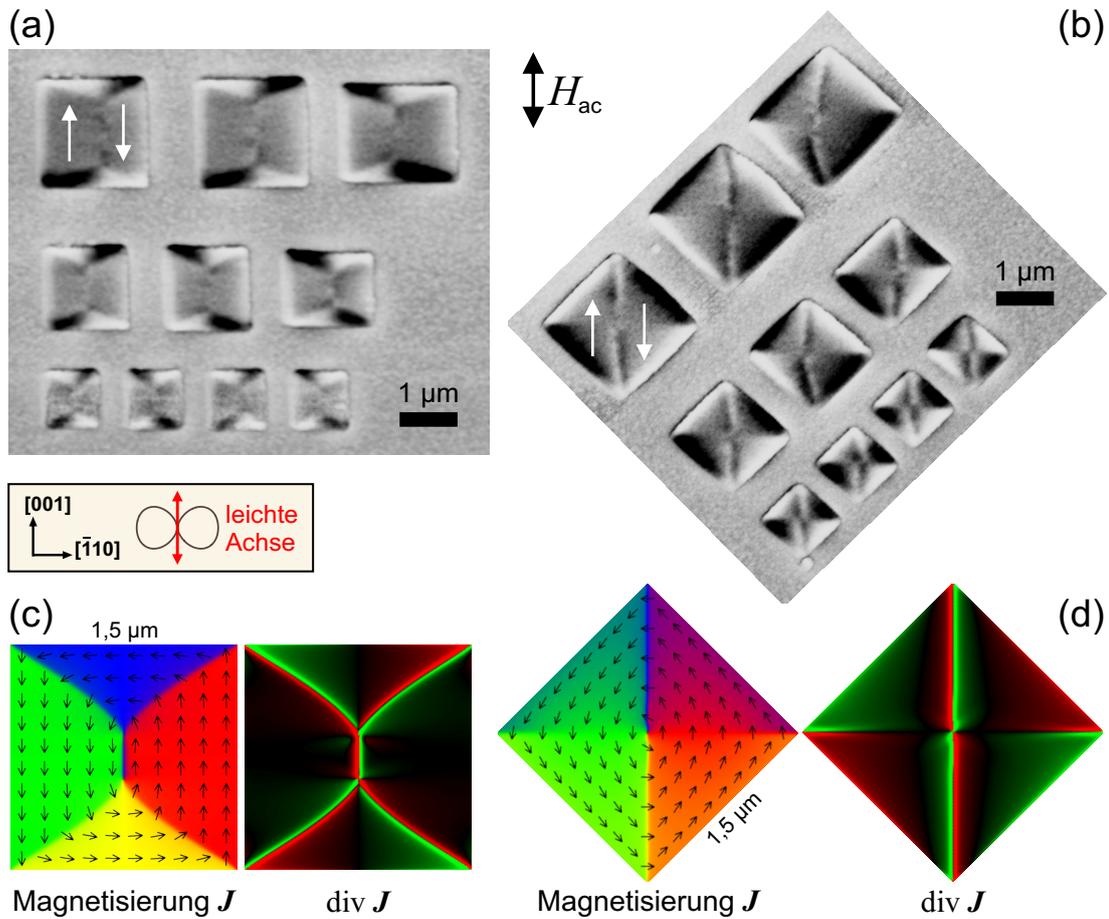


Abbildung 7.3: MFM-Aufnahmen von im Wechselfeld H_{ac} entmagnetisierten 34 nm dicken Fe(110)-Quadraten (a) und (b) und entsprechende, simulierte Konfigurationen (c) und (d). Die Rechnungen der Quadrate, die jeweils in $221 \times 221 \times 5$ Zellen diskretisiert wurden, starteten beide aus einem vorgegebenen *in-plane*-Vortex.

Scheiben dem Vortex-Zustand annähern.

Eine ähnliche Konkurrenz kann bei quadratischen Elementen beobachtet werden. Während man ohne intrinsische Anisotropie eine, abgesehen von den Wänden, weitgehend streufeldfreie Landau-Konfiguration aus vier Domänen erwarten würde, bevorzugt die uniaxiale Anisotropie auch hier wieder eine Zwei-Domänen-Konfiguration. Aufgrund der ausgezeichneten Achse erhält man allerdings je nach Orientierung der Quadrate unterschiedliche Konfigurationen. In Abb. 7.3 sind die MFM-Aufnahmen von Quadraten mit einer Kantenlänge von $1 \mu\text{m}$ bis $2 \mu\text{m}$ nach einer Wechselfeld-Entmagnetisierung entlang der leichten Achse zu sehen. Dabei sind die Elemente im ersten Fall (a) mit der Außenkante und im zweiten Fall (b) mit der Diagonalen parallel zu der leichten $[001]$ -Achse ausgerichtet.

Der Kontrast der Quadrate in (a) ist denen der Scheiben sehr ähnlich, der zwei-domänige Charakter ist anhand der Hell-Dunkel-Färbung am oberen und unteren

Rand deutlich erkennbar. Allerdings deutet der schräge Verlauf des Ladungskontrastes im Inneren der Elemente auf Abschlussdomänen hin, die der Reduktion von Streufeldern dienen. Die Wand zwischen den beiden dominierenden Domänen skaliert aber deutlich mit der Elementgröße, und die längeren von diesen zeigen entlang ihres Verlaufs wieder mehrere Kontrastwechsel, was auch hier auf Stachelwände hindeutet. Die prinzipielle Ähnlichkeit mit der Landau-Konfiguration wird in der Simulation eines Quadrats mit $1,5\ \mu\text{m}$ Kantenlänge, dessen Magnetisierungsverlauf in Abb. 7.3 (c) zu sehen ist, deutlich. Wie bei den Scheiben ist die 180° -Wand mit rund $400\ \text{nm}$ merklich kürzer als die entsprechende, experimentell beobachtete Wand mit einer Länge von $600\ \text{nm}$.

Das Ladungsbild der Quadrate in Abb. 7.3 (b), die im Vergleich zu vorher um 45° verdreht strukturiert wurden, fällt völlig anders aus. Bei diesen Elementen verläuft die leichte Achse der intrinsischen Anisotropie nun parallel zu einer der Diagonalen. In der MFM-Aufnahme erkennt man zwar wieder den starken Dipolkontrast der zwei Domänen, nur sind die Pole einer einzelnen Domäne hier nicht völlig voneinander getrennt, sondern stoßen jeweils in einer Ecke, hier in der Abbildung rechts und links, aufeinander. Die Wand zwischen den beiden Domänen verläuft hier über die volle Länge von der unteren bis in die obere Ecke der Quadrate. Bei den kleinen Elementen erkennt man im Zentrum einen deutlichen Wechsel des Wandkontrastes, der wieder mit einer zirkularen Blochlinie zusammenhängt. Ein identisches Ladungsbild liefert auch die Simulation eines solchen Quadrates (d), das auch hier eine Kantenlänge von $1\ \mu\text{m}$ hat. Bei den größeren Elementen sind wieder mehrere Kontrastwechsel entlang der Wand zu beobachten. In dem Bereich, in dem der Wandwinkel rund 180° beträgt, bilden sich also auch hier wieder Cross-Tie-Wände aus. In der Nähe der Ecken dagegen reduziert sich, wie auch in der Simulation zu sehen, der Wandwinkel auf 90° . Entsprechend treten dort keine Wandstacheln auf und man beobachtet in der MFM-Aufnahme auch keine Kontrastwechsel.

Die entmagnetisierten Zustände von Rechtecken mit unterschiedlich langen Seitenlängen werden weiter unten in Abschnitt 7.1.5 separat diskutiert. Im Folgenden werden zunächst die remanenten Zustände von Kreisscheiben und Quadraten präsentiert.

7.1.2 Remanenz in Kreisscheiben nach Sättigung entlang der leichten Achse

Wegen der Anisotropie hängt die sich nach der Sättigung einstellende Magnetisierungskonfiguration auch bei Kreisscheiben von der Richtung des zuvor angelegten Magnetfeldes ab. Zunächst wird der Fall einer Sättigung in die leichte $[001]$ -Richtung behandelt. Die Probe wurde dazu in dem maximalen Feld eines wassergekühlten Elektromagnet von $2\ \text{T}$ aufmagnetisiert. Die Abweichung der Probenachsen zu der externen Magnetfeldrichtung betrug dabei maximal $\pm 3^\circ$. Danach

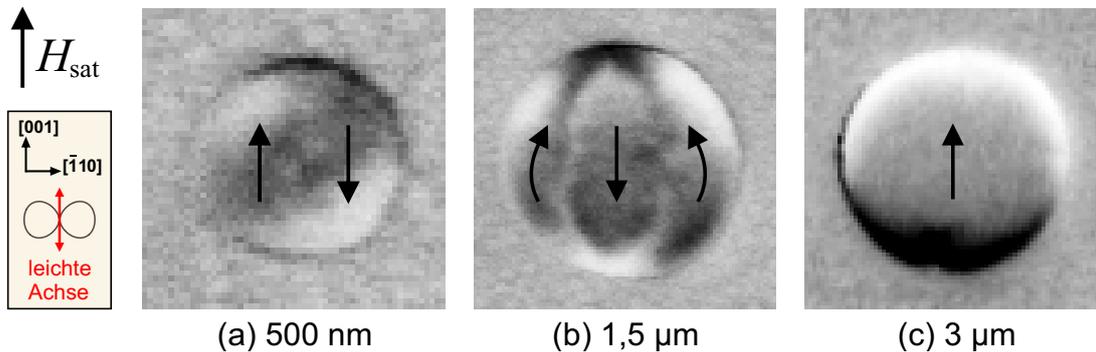


Abbildung 7.4: MFM-Aufnahmen von remanenten Zuständen in 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern nach einer Sättigung entlang der leichten [001]-Achse der intrinsischen Anisotropie.

wurde die Probe im MFM untersucht. Die Aufnahmen der remanenten Zustände von Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern ist in Abb. 7.4 dargestellt. In Abhängigkeit von der Größe findet man drei verschiedene Konfigurationen. So zeigen alle Teilchen mit einem Durchmesser unter 500 nm die Zwei-Domänen-Konfiguration, die schon bei den entmagnetisierten Zuständen vorlag.

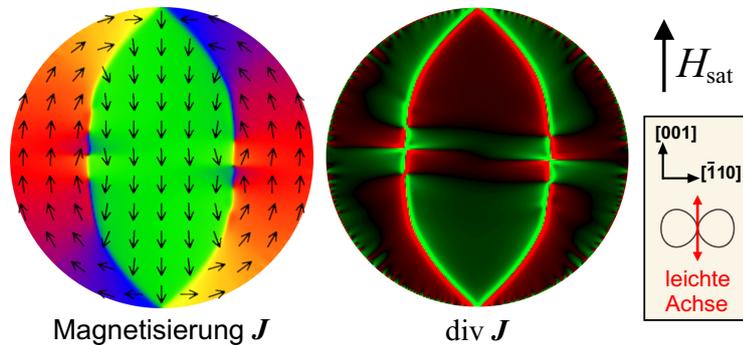
In dem Größenbereich von 500 nm bis 2 µm tritt in den Scheiben eine augenförmige Drei-Domänen-Konfiguration auf. Die Domänen sind dabei immer so orientiert, dass die Magnetisierung der mittleren Domänen entgegen der ursprünglichen Feldrichtung verläuft und die beiden äußeren entsprechend umgekehrt. Die Ursache für diese Ausrichtung liegt in der Entwicklung dieser Konfiguration aus der Sättigung heraus und wird weiter unten anhand einer Simulation erklärt.

Ein sehr ähnliches Magnetisierungsmuster ist schon aus Kapitel 6 als Zwischenzustand bei der Ummagnetisierung von polykristallinen Permalloy- und Cobalt-Scheiben bekannt. In den dort vorgefundenen Konfigurationen enthielten die beiden Wände zwischen den Domänen jeweils eine zirkuläre Blochlinie und wurden daher auch als Doppel-Vortex-Konfiguration bezeichnet. Diese Bezeichnung ist bei den Fe(110)-Scheiben nicht zutreffend, da deren Wände ab einem Durchmesser von etwa 1 µm Stacheln aufweisen und damit mehrere zirkuläre und auch gekreuzte Blochlinien enthalten.

Dieser Befund wird auch durch die Simulation einer 1,5 µm großen Scheibe mit einer uniformen Ausgangsmagnetisierung entlang der leichten Achse bestätigt. Die Magnetisierung zerfällt in eine Drei-Domänen-Konfiguration, die in Abb. 7.5 dargestellt ist. Besonders bemerkenswert an diesem Ergebnis sind die stabilen Stacheln in den Wänden. Diese treten im mittleren Bereich der Scheibe auf, in dem der Wandwinkel nahezu 180° beträgt. Zum Probenrand hin reduziert sich der Wandwinkel langsam auf 90°.

Ab einem Durchmesser von 2 µm zeigen die Elemente einen durch die intrinsische Anisotropie stabilisierten, im Wesentlichen eindomänigen Zustand. Dem

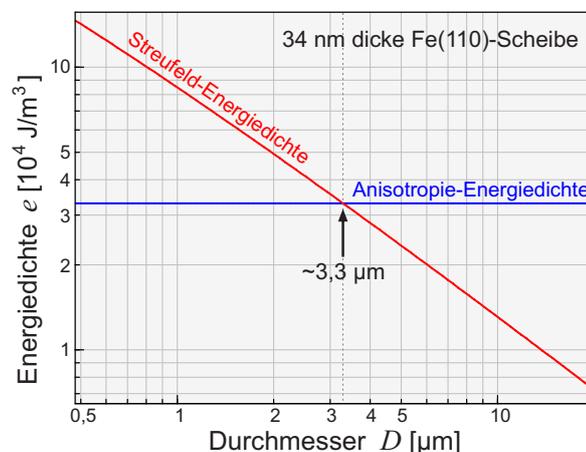
Abbildung 7.5: Simulation einer 34 nm dicken Fe(110)-Scheibe mit einem Durchmesser von 1,5 μm , ausgehend von einer homogenen Magnetisierung entlang der leichten [001]-Achse. Die Zellgröße der Diskretisierung betrug hier 6,8 nm.



entspricht auch die hohe Remanenz, die an unstrukturierten Schichten nach einer Sättigung parallel zur leichten [001]-Achse gemessen wurde [134]. Generell lässt sich diese beobachtete Größenabhängigkeit wieder mit der Konkurrenz zwischen der konstanten Anisotropieenergiedichte und der mit wachsendem Durchmesser abnehmenden Streufeldenergiedichte erklären. In Abb. 7.6 sind die maximalen Werte dieser beiden Beiträge in Abhängigkeit vom Durchmesser einer 34 nm dicken Fe(110)-Scheibe angetragen. Am Schnittpunkt der beiden Geraden, hier bei einem Durchmesser von rund 3,3 μm sind die beiden Beiträge gleich. Diese Größe passt gut zu dem beobachteten Übergang von der eindomänigen zu der dreidomänigen Konfiguration. Allerdings soll hier betont werden, dass dieser simple Energievergleich nichts über die zu erwartenden Konfigurationen oder die möglichen Übergänge zwischen diesen aussagt. Da aber die Energiebarriere zwischen dem eindomänigen Zustand und der mehrdomänigen Konfiguration sicher endlich ist, liefert dieser Vergleich die ungefähre Größe, bei welcher dieser Übergang zu erwarten ist.

Auf jeden Fall bemerkenswert ist die Schärfe der im Experiment beobachteten Übergänge. So zeigten bei einer Abstufung der Durchmesser von 100 nm nur die 500 nm großen Scheiben sowohl den Zwei- als auch den Drei-Domänen-Zustand.

Abbildung 7.6: Vergleich der maximalen, konstanten Anisotropieenergiedichte einer homogenen Magnetisierung entlang der schweren $[\bar{1}10]$ -Achse mit der ebenfalls maximalen, vom Durchmesser abhängigen Streufeldenergiedichte von 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben. Zur Berechnung der Streufeldenergiedichte wurde hier Gleichung 1.25 herangezogen.



Die Ein- und Zwei-Domänen-Konfiguration kann man gleichzeitig auch nur bei einem Durchmesser von $2\ \mu\text{m}$ beobachten, wobei hier die Abstufung $500\ \text{nm}$ beträgt.

Wenn man in Abb. 7.4 die bislang als *Ein-Domänen-Zustand* bezeichnete Konfiguration der $3\ \mu\text{m}$ großen Scheibe betrachtet, dann fällt insbesondere in der Mitte des unteren, dunklen Randes eine kleine Inhomogenität im Kontrast auf. Diese Strukturen waren manchmal nach der Sättigung größer und damit, wie in Abb. 7.7, besser zu beobachten. Die unterschiedliche Ausprägung lässt sich mit den kleinen Abweichungen bei Ausrichtung des externen Feldes zu der leichten Anisotropieachse erklären, da eine absichtliche Drehung von rund 5° immer zu den größeren Strukturen führte. Des Weiteren ist dieses Magnetisierungsmuster in allen hier weiterhin als *Ein-Domänen-Zustand* bezeichneten Konfigurationen vertreten, wobei dessen Größe aber weitgehend unabhängig von dem Durchmesser der Scheiben ist, der bei den untersuchten Proben maximal $5\ \mu\text{m}$ betrug.

In der Detailaufnahme der $3\ \mu\text{m}$ großen Scheibe in Abb. 7.7 (b) sind diese Strukturen deutlich als kleine, linsenförmige Domänen zu erkennen, deren Magnetisierungsrichtung nur als antiparallel zur restlichen Magnetisierung interpretiert werden kann. Tatsächlich konnte diese Deutung durch eine zeitaufgelöste Simulation einer $3\ \mu\text{m}$ großen Scheibe bestätigt werden, deren Magnetisierungskonfiguration (c) und Ladungsverteilung (d) bei $40\ \text{ns}$ zum Vergleich daneben gestellt wurden.

Für die Rechnung wurde dieses große Element mit $441 \times 441 \times 5$ Zellen diskretisiert. Damit liegt die Kantenlänge dieser kubischen Zellen mit $6,8\ \text{nm}$ zwar wieder über der Austauschlänge von Eisen, aber der für diese Simulation benötigte Speicherbedarf lag mit rund $1,8\ \text{GByte}$ schon nahe an dem Limit sowohl des verwendeten Programms als auch der zur Verfügung stehenden Hardware mit $2\ \text{GByte}$. Allerdings sind auch hier in den in Abb. 7.8 gezeigten Ergebnissen keine Artefakte zu beobachten, die auf eine zu grobe Diskretisierung hinweisen. Die Simulation eines Zeitraums von knapp einer Mikrosekunde benötigte selbst mit einer großen Dämpfungskonstante $\alpha = 1$ mehr als neun Wochen Rechenzeit. Die dabei erhaltenen Konfigurationen wurden zunächst alle $0,05\ \text{ns}$ und ab dem Zeitpunkt von $20\ \text{ns}$ nur noch jede Nanosekunde abgespeichert.

Als Startkonfiguration wurde eine uniforme Magnetisierung mit einer Abweichung von $0,5^\circ$ von der leichten $[001]$ -Achse vorgegeben. Die Relaxation im Nullfeld beginnt damit, dass sich die Magnetisierung in der Nähe des Probenrandes an dessen Verlauf ausrichtet. Dadurch entstehen, wie in Abb. 7.8 (a) am oberen und unteren Rand der Scheibe anhand des Orange-Rot-Violetten-Übergangs zu erkennen, Pole, an denen sich die Vektoren nahezu antiparallel gegenüberstehen. Aus diesen Stellen heraus entwickeln sich zunächst kleine Bereiche mit einer zur übrigen Magnetisierung antiparallelen Ausrichtung, die in (b) dem grünen Bereich entsprechen. Dabei entsteht am oberen Scheibenrand eine zirkuläre Blochlinie, die im weiteren Verlauf kontinuierlich in das Element hineinwandert. Eine Detailbetrachtung des unteren Randes zeigt, dass sich dort an einer Stel-

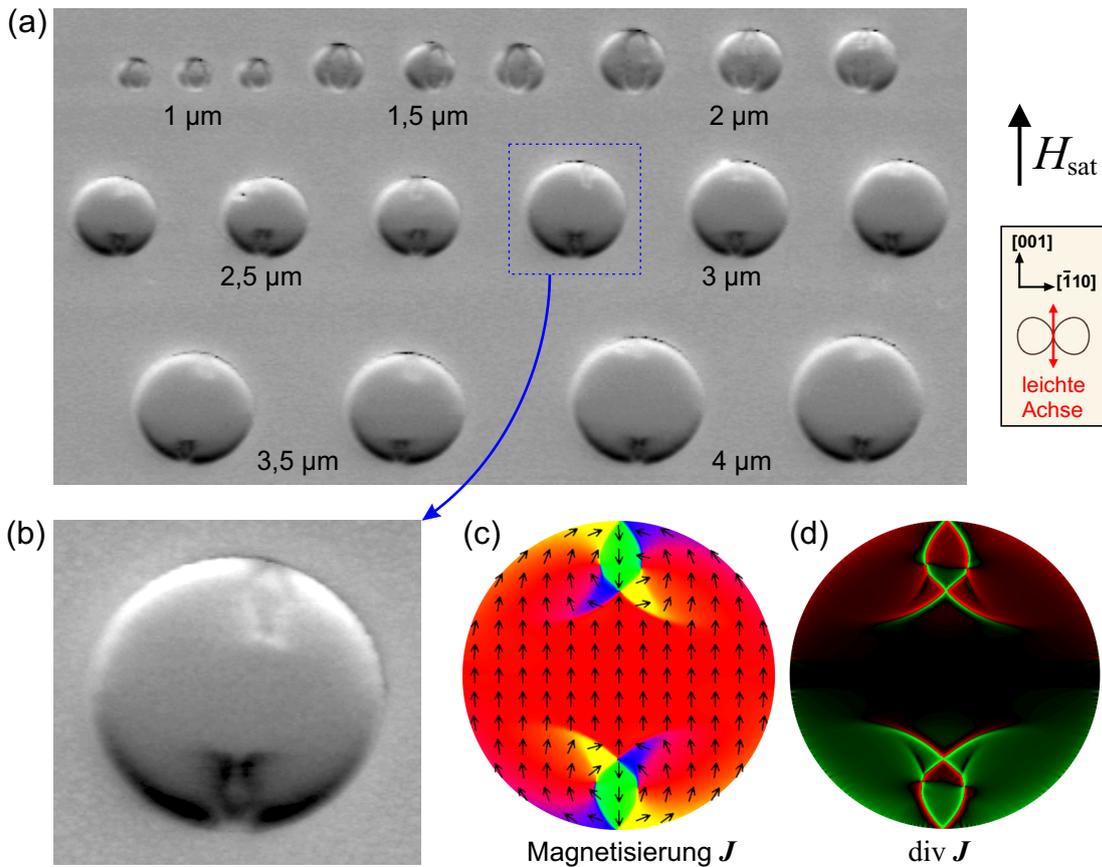


Abbildung 7.7: MFM-Aufnahmen von remanenten Zuständen in 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern nach einer Sättigung entlang der leichten [001]-Achse der intrinsischen Anisotropie (a). Die große Aufnahme des *Ein-Domänen-Zustands* einer 3 μm großen Scheibe zeigt, dass sich am oberen und unteren Rand kleine, linsenförmige Domänen ausbilden (b). Eine solche Konfiguration wird auch in der zeitaufgelösten Simulation, die in Abb. 7.8 gezeigt ist, beobachtet. Hier ist die Magnetisierung (c) und Ladungsverteilung (d) zum Zeitpunkt von 40 ns dargestellt.

le der 180° -Wand ein Paar aus einer zirkularen und einer gekreuzten Blochlinie entwickelt. Anschließend wird die letztere der beiden Blochlinien aus der Scheibe gedrängt, so dass nur die zirkuläre von den beiden zurückbleibt. Bei 0,145 ns (b) bildet sich unten in der Scheibe gerade dieses Blochlinien-Paar, während am oberen Rand die zirkuläre Blochlinie schon ein Stück in das Element hineingewandert ist.

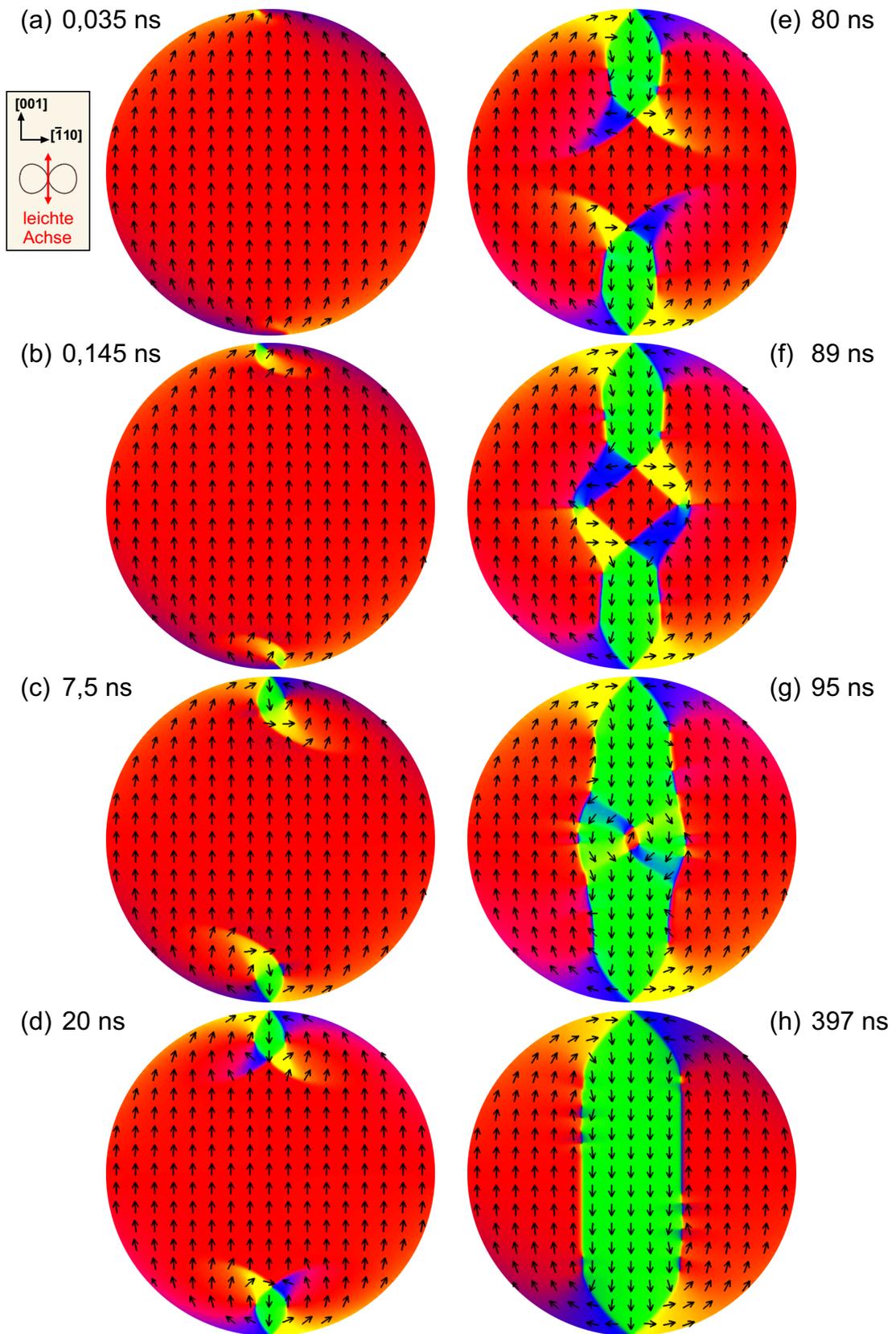
Im weiteren Verlauf bildet sich auf beiden Seiten je ein weiteres Blochlinien-Paar, nur mit dem Unterschied, dass diesmal beide Blochlinien bestehen bleiben. So kann man bei 7,5 ns (c) oben in der Scheibe gerade die Entstehung der Blochlinien beobachten, während diese unten schon abgeschlossen ist. Als Nächstes

ordnen sich die jeweils drei Blochlinien in den Wänden, die die kleinen antiparallelen Domänen einschließenden, symmetrisch an. Wie bei 20 ns (d) zu sehen, liegt die gekreuzte Blochlinie dabei an dem in die Scheibe hineinreichenden Ende, während die zirkularen Blochlinien jeweils rechts und links zu liegen kommen. Dieser Zustand entspricht nun in etwa der Magnetisierung, die auch in den MFM-Aufnahmen beobachtet wird. Soweit ist die Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund bemerkenswert gut.

In der Simulation allerdings ist dieser Zustand nicht stabil, denn die antiparallelen Domänen vergrößern sich im weiteren Verlauf, und nähern sich damit zunehmend dem Scheibenzentrum (e). Bei etwa 89 ns (f) treffen sie dort schließlich aufeinander und verbinden sich, wobei im Zentrum der Scheibe ein Bereich mit der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung eingeschlossen wird, der hier in der Abbildung rot erscheint. Diese neue Domäne wird aber schnell zusammengesoben, so dass bei 95 ns (g) nur noch ein kleiner Rest von ihr vorhanden ist. Damit entsteht die schon bekannte Drei-Domänen-Konfiguration, die bei etwa 110 ns voll ausgebildet ist. In der Simulation sind ab diesem Zeitpunkt nur noch sehr langsame Verschiebungen der Blochlinien auf den Wänden zu beobachten, die auch bei 397 ns (h), dem Zeitpunkt, an dem die Simulation beendet wurde, noch nicht völlig zum Stillstand gekommen waren.

Dieser Ablauf erklärt die Entstehung der Drei-Domänen-Konfiguration aus der Sättigung und somit auch die antiparallele Ausrichtung der mittleren Domäne zur ursprünglichen Feldrichtung. Des Weiteren zeigt auch diese Rechnung die Entstehung von Cross-Tie-Wänden. Warum die kleinen Domänen in der Simulation im Gegensatz zum Experiment nicht stabil sind, lässt sich nicht eindeutig klären. Eine Möglichkeit ist die schon diskutierte Diskrepanz in der Auswirkung der Anisotropie. So könnte es sein, dass die kleinen Domänen in der Simulation einer noch größeren Scheibe stabil wären. In diesem Fall wäre dann zumindest eine qualitative Übereinstimmung gegeben. Es besteht aber auch die Möglichkeit, dass in den realen Proben noch andere Effekte, wie beispielsweise Oberflächen-Rauigkeiten im Substrat, insbesondere für die Blochlinien Pinningzentren bieten, die eine weitere Ausdehnung der Domänen hemmen. Gegen diese Vermutung spricht aber, dass diese sehr gleichmäßig und dicht verteilt sein müssten, da die kleinen Domänen alle ungefähr die gleiche Größe aufweisen. Da außerdem keine Beeinflussung dieser Konfigurationen durch die MFM-Spitze beobachtet wurde, müsste die Wechselwirkung dieser Pinningzentren auch noch ausgesprochen stark sein. So spricht insgesamt mehr dafür, dass die nahezu eindomänige Konfiguration ab einem Scheibendurchmesser von etwa 2 μm tatsächlich durch die intrinsische

Abbildung 7.8: Rechte Seite: Zeitaufgelöste Simulation einer 34 nm dicken Fe(110)-Scheibe mit einem Durchmesser von 3 μm . Das Element wurde für diese Rechnung, die aus einer nahezu parallel zur [001]-Richtung verlaufenden, homogenen Magnetisierung startete, in $441 \times 441 \times 5$ Zellen diskretisiert.



Anisotropie stabilisiert wird.

Abschließend soll noch erwähnt werden, dass die nach der Sättigung beobachteten Konfigurationen in den Scheiben und auch in den noch folgenden anderen Formen identisch mit den Magnetisierungszuständen nach der Strukturierung sind. Dies ist einfach eine Folge der nahezu homogenen Magnetisierung der durchgehenden Ausgangsschicht. Das Besondere an dieser Situation ist, dass die Richtung der gesättigten Magnetisierung in diesem Fall exakt parallel zu der leichten Achse der intrinsischen Anisotropie ausgerichtet ist. Aber auch in diesem Fall waren die soeben diskutierten kleinen antiparallel orientierten Bereiche zu beobachten, wenn auch nur wie in Abb. 7.4 (c) als kleine Abweichungen vom Ladungskontrast eines reinen Single-Domain-Zustandes.

7.1.3 Remanenz in Kreisscheiben nach Sättigung entlang der schweren Achse

Nachdem zuvor die remanenten Zustände nach einer Sättigung entlang der leichten Achse betrachtet wurden, ist es nahe liegend, eine analoge Untersuchung auch für die schwere Achse anzustellen. Dazu wurde die Probe wieder mit einem Feld von 2 T aufmagnetisiert, das diesmal parallel zur $[\bar{1}10]$ -Richtung orientiert war. Die Aufnahmen der Magnetisierungszustände der Kreisscheiben, die bei der anschließenden Untersuchung im MFM entstanden, sind in Abb. 7.9 zu sehen. Zunächst ist festzustellen, dass alle Scheiben mit Durchmessern unter 500 nm wieder die vortexähnliche Zwei-Domänen-Konfiguration zeigen (a). Für diese Größen zwingt die Streufeldenergie die Magnetisierung also unabhängig von der magnetischen Vorgeschichte immer in dieselbe Konfiguration. Mit einer Zunahme des Durchmessers ändert sich das Bild. Zwischen 500 nm und 700 nm sind, statistisch verteilt, Zwei- und Drei-Domänen-Muster zu beobachten und über 700 nm tauchen auch Konfigurationen mit Streifendomänen auf (b). Ab einem Durchmesser von rund 1 μm liegt in allen Scheiben ein Muster aus unterschiedlich breiten Streifendomänen mit zueinander antiparalleler Magnetisierung vor. In Abb. 7.9 (c) sind die zwischen den Streifen verlaufenden 180° -Stachelwände zu erkennen. Interessanterweise sind diese unregelmäßigen Konfigurationen so stabil, dass keinerlei Beeinflussung durch die magnetische MFM-Sonde zu beobachten war. Mit ein Grund hierfür dürften die Stachelwände sein, die oft mit eng benachbarten Wänden korrespondieren, wie dies auch in Abb. 7.9 (c) zu sehen ist. Dieser Effekt führt zu einer zusätzlichen Stabilisierung der Struktur und war auch in der Simulation zu beobachten, wie das Ladungsbild in Abb. 7.5 zeigt.

Die Entstehung dieser Konfigurationen lässt sich aus den Beobachtungen zur Bildung des Drei-Domänen-Zustands ableiten. So kann man annehmen, dass mit der Reduktion des externen Feldes am Probenrand kleine Domänen mit unterschiedlicher Orientierung entstehen, die im Laufe einer weiteren Feldabnahme zusammenwachsen. Die Unregelmäßigkeit des Domänenmusters wäre damit eine

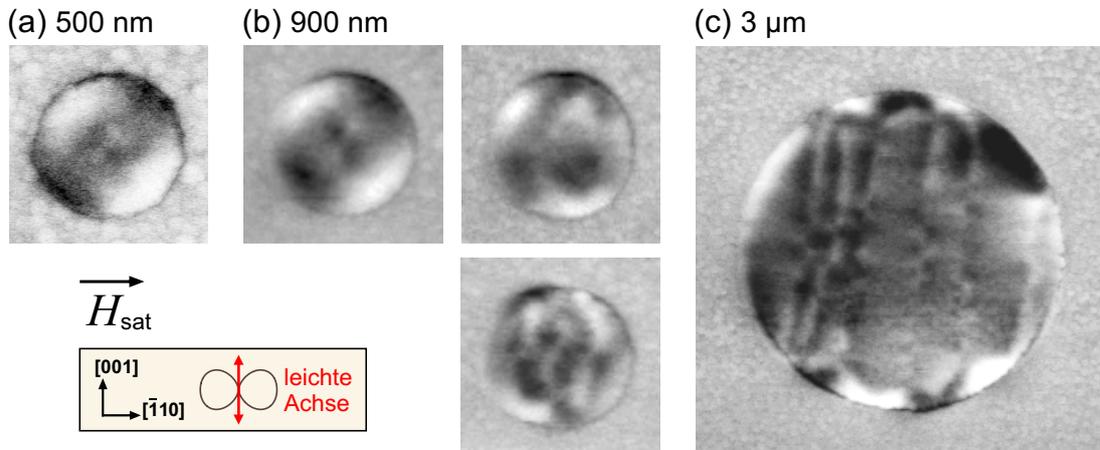


Abbildung 7.9: MFM-Aufnahmen von remanenten Zuständen in 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern nach einer Sättigung entlang der schweren $[\bar{1}10]$ -Achse der intrinsischen Anisotropie.

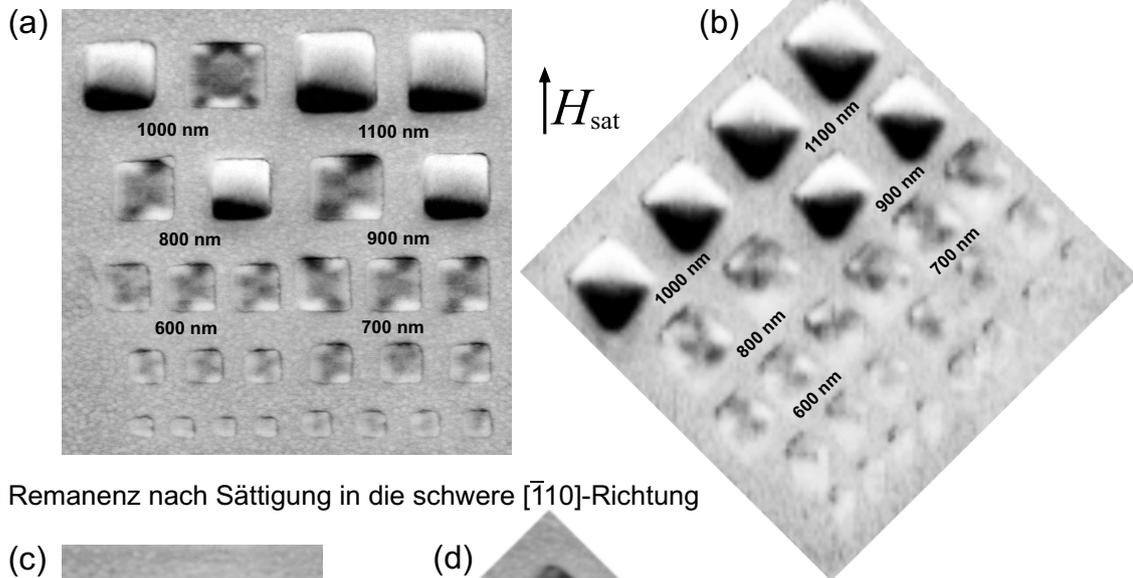
Folge der durch Randrauigkeiten bedingten statistischen Entstehung von Domänen.

In der Simulation einer 1,5 μm großen Scheibe, die aus einer homogenen, parallel zur schweren Achse liegenden Magnetisierung gestartet wurde, entwickelte sich eine Drei-Domänen-Konfiguration wie sie schon in Abb. 7.5 zu sehen war. Ob sich in größeren Scheiben Streifendomänen entwickeln, konnte noch nicht geklärt werden, da hier wegen des enormen Rechenaufwands auf deren Berechnung verzichtet werden musste.

7.1.4 Remanente Konfigurationen in Quadraten

In quadratischen Elementen waren qualitativ die gleichen remanenten Zustände wie bei den Kreisscheiben zu beobachten. So zeigt Abb. 7.10 die Konfigurationen verschiedener Quadrate jeweils nach einer Sättigung entlang der leichten (a) und (b) bzw. der schweren Achse (c) und (d). Im ersten Fall wird bei den größeren Elementen wieder ein eindomäniger Zustand beobachtet, wobei der Übergang auch hier in einem relativ engen Größenbereich auftritt. Bei den Quadraten, deren Kanten parallel zur $[001]$ -Richtung liegen (a), findet man nur für die Elemente mit einer Kantenlänge zwischen 800 nm und 1 μm ein- und mehrdomänige Konfigurationen. Bei den mehrdomänigen Zuständen kommt neben dem überwiegenden Zwei-Domänen-Zustand bei Kantenlängen über 600 nm auch noch der Drei-Domänen-Zustand vor. Noch schärfer ist der Übergang zur Eindomänigkeit bei den um 45° zur $[001]$ -Richtung gedrehten Quadraten (b), dort findet man nur für eine Kantenlänge von 800 nm neben der Single-Domain-Konfiguration auch noch einen Drei-Domänen-Zustand. Der letztgenannte Zustand überwiegt bis zu einer Kantenlänge von 700 nm und weicht bei kleineren Teilchen der Zwei-Domä-

Remanenz nach Sättigung in die leichte $[001]$ -Richtung



Remanenz nach Sättigung in die schwere $[\bar{1}10]$ -Richtung

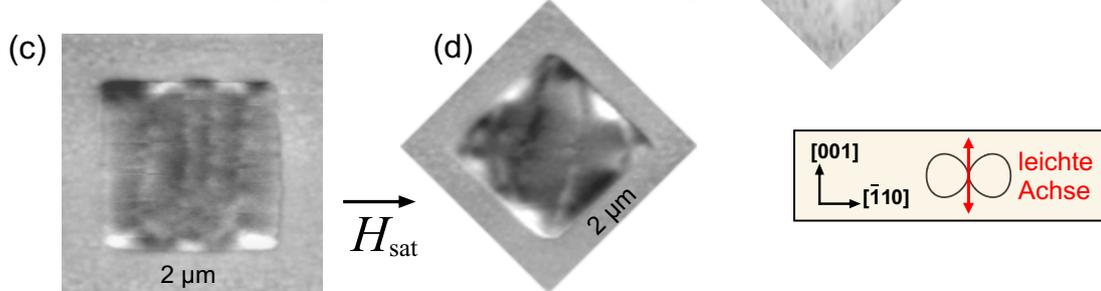


Abbildung 7.10: MFM-Aufnahmen von 34 nm dicken Fe(110)-Quadraten mit bezüglich den Kristallachsen unterschiedlich orientierten Außenkanten.

nen-Konfiguration.

Nach einer Sättigung in schwerer Richtung findet man auch bei den Quadraten in allen größeren Teilchen Streifendomänen wie sie in Abb. 7.10 (c) und (d) zu sehen sind. Dabei liegen diese Domänen besonders in den um 45° zur $[001]$ -Richtung gedrehten Quadraten ähnlich ungeordnet wie bei den Scheiben. Mit einer Reduktion der Größe nimmt auch hier die Anzahl der Streifen ab, bis man die bekannten Zwei- und Drei-Domänen-Muster findet.

7.1.5 Rechtecke

Im Folgenden werden Rechteck-Elemente betrachtet, deren Kantenlängenverhältnis deutlich von eins abweicht. Aus dieser Form ergeben sich in Richtung der langen und der kurzen Kanten unterschiedliche Entmagnetisierungsfaktoren. Daher erhält man in Kombination mit der intrinsischen Anisotropie, je nachdem ob die lange Kante parallel oder senkrecht zu deren leichter Achse liegt, gänzlich unterschiedliche Magnetisierungskonfigurationen.

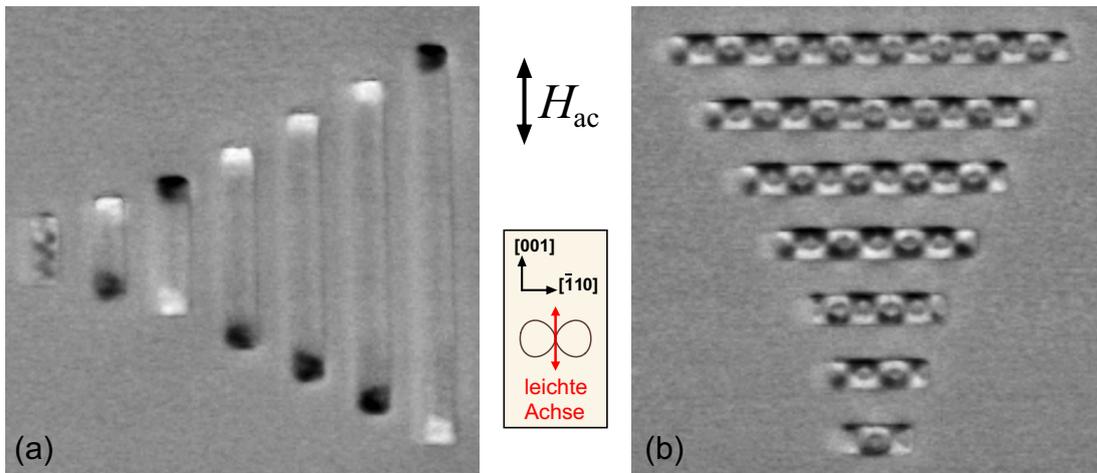


Abbildung 7.11: 34 nm dicke Fe(110)-Rechtecke mit einer Breite von 300 nm und unterschiedlichen Längen zwischen 1 μm und 6 μm . Die in einem Wechselfeld H_{ac} entmagnetisierten Elemente zeigen, je nachdem ob ihre lange Kante parallel (a) oder antiparallel (b) zu der leichten intrinsischen [001]-Achse liegt, gänzlich unterschiedliche Magnetisierungskonfigurationen.

Dies ist besonders gut anhand von 300 nm breiten und unterschiedlich langen Fe(110)-Rechtecken zu beobachten. Deren Zustände nach einer Entmagnetisierung in einem parallel zur [001]-Richtung orientierten Wechselfeld zeigen die MFM-Aufnahmen aus Abb. 7.11. Wenn die lange Kante dieser Elemente parallel zur leichten Achse der intrinsischen Anisotropie liegt (a), findet man ab einer Länge von 1,5 μm einen eindomänen Zustand. Über die ganze Länge dieser Streifen ist kein magnetischer Kontrast auszumachen, lediglich an deren Enden tritt der zu erwartende Ladungskontrast auf, dessen Asymmetrie darauf hindeutet, dass dort vermutlich Abschlusskonfigurationen vorhanden sind. In kürzeren Elementen, wie dem ganz linken, 1 μm langen Rechteck in Abb. 7.11 (a), spaltet die Magnetisierung wieder in zwei der Länge nach verlaufende, antiparallel magnetisierte Domänen auf. Der Kontrast innerhalb dieses Rechtecks wird von einer die beiden Domänen trennenden Stachelwand dominiert.

Ein ganz anderes Bild liefern die quer zu der leichten Anisotropieachse verlaufenden Rechtecke in Abb. 7.11 (b). So zeigen alle Elemente unabhängig von ihrer Länge einen alternierenden Hell-Dunkel-Kontrast mit ähnlicher Periode. Dieses Muster deutet auf regelmäßige Streifendomänen hin, jedoch findet man innerhalb dieser Streifen noch ein kleines, dem äußeren entgegengesetzt orientiertes Hell-Dunkel-Muster. Um diesen Kontrast zu erklären, wurde die Simulation eines 300 nm breiten und 2 μm langen Streifens herangezogen. Als Startkonfiguration wurden sechs gleichgroße Streifen mit zur leichten Achse paralleler, alternierender Magnetisierung vorgegeben. Die Abb. 7.12 zeigt die sich daraus ergebene Domänenkonfiguration und deren Ladungsverteilung. Dem experimentellen Be-

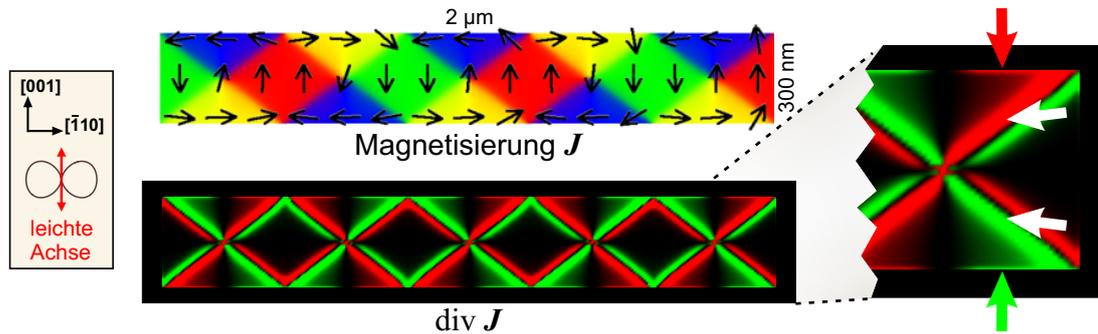


Abbildung 7.12: LLG-Simulation eines 34 nm dicken Fe(110)-Rechtecks, dessen Volumen in $294 \times 44 \times 5$ Zellen diskretisiert wurde. Die Startkonfiguration bestand aus sechs gleich großen Streifen mit alternierend zur [001]-Richtung paralleler bzw. antiparalleler Magnetisierungsrichtung. Zur besseren Sichtbarkeit der am Rand auftretenden Ladungen (farbige Pfeile in dem vergrößerten Ausschnitt) wird das Ladungsbild vor einem schwarzen Hintergrund dargestellt. Die weißen Pfeile deuten auf die asymmetrischen Néelwände.

fund entsprechend gibt es an den kurzen Enden des Rechtecks je eine schmale und dazwischen vier gleichgroße Domänen, deren Orientierung noch jeweils der Vorgabe entspricht. Zwischen diesen Domänen liegen je zwei dreieckige Abschlussdomänen, deren Magnetisierung im Wesentlichen parallel zu den langen Kanten verläuft. Diese sind jeweils so orientiert, dass auf das ganze Element gesehen fünf Magnetisierungswirbel mit abwechselndem Drehsinn entstehen. Das Ganze entspricht also weitgehend einer Landau-Konfiguration, wobei die Abschlussdomänen jedoch entlang der langen Probekanten Ladungen aufweisen, die in dem vergrößerten Ausschnitt von Abb. 7.12 durch die farbigen Pfeile markiert sind. Die weißen Pfeile dagegen deuten auf die deutliche Ladungsasymmetrie hin, die innerhalb der Néelwände zu beobachten ist. Beides zusammen führt zu dem alternierenden, dipolartigen Charakter des Ladungsbildes.

Da der Zusammenhang zwischen der MFM-Aufnahme und der Ladungsverteilung trotzdem nicht so leicht zu sehen ist, wurden MFM-Aufnahmen simuliert, indem das berechnete Ladungsbild, wie in Abschnitt 3.6 beschrieben, mit einer Gaußschen Glockenkurve als Modell für das Sondenpotenzial bzw. dessen zweiter Ableitung gefaltet wurde. Die Verwendung unterschiedlicher Halbwertsbreiten (FWHM) entspricht dabei verschiedenen Auflösungen. Das Ergebnis dieser Berechnungen ist in Abb. 7.13 zu sehen und zeigt, wie aus dem ursprünglich klaren Néelwand-Kontrast mit abnehmender Auflösung ein schachbrettartiges Muster wird. Da der Kontrastumfang bei der Faltung abnimmt, wurde dieser anschließend jeweils wieder auf 100 % angehoben. Diese Abnahme ist umso stärker, je größer die Halbwertsbreite der Glockenkurve ist, und bei $\text{FWHM} = 149 \text{ nm}$ beträgt der Kontrastumfang nicht einmal mehr 5 % des Ausgangswerts. Vergleicht man nun die realen MFM-Aufnahmen mit den simulierten, so entsprechen diese



Faltung mit einer Gaußschen Glockenkurve der Halbwertsbreite (FWHM):

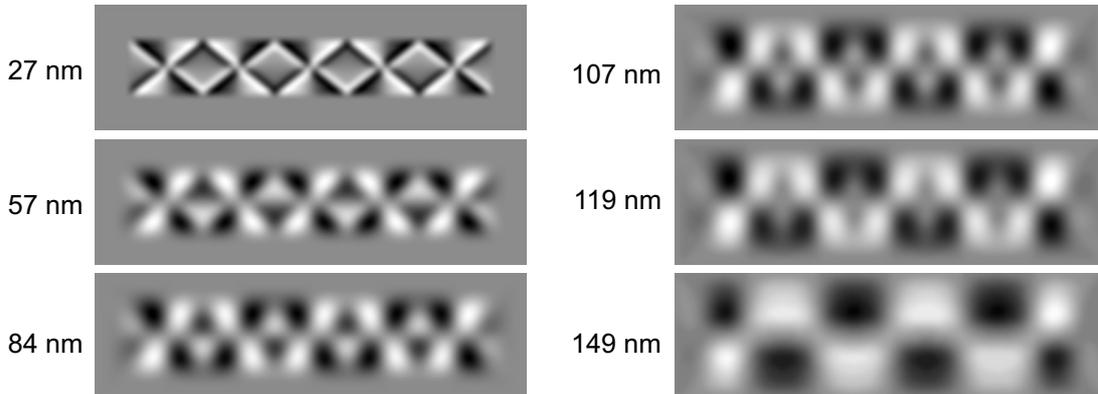


Abbildung 7.13: Aus der Ladungsverteilung von Abb. 7.12 simulierte MFM-Aufnahmen. Die Verwendung größerer Halbwertsbreiten für die zweite Ableitung des gaußförmigen Sondenpotenzials entspricht einer Abnahme des Auflösungsvermögens.

am besten den Bildern, die man mit Halbwertsbreiten von 84 nm und 107 nm erhält. Dies lässt sich nun mit der Halbwertsbreite der Sondenfunktion, die man mit dem MFM-Sondenmodell aus Abschnitt 3.6 abschätzen kann, vergleichen. Mit einem effektiven Arbeitsabstand von 44 nm (4 nm Gold-Abdeckung + 10 nm Titan-Abdeckung + 30 nm Lifthöhe) ergibt sich aus diesem eine Halbwertsbreite von rund 95 nm für die zweite Ableitung des gaußförmigen Potenzialverlaufs. So erhält man auch hier, wie bei der senkrechten Komponente der Permalloy-Scheiben aus Abschnitt 6.1.3, eine sehr gute Übereinstimmung der theoretischen Auflösung der Magnetkraftmikroskopie mit den experimentellen Befunden.

Nachdem der Aufbau der streifenförmigen Magnetisierungskonfiguration im Detail diskutiert wurde, soll nun der Ursache der weitgehend von der Länge der Rechtecke unabhängigen Domänengröße nachgegangen werden. Hierzu wurden die sich aus Ausgangskonfigurationen mit unterschiedlicher Streifenanzahl ergebenden Magnetisierungszustände simuliert und damit auch deren Energiebeiträge ermittelt. In Abb. 7.14 sind die Ergebnisse dieser Simulationen zusammengefasst. Für sechs bis neun Streifen erhält man ein stabiles, regelmäßiges Domänenmuster. Eine Vorgabe von zehn Streifen endet in der gleichen Konfiguration, die sich auch aus acht Streifen ergibt, und aus einer Vorgabe von fünf Streifen bildete sich kein regelmäßiges Domänenmuster mehr. Zum Vergleich wurde auch noch der Zustand, der sich aus einer Sättigung ergibt, ermittelt. Dabei war das Resultat der Rechnungen unabhängig davon, ob die Ausgangskonfiguration homogen in die leichte [001]-Richtung oder in die schwere $[\bar{1}10]$ -Richtung magnetisiert war.

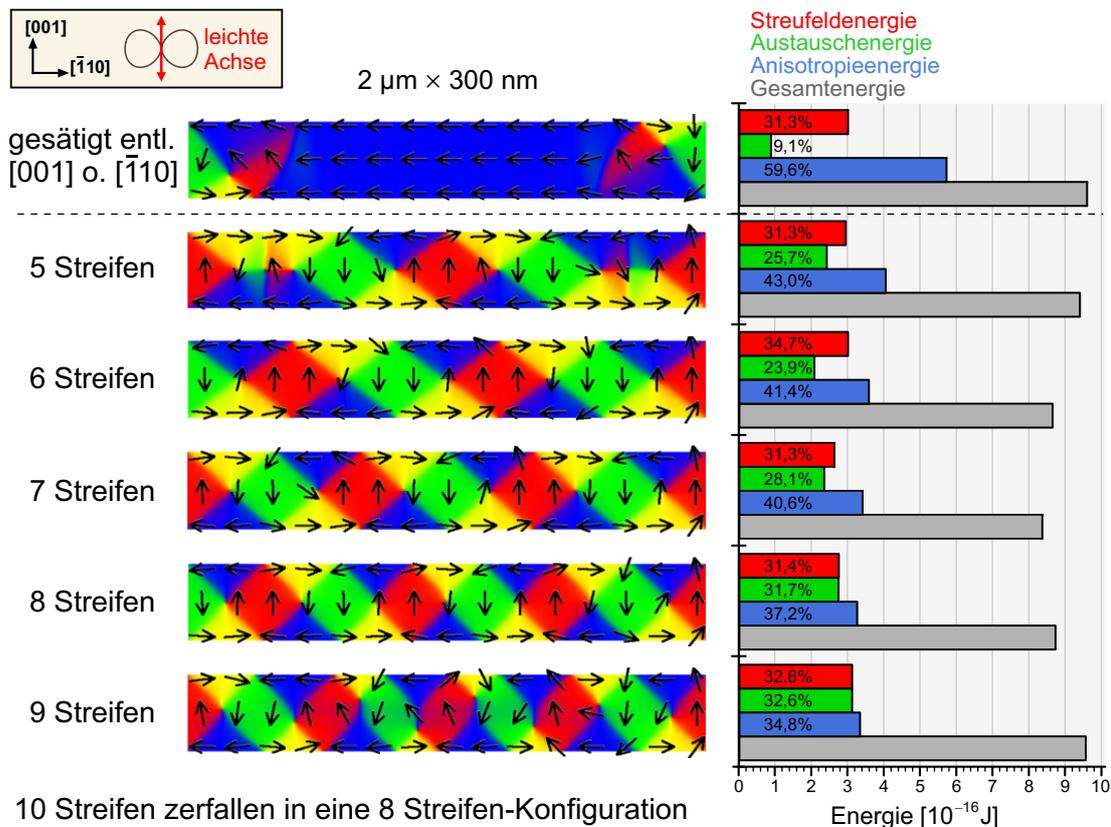


Abbildung 7.14: Vergleich der aus unterschiedlichen Ausgangskonfigurationen resultierenden Endzustände der Simulation eines 34 nm dicken Fe(110)-Rechtecks. Die Prozentangaben der unterschiedlichen Energiekomponenten beziehen sich immer auf die jeweilige Gesamtenergie.

In beiden Fällen ergab sich eine im Wesentlichen der Länge nach magnetisierte Konfiguration mit Abschlusskonfigurationen an den Enden, die jeweils einen Wirbel enthalten. Vergleicht man nun die Energien der unterschiedlichen Endzustände, so fällt zunächst auf, dass die Konfiguration mit sieben Streifen die geringste Gesamtenergie aufweist. Hier laufen die Wände nahezu auf der Winkelhalbierenden in die Ecken und auch ansonsten entspricht die Konfiguration einer streufeldfreien Landau-Konfiguration, daher erhält man hier auch die geringste Streufeldenergie.

Eine Streckung des Domänenmusters, wie man es bei den sechs Streifen erhält, erhöht die Streufeldenergie schon deutlich, da aber auch die gesamte Länge der Wände kürzer wird, reduziert sich dafür die Austauschenergie entsprechend, so dass man in dieser auch experimentell vorgefundenen Konfiguration immerhin die zweitgeringste Gesamtenergie erhält. Gleichwohl wurden in Rechtecken dieser Größe auch sechs und acht Streifen beobachtet. Eine weitere Streckung, wie sie für fünf Streifen notwendig wäre, ist nicht mehr stabil. Die dafür notwendigen langen

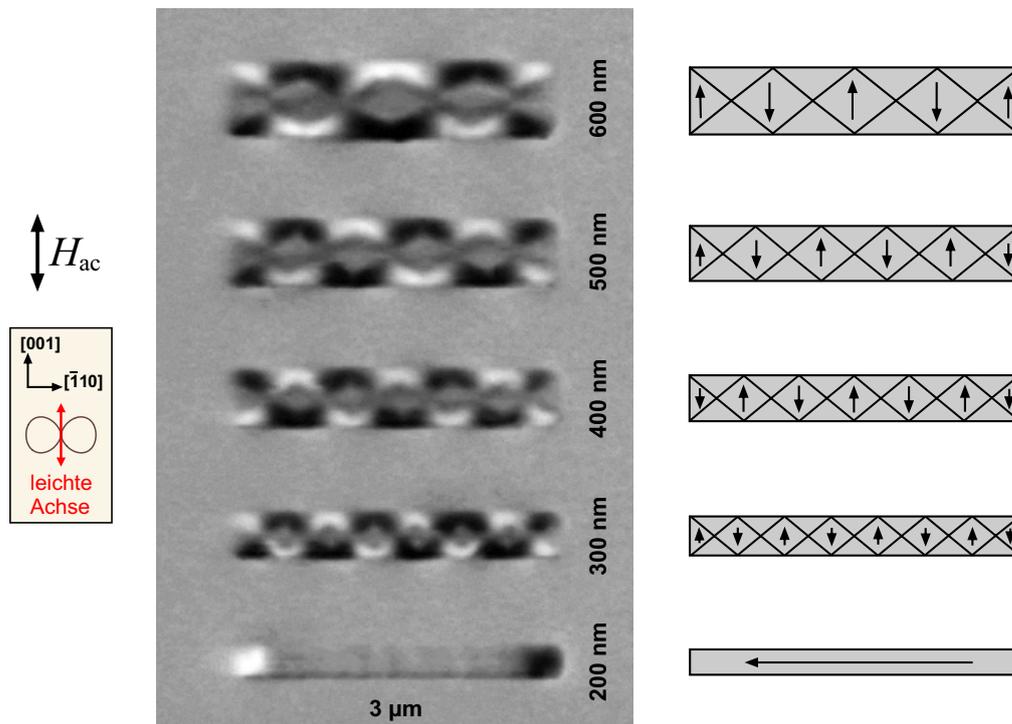


Abbildung 7.15: MFM-Aufnahme von im Wechselfeld H_{ac} entmagnetisierten 34 nm dicken Fe(110)-Rechtecken mit einer Länge von jeweils 3 μm und unterschiedlichen Breiten. Die nebenstehenden Skizzen verdeutlichen die unterschiedlichen Magnetisierungskonfigurationen.

Domänen mit der parallel zur schweren Anisotropieachse verlaufenden Magnetisierung sowie die aufwändigen Wände mit gekreuzten Blochlinien erhöhen die Gesamtenergie erheblich.

Bei acht Streifen entsteht eine gestaucht wirkende Konfiguration, bei der sich vor allem durch die Zunahme der Wandlänge die Austauschenergie erhöht und durch die geladene Natur der Néelwände auch die Streufeldenergie zunimmt. Da die Größe der Abschlussdomänen etwas reduziert wird, nimmt die Anisotropieenergie zunächst ab. Jedoch schon bei dem aus neun Streifen hervorgegangenen Magnetisierungsmuster steigt sie wieder an, da sich die Fläche der von den parallel zur leichten intrinsischen Achse magnetisierten Domänen im Vergleich zu dem von den Wänden beanspruchten Platz reduziert.

Zusammenfassend lässt sich also feststellen, dass die intrinsische Anisotropie zwar die Streifenkonfiguration an sich bedingt, dass aber deren Aufbau in diesen schmalen Rechtecken primär der Forderung nach Streufeldfreiheit folgt. Eine Konsequenz dieser Schlussfolgerung wäre, dass mit einer Zunahme der Rechteckbreite sich entsprechend auch die Periode der Magnetisierungskonfiguration vergrößern müsste. Dies ist auch tatsächlich der Fall, wie die MFM-Aufnahme in Abb. 7.15 für Rechtecke mit einer Breite von 300 nm bis 600 nm deutlich belegt.

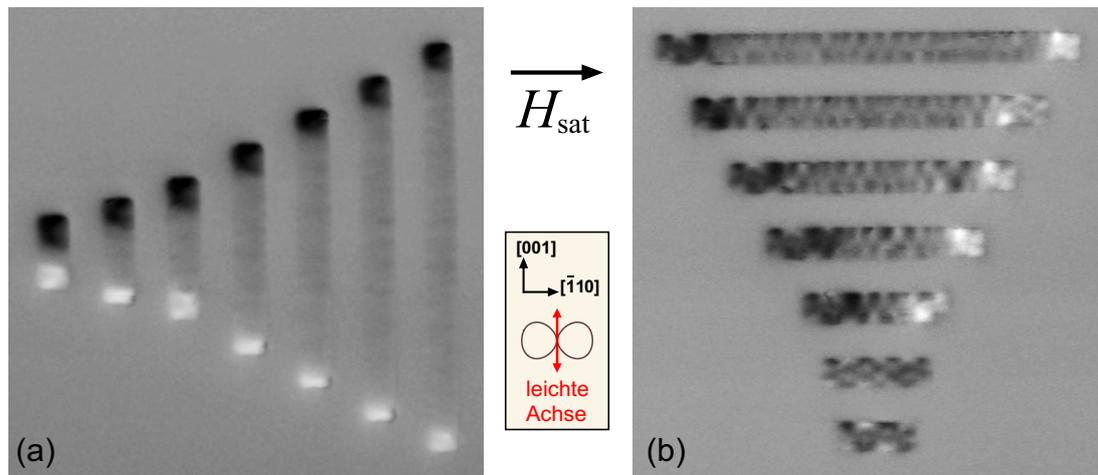


Abbildung 7.16: Remanente Zustände von 34 nm dicke Fe(110)-Rechtecken mit einer Breite von 300 nm und unterschiedlichen Längen zwischen 1 μm und 6 μm nach einer Sättigung entlang der schweren $[\bar{1}10]$ -Achse.

Lediglich in dem schmalsten, 200 nm breiten Rechteck findet man kein Streifenmuster mehr. Hier ist der Energieaufwand der Domänenwände im Vergleich zur Teilchengröße so groß, dass die Magnetisierung in eine, abgesehen von eventuell vorhandenen Abschlusskonfigurationen, homogene Konfiguration gezwungen wird, die dann natürlich parallel zu den langen Kanten verläuft.

Abschließend sollen nun noch die in Remanenz beobachteten Konfigurationen diskutiert werden. Abb. 7.16 zeigt die Magnetisierungskonfigurationen der schon bekannten 300 nm breiten Rechtecke nach einer Sättigung in Richtung der schweren intrinsischen Achse. Alle Elemente, deren lange Seite parallel zur leichten intrinsischen Achse verläuft, zeigen eine im Wesentlichen eindomänige Magnetisierung (a). Deren identische Ausrichtung kann damit erklärt werden, dass das externe Feld nicht exakt senkrecht zu den langen Kanten der Rechtecke angelegt werden konnte, wodurch immer eine Richtung bevorzugt wurde.

Liegen die Rechtecke dagegen gegen die leichte Anisotropierichtung, so hängt die remanente Konfiguration von der jeweiligen Länge ab (b). Die beiden kleineren Elemente (im Bild unten) zeigen die oben diskutierten Streifenmuster, wobei der Zustand mit sieben Streifen in dem 1,5 μm langen Rechteck sicher eine deutlich höhere Energie aufweist als der Grundzustand mit fünf Streifen. Daher wurde eine solche Konfiguration auch nie nach einer Entmagnetisierung beobachtet. In den längeren Rechtecken bildet sich ein kompliziertes Muster mit einem deutlichen Dipol-Charakter, der sich durch einen Hell-Dunkel-Kontrast der gegenüberliegenden Enden äußert. Diesem überlagert findet man in der Nähe der Enden einen Kontrast, der dem Streifenmuster ähnelt, das aber so verzerrt sein muss, dass es auch noch den Dipolkontrast hervorruft. Dazwischen scheint die Magnetisierung eher homogen zu verlaufen, mit einer leichten Variation, die zu

einer Reduktion der Anisotropieenergie beitragen dürfte.

Nach einer Sättigung parallel zu der leichten [001]-Richtung findet man die parallel zur leichten Anisotropieachse verlaufenden Rechtecke, wie zu erwarten, in einem homogen magnetisierten Zustand. Dagegen sind bei den parallel zu der schweren Anisotropieachse liegenden Rechtecken wieder die regelmäßigen Streifenkonfigurationen zu beobachten, die sich auch nach der Entmagnetisierung einstellen. Jeweils die gleichen Magnetisierungskonfigurationen ergeben sich auch, wie schon zuvor bei den Scheiben und Quadraten, direkt nach der Präparation aus der kontinuierlichen Fe(110)-Schicht.

Damit erhält man also bei den kürzeren Rechtecken in Remanenz nach einer Sättigung entlang der schweren Achse ein Streifenmuster mit schmalere Domänen, als nach einer Sättigung entlang der leichten Achse. Diese Beobachtung stimmt auch mit den Ergebnissen der Gruppe um A. D. Kent überein, die 500 nm breite und 1,5 μm lange Rechtecke untersucht hat [135, 136]. Deren Elemente wurden aus Fe(110)-Schichten strukturiert, die im UHV mit einem Elektronenstrahlverdampfer auf ein Saphir(11 $\bar{2}$ 0)-Substrat (Al_2O_3) aufgewachsen wurden [137]. Die intrinsische Anisotropie dieser 50 nm dicken epitaktischen Schichten kann auch mit der Gleichung 4.8 beschrieben werden, wobei die Anisotropiekonstanten mit $K_1 = 6,3 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ und $K_u = 3,0 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ etwas größer sind als die der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Fe(110)-Schicht. Die in [135] ebenfalls untersuchten 500 nm breiten und rund 3,5 μm langen Elemente, deren schmale Enden nadelförmig angespitzt waren, zeigten eine deutliche Magnetisierungskomponente entlang der langen Kanten, wie sie auch in den hier untersuchten langen Rechtecken beobachtet werden konnte.

7.2 Fe(001)-Strukturen

Für die Präparation von Nanostrukturen aus Fe(001) auf GaAs(001) standen verschiedene Schichtdicken zur Verfügung. Diese wurden mithilfe einer Schattenmaske auf ein 1 cm \times 1 cm großes GaAs(001)-Substrat gewachsen, so dass ins-

Dicke		inverse Dicke		K_1^{eff}	K_u^{eff}
[nm]	[ML]	[nm $^{-1}$]	[ML $^{-1}$]	[J/m 3]	[J/m 3]
2,5	17,5	0,4	0,0571	$2,4 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^4$
5,0	35,0	0,2	0,0286	$3,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
7,5	52,4	0,13	0,0191	$3,4 \cdot 10^4$	$1,0 \cdot 10^4$
15,0	105,0	0,0 $\bar{6}$	0,00952	$3,6 \cdot 10^4$	$0,5 \cdot 10^4$
25,0	175,0	0,04	0,00571	$3,7 \cdot 10^4$	$0,3 \cdot 10^4$

Tabelle 7.3: Aus den experimentell ermittelten Anisotropien abgeleitete, effektive Anisotropiekonstanten der hier untersuchten Fe(001)-Schichten auf GaAs(001).

gesamt 4×4 Felder mit einer Abstufung von 2,5 nm entstanden. Die geringste Schichtdicke betrug dabei 2,5 nm und die größte folglich 40 nm. Die Substratvorbehandlung und die Wachstumsbedingungen bei der Epitaxie entsprechen der Beschreibung aus Kapitel 4. Das schichtdickenabhängige Verhalten der effektiven Anisotropiekonstanten K_1^{eff} und K_u^{eff} ist in Abschnitt 4.2 für unter identischen Bedingungen gewachsene Schichten beschrieben. Aus den experimentell für diese Schichten bestimmten Anisotropien wurden die in Tabelle 7.3 für die hier verwendeten Dicken aufgeführten, effektiven Anisotropiekonstanten berechnet.

Die Herstellung der Strukturen aus diesen Schichten erfolgte analog zu der Vorgehensweise bei dem Fe(110)-System aus Abschnitt 7.1. Die im Folgenden hauptsächlich diskutierte Form wird die Kreisscheibe sein, an der der Einfluss der überlagerten vierzähligen und uniaxialen Anisotropie auf die Magnetisierungsanordnungen untersucht wurde. Dabei ist natürlich die Änderung der intrinsischen Anisotropie mit der Schichtdicke von besonderem Interesse. Zunächst soll jedoch die vierzählige Anisotropie in den dickeren Schichten im Vordergrund stehen.

7.2.1 Vierzählige Anisotropie

Für unendlich dicke Fe(001)-Schichten verschwindet die uniaxiale Anisotropiekomponente und es liegt in der (001)-Ebene eine reine vierzählige Anisotropie vor, die von der kubischen Anisotropie des massiven Eisens herrührt. Aber selbst bei einer Schichtdicke von nur 15 nm ist die vierzählige Anisotropie noch rund siebenmal größer als der uniaxiale Anisotropiebeitrag und dominiert somit auch noch hier deutlich das magnetische Verhalten. Die Auswirkung der vierzähligen intrinsischen Anisotropie wurde hauptsächlich an 25 nm dicken Strukturen untersucht.

So sind in Abb. 7.17 die MFM-Aufnahmen von Kreisscheiben mit unterschied-

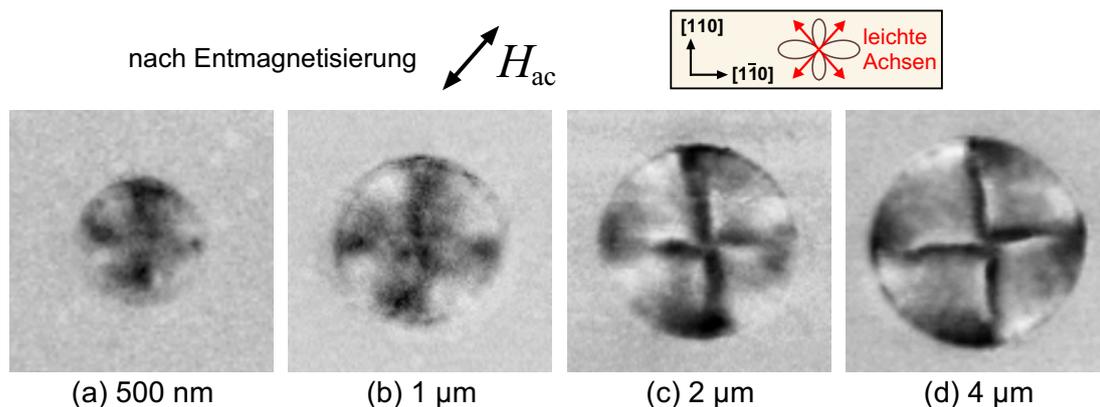
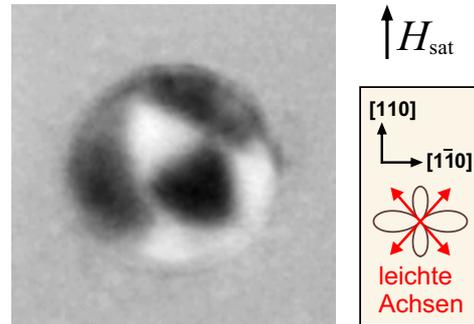


Abbildung 7.17: MFM-Aufnahmen von 25 nm dicken Fe(001)-Scheiben mit unterschiedlichem Durchmesser nach einer Entmagnetisierung in einem entlang der leichten [100]-Achse orientierten Wechselfeld H_{ac} .

Abbildung 7.18: MFM-Aufnahme der selten auftretenden remanenten Drei-Domänen-Konfiguration in einer 25 nm dicken Fe(001)-Scheibe mit einem Durchmesser von 900 nm nach einer Sättigung entlang der schweren [110]-Achse. Der Verlauf der Magnetisierung entspricht gespiegelt der simulierten Konfiguration aus Abb. 7.19 (a).



lichen Radien nach einer Entmagnetisierung in einem parallel zu der leichten [100]-Richtung orientierten Wechselfeld zu sehen. In den beiden größeren Elementen findet man zwei in Richtung der schweren intrinsischen Achsen verlaufende Néelwände, die sich im Scheibenzentrum kreuzen. Dieser Wandverlauf erinnert an die Landau-Konfiguration eines Quadrates, nur wird dieser hier nicht von der Form des Elements hervorgerufen, sondern von der intrinsischen Anisotropie, denn auf diese Weise verläuft die Magnetisierung in den vier Domänen parallel zu den leichten Achsen. Aufgrund der runden Form reichen die Wände jedoch nicht bis ganz an den Rand der Scheiben, sondern verlaufen sich in einem Abstand von etwa 400 nm vor diesem. Hier versucht die Magnetisierung dem Probenrand zu folgen, um auf diese Weise die Ladungen der vier Domänen am Scheibenrand zu reduzieren. Dies gelingt jedoch nicht vollständig und führt außerdem auch zur Bildung von Volumenladungen, wodurch die vier Bereiche eben vor allem am Rand einen dipolartigen Kontrast erzeugen. Ein vergleichbares Verhalten wurde auch bei den Zwei-Domänen-Konfigurationen der Fe(110)-Scheiben aus Abschnitt 7.1.1 beobachtet. Eine weitere Entsprechung zu diesen ist, dass man unterhalb eines bestimmten Durchmessers in den Kreisscheiben keine Wände mehr findet. Diese Größe liegt hier in Bezug auf die 25 nm dicken Fe(001)-Scheiben bei etwa 800 nm. In der MFM-Aufnahme der 1 μm großen Scheibe in Abb. 7.17 (b) erkennt man in der Mitte gerade noch einen kleinen kreuzförmigen Kontrast, der von den Néelwänden herrührt.

Die Vier-Domänen-Konfiguration ist dem Vortex aus Kapitel 6 sehr ähnlich und tritt bei den 25 nm dicken Fe(001)-Scheiben auch bei einer Entmagnetisierung in einem parallel zu einer schweren Anisotropieachse orientierten Wechselfeld als einzige Konfiguration auf. Dabei ist der in den Elementen jeweils vorgefundene Umlaufsinn der Magnetisierung wie bei der Vortex-Konfiguration in den polykristallinen Scheiben statistisch verteilt. Das gleiche gilt für die Zustände, die in Remanenz nach einer Sättigung in der Scheibenebene beobachtet werden. Der einzige Unterschied zur Entmagnetisierung ist, dass in Remanenz, wenn auch nur sehr selten und nur in Scheiben mit einem Durchmesser zwischen 600 nm und 1 μm zusätzlich ein Drei-Domänen-Zustand auftritt. In Abb. 7.18 ist die MFM-Aufnahme eines solchen Zustands in einer Scheibe mit einem Durchmesser von 900 nm dargestellt. Die Häufigkeit, mit der diese Drei-Domänen-Konfiguration

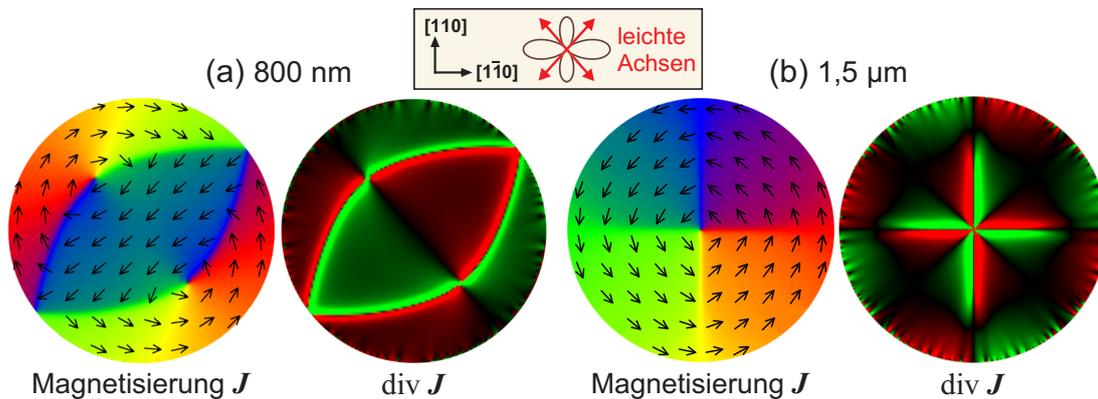


Abbildung 7.19: Simulation zweier 25 nm dicker Fe(001)-Scheiben mit einem Durchmesser von 800 nm bzw. 1,5 μm ohne externes Feld. Beide Elemente wurden in 6,25 nm große Zellen diskretisiert und als Startkonfiguration wurde ebenfalls bei beiden eine zu der leichten [001]-Achse nahezu parallele, homogene Magnetisierung vorgegeben.

auftritt, war dabei unabhängig davon, ob das externe Feld zuvor entlang einer leichten oder einer schweren Anisotropieachse angelegt wurde. Bei den Fe(001)-Scheiben ist die ganze Konfiguration jedoch immer so orientiert, dass die Magnetisierung der mittleren Domäne parallel zu einer der beiden leichten Achsen liegt.

Die Ähnlichkeit mit der Vortex-Konfiguration äußert sich auch in Untersuchungen, in denen mit einem AGM Magnetisierungskurven von Scheibenarrays aufgenommen wurden. So zeigen mit einem Durchmesser von 200 nm relativ kleine Scheiben, die aus einer 25 nm dicken, gesputterten, epitaktischen Fe(001)-Schicht auf GaAs(001) hergestellt wurden, Hysteresekurven mit zwei Öffnungen, wie sie auch bei den polykristallinen Permalloy-Scheiben beobachtet werden [138]. Dabei ist kaum ein Unterschied zwischen einer Ummagnetisierung entlang der leichten [100]-Richtung und einer entlang der schweren [110]-Richtung festzustellen. Analoge Beobachtungen wurden an größeren Scheiben mit Durchmessern zwischen 420 nm und 610 nm gemacht, die aus 50 nm dicken, auf MgO(001) aufgesputterten Fe(001)-Filmen präpariert wurden [139, 140]. Im Unterschied zu den Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) weisen diese Filme aber keine uniaxiale Anisotropiekomponente auf. Die vierzählige Anisotropie ist mit $K_1 = 4,3 \cdot 10^4 \text{ J/m}$ aber vergleichbar.

Zu den in der vorliegenden Arbeit untersuchten 25 nm dicken Fe(001)-Scheiben wurde, jeweils ausgehend von einer gesättigten Magnetisierungskonfiguration, der sich im Nullfeld einstellende Zustand simuliert. Für diese Rechnungen wurden die Anisotropiekonstanten aus Tabelle 7.3 herangezogen. In einer Scheibe mit einem Durchmesser von 1,5 μm entwickelte sich, ausgehend von einer homogenen Magnetisierung in Richtung der [001]-Achse, ein Vier-Domänen-Zustand, dessen Magnetisierung und Ladungsverteilung in Abb. 7.19 (b) dargestellt sind. Beson-

ders das Ladungsbild zeigt die ausgesprochen hohe Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund. So ist neben dem Néelwand-Kontrast auch die dipolartige Ladungsverteilung der vier Domänen in der Nähe des Randes vorhanden. Die unregelmäßige Struktur der Ladung am Scheibenrand ist eine Folge der durch die Diskretisierung bedingten Randrauigkeit. Interessant ist auch, dass die parallel zu der $[110]$ -Achse verlaufende Wand etwas länger ist als die parallel zu der $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Achse liegende. Dies ist eine Folge der überlagerten uniaxialen Anisotropiekomponente, welche bewirkt, dass der Betrag des mittleren Winkels, mit dem die Magnetisierung innerhalb der vier Domänen zu der $[110]$ -Richtung orientiert ist, etwas kleiner als 45° ist. Der mittlere Winkel lässt sich aus der Simulation zu etwa $44,5^\circ$ bestimmen, und bereits dieser kleine Effekt äußert sich schon deutlich sowohl in einem Wandlängenunterschied von rund 50 nm als auch in ausgeprägteren Ladungen am oberen und unteren Rand des Ladungsbildes von Abb. 7.19 (b). Diese Asymmetrie ist auch in den MFM-Aufnahmen zu beobachten. Nicht immer ist sie so deutlich ausgeprägt wie bei der Aufnahme der 2 μm großen Scheibe in Abb. 7.17 (c), aber eine Tendenz in diese Richtung ist bei den meisten Elementen zu beobachten.

Die Simulation einer kleineren Scheibe mit einem Durchmesser von nur 800 nm führte nicht zu einer Vier-Domänen-Konfiguration, sondern zu einem Drei-Domänen-Zustand, der in Abb. 7.19 (a) zu sehen ist. Diese Konfiguration entspricht nicht dem Grundzustand, sondern weist mit einer Gesamtenergie von $3,4 \cdot 10^{-16}$ J einen fast dreimal so großen Wert auf wie der vortexähnlichen Vier-Domänen-Zustand mit $1,3 \cdot 10^{-16}$ J. Die Entstehung dieser Drei-Domänen-Konfiguration verläuft dabei über die Ausbildung einer Buckling-Konfiguration, bei der dann die Vortices am Scheibenrand nukleieren, ganz ähnlich dem Ablauf, der auch schon bei der simulierten Permalloy-Scheibe aus Abb. 6.18 zu beobachten war. Allerdings ist der Drei-Domänen-Zustand in der Eisen-Scheibe stabil und die mittlere Domäne richtet sich exakt parallel zu einer der leichten intrinsischen Achsen aus. Auch die Simulation einer Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm führte noch zu einer stabilen Drei-Domänen-Konfiguration, bei einem Durchmesser von 300 nm endete die Rechnung allerdings in einem Vortex-Zustand. Interessanterweise entwickelte sich auch in dieser kleinen Scheibe zunächst ein Zustand mit zwei Vortices, allerdings wurde einer von diesen letztlich aus der Scheibe herausgedrängt. Die Tatsache, dass der Drei-Domänen-Zustand auch in der Simulation nur in einem bestimmten Größenbereich als remanenter Zustand auftritt, ist bemerkenswert und entspricht qualitativ den experimentellen Beobachtungen.

Quadrate

Anhand von quadratischen Elementen kann das Zusammenspiel oder auch die Konkurrenz von Form und intrinsischer Anisotropie besonders schön beobachtet werden. Wenn die Kanten der Elemente parallel zu den leichten Achsen der vierzähligen Anisotropie liegen, dann verläuft auch die Magnetisierung in der von

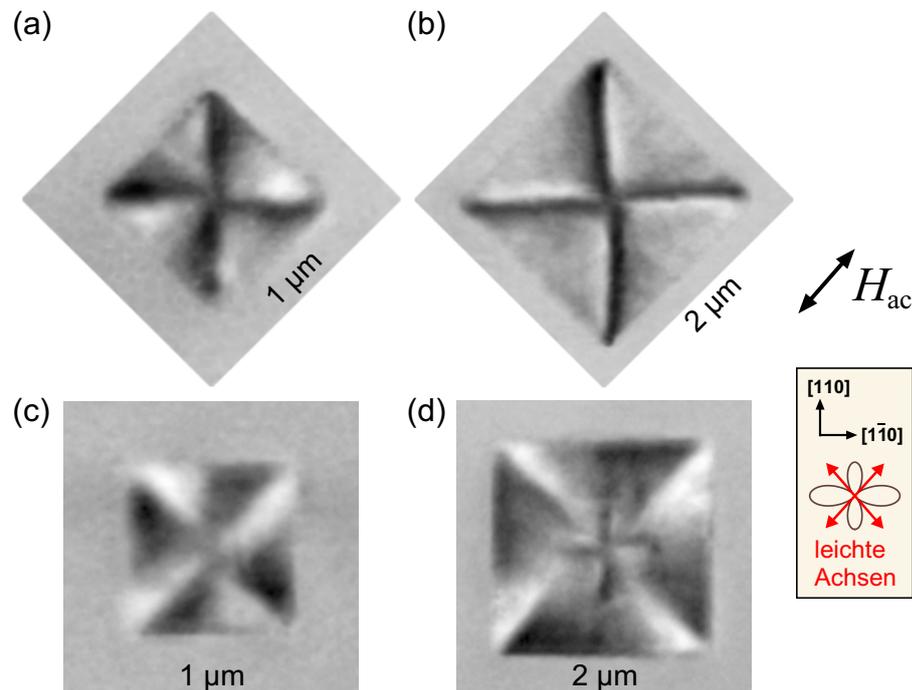


Abbildung 7.20: MFM-Aufnahmen von unterschiedlich großen und unterschiedlich orientierten 25 nm dicken Fe(001)-Quadraten nach einer Entmagnetisierung in einem Wechselfeld H_{ac} .

der Form bevorzugten Landau-Konfiguration entlang dieser leichten Achsen. Hier begünstigen sich die Bestrebungen der Streufeld- und Anisotropieenergie gegenseitig und bilden, wie in den MFM-Aufnahmen der Abb. 7.20 (a) und (b) zu sehen, deutlich ausgeprägte Landau-Konfigurationen mit schmalen Néelwänden.

Hingegen verlaufen die Kanten der beiden Quadrate (c) und (d) in Abb. 7.20 parallel zu den schweren Achsen der intrinsischen Anisotropie. Hier bevorzugen die Anisotropie- und Streufeldenergie unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen und konkurrieren deshalb miteinander. Dennoch entspricht die Magnetisierung des 1 μm großen Elements (c) weitgehend einer Landau-Konfiguration. Allerdings ist der Ladungskontrast der Néelwände hier nicht nur auf einen relativ schmalen Bereich begrenzt, sondern erstreckt sich über die volle Breite des Elements. Zudem scheinen die Wände nicht ganz bis in das Zentrum dieses Quadrats zu reichen, da die MFM-Aufnahme in diesem Bereich relativ kontrastarm erscheint. In dem größeren Element mit der Kantenlänge von 2 μm (d) ist die endliche Länge der aus den Ecken kommenden Wände gut zu erkennen. Dafür bilden sich hier im Inneren zwei gekreuzte, parallel zu den schweren Achsen verlaufende Wände, so dass die Magnetisierung hier wieder am günstigsten in Bezug auf die intrinsische Anisotropie liegt. Damit folgt diese Konfiguration letztlich dem gleichen Prinzip wie bei den Kreisscheiben, wonach die Magnetisierung in der Nähe des Randes

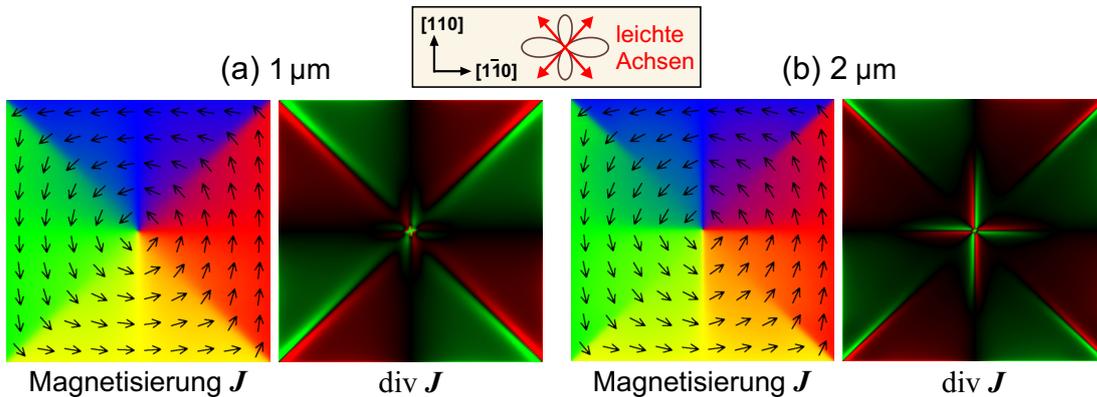


Abbildung 7.21: Simulation von 25 nm dicken Fe(001)-Quadraten mit einer Kantenlänge von 1 μm bzw. 2 μm ausgehend von einem *in-plane*-Vortex. Bei beiden Elementen wurde das Simulationsvolumen in Kuben mit einer Kantenlänge von 6,25 nm unterteilt.

von der Form des Elements geleitet wird, um die Streufeldenergie zu reduzieren, und im Inneren dann vorwiegend parallel zu den leichten Achsen der intrinsischen Anisotropie verläuft.

Diese Konfigurationen konnten auch in simulierten 25 nm dicken Fe(001)-Quadraten gefunden werden, bei denen jeweils ein *in-plane*-Vortex als Startkonfiguration vorgegeben wurde. Die berechnete Magnetisierungskonfiguration und die entsprechende Ladungsverteilung eines Quadrates, dessen 1,5 μm lange Kanten parallel zu den leichten Achsen liegen, wurde schon in Abb. 3.11 vorgestellt, und zeigt, wie erwartet, eine Landau-Struktur. Man beachte, dass das Koordinatensystem bei dieser Darstellung zu der sonst in diesem Kapitel üblichen Orientierung um 45° gedreht liegt. Rechnungen zu dem interessanteren Fall der konkurrierenden Wechselwirkungen sind in Abb. 7.21 für eine Seitenlänge von 1 μm (a) und 2 μm (b) zu sehen. Besonders an den Ladungsbildern kann man erkennen, dass die in die Ecken laufende Néelwände sehr weit ausgedehnt sind, während die Wände im Inneren des größeren Quadrats relativ schmal ausfallen. Die Übereinstimmung dieser Simulationsergebnisse mit den MFM-Aufnahmen ist sowohl qualitativ als auch quantitativ vortrefflich.

7.2.2 Dickenabhängigkeit

Nachdem nun die Auswirkung der vierzähligen Anisotropie auf die Magnetisierungskonfiguration in 25 nm dicken Elementen mit unterschiedlichen Formen dargestellt wurde, wird nun die Auswirkung unterschiedlicher Dicken auf die Magnetisierung der Fe(001)-Elemente betrachtet. Mit dieser Variation ändert sich zum einen die Streufeldenergie, was auch schon bei den Permalloy-Scheiben diskutiert wurde, aber zusätzlich ändern sich jetzt auch die Beiträge der Oberflächen- und Volumenanisotropie. Um die Auswirkungen dieser Parameter genauer zu stu-

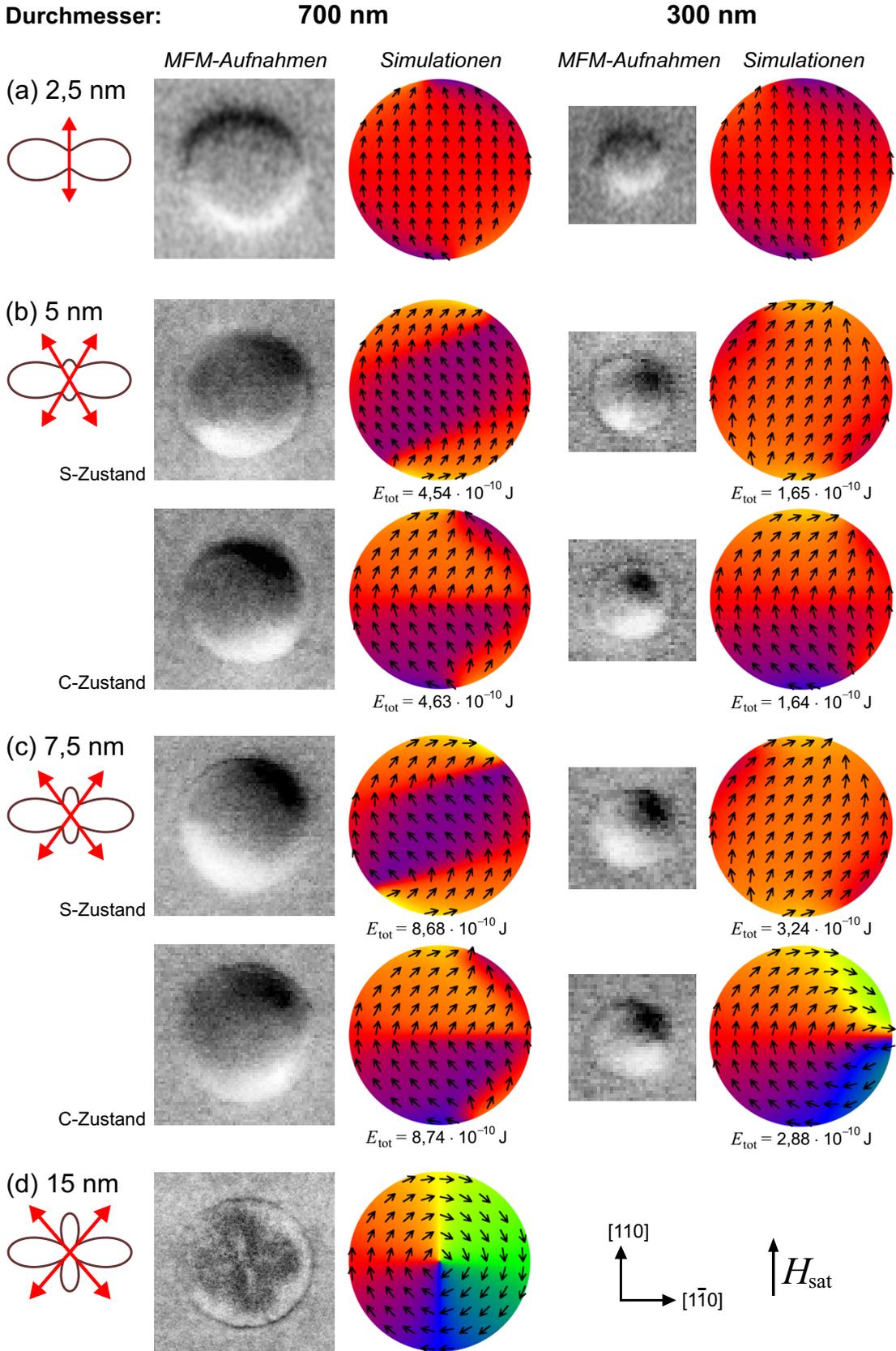
dieren, wurden die remanenten Magnetisierungszustände von Kreisscheiben nach einer Sättigung entlang der [110]-Richtung untersucht. Die MFM-Messungen konzentrierten sich dabei auf Elemente mit Durchmessern zwischen 200 nm und 1 μm . Um diese experimentellen Ergebnisse wieder mit entsprechenden mikromagnetischen Simulationen vergleichen zu können, wurden Scheiben mit Durchmessern von 300 nm und 700 nm modelliert. Die Größe der kubischen Zellen für die Diskretisierung des Simulationsvolumens wurde dabei bei den meisten Elementen auf 2,5 nm gesetzt und für die größeren, 7,5 nm und 15 nm dicken Scheiben auf 3,75 nm. Die Ausgangskonfiguration für die Berechnungen war eine homogene Magnetisierung mit um rund $0,5^\circ$ von der [110]-Richtung abweichenden Orientierung.

Der hier untersuchte Dickenbereich von 2,5 nm bis 15 nm schließt den Reorientierungsübergang der intrinsischen Anisotropie bei rund 20 ML (2,9 nm) mit ein. Dabei erwartet man für die als einzige unterhalb des Übergangs liegende Schichtdicke von 2,5 nm eine uniaxiale Anisotropie, während alle übrigen Dicken eine vierzählige Anisotropie aufweisen müssen. Die Abb. 7.22, in der die Ergebnisse dieser Untersuchung zusammengefasst sind, zeigt auch jeweils in einer Polardarstellung die Anisotropieenergiedichten der verschiedenen Dicken.

Betrachtet man zunächst die MFM-Aufnahmen der 2,5 nm dicken Scheiben (a), so zeigen beide Aufnahmen einen klaren Dipolkontrast, der auf eine Magnetisierung entlang der leichten [110]-Achse hindeutet. Diese durch die intrinsische Anisotropie stabilisierte Single-Domain-Konfiguration wurde in allen untersuchten Scheiben vorgefunden. Auch die Simulationen bestätigen diesen Befund und zeigen eine nahezu homogene Magnetisierung, die sich lediglich am Rand an dessen Verlauf angleicht, um die Streufeldenergie etwas zu reduzieren. Da diese Konfiguration ein wenig an die Form von Zwiebelschalen erinnert, wird sie auch Onion-Zustand genannt. Des Weiteren fällt an dem simulierten Magnetisierungsverlauf auf, dass die oben und unten entstehenden Pole nicht genau in der Mitte, sondern leicht versetzt liegen. Diese Verschiebung wird durch die Abweichung der Magnetisierungsrichtung der gesättigten Ausgangskonfiguration von der [110]-Achse verursacht. Dabei reicht schon eine Verdrehung um nur $0,1^\circ$ aus, um zu den gezeigten Konfigurationen zu gelangen. Nur mit einer exakt parallel zu der [110]-Richtung und damit zu der Diskretisierung ausgerichteten Ausgangsmagnetisierung erhielt man ein bezüglich der [110]-Achse völlig symmetrisches Ergebnis.

In den mit 5 nm nächstdickeren Scheiben (b) liegt nun eine vierzählige, intrinsische Anisotropie vor. Die MFM-Aufnahmen dieser Elemente zeigen jetzt

Abbildung 7.22: Rechte Seite: MFM-Aufnahmen und mikromagnetische Simulationen von unterschiedlich dicken Fe(001)-Scheiben mit einem Durchmesser von 300 nm und 700 nm. Bei den großen Scheiben mit einem Durchmesser von 700 nm und den Dicken von 7,5 nm und 15 nm beträgt die Zellgröße der Diskretisierung 3,75 nm. Alle anderen kleineren und dünneren Elementen wurden in 2,5 nm große Zellen unterteilt.



$$E_{\text{tot}} = 4,54 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 1,65 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 4,63 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 1,64 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 8,68 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 3,24 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 8,74 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

$$E_{\text{tot}} = 2,88 \cdot 10^{-10} \text{ J}$$

zwei verschiedene Konfigurationen, die auf den ersten Blick dem zuvor besprochenen Dipol-Kontrast ähneln. Jedoch liegen die gegenüberstehenden Pole nicht genau oben und unten in den Aufnahmen, sondern sind entweder in die gleiche oder in unterschiedliche Richtungen verschoben. Auch mit den Simulationen findet man jeweils zwei verschiedenen Zustände, in denen die Magnetisierung entweder S- oder C-förmig verläuft. Deshalb werden diese auch als S-Zustand bzw. als C-Zustand bezeichnet, auch wenn die C-Zustände in den größeren Scheiben, wie in Abschnitt 6.2.6 diskutiert, wegen ihrer drei Richtungswechsel genauer als W-Zustände bezeichnet werden müssten. Durch die Lage der Pole in diesen Konfigurationen lassen sich diese eindeutig den MFM-Aufnahmen zuordnen. Zudem passt auch der in den größeren Scheiben asymmetrische Kontrast der Pole selbst gut zu den Simulationen. Betrachtet man in dem S-Zustand der 700 nm großen Scheibe die Magnetisierungsrichtung an deren linkem Rand, so liegt diese dort zunächst relativ parallel zu diesem. Folgt man dem Rand nun im Uhrzeigersinn, so kann man beobachten, wie sich die Vektoren immer steiler zum Rand stellen und rechts oben schließlich genau senkrecht zu diesem liegen. Läuft man nur ein kleines Stück weiter, so liegt die Magnetisierung nach einer 90°-Drehung wieder parallel zu dem Rand. Die damit verbundenen Randladungen und randnahen Ladungen korrespondieren genau mit dem experimentellen Befund. Bei dem C-Zustand ist der Verlauf der Magnetisierungsvektoren in der Nähe des oberen Randes sehr ähnlich, weshalb es zu der gleichen asymmetrischen Ladungsverteilung kommt. Die Magnetisierung am unteren Rand verläuft hier bei der S- und C-Konfiguration spiegelverkehrt, weshalb sich auch entsprechend spiegelverkehrte Ladungsbilder ergeben.

Bei den MFM-Aufnahmen der kleinen Scheiben lässt sich diese Asymmetrie im Ladungskontrast nicht beobachten. Aufgrund der geringen Größe ist allerdings auch nicht unbedingt zu erwarten, dass man diesen Effekt mit dem Magnetkraftmikroskop noch auflösen kann. Betrachtet man nun das Simulationsergebnis zu dem S-Zustand, dann gleicht dieses auch mehr einem in eine der beiden leichten Anisotropieachsen verdrehten Onion-Zustand. Im Vergleich zu der Konfiguration des 2,5 nm dicken Elements orientiert sich die Magnetisierung allerdings stärker an dem Verlauf des Randes. Dieser Unterschied führt zu kleineren, stärker konzentrierten Polen, und dies lässt sich auch deutlich in der MFM-Aufnahme erkennen.

Die MFM-Aufnahmen der 7,5 nm dicken Scheiben zeigen qualitativ die gleichen S- und C-Konfigurationen wie die 5 nm dicken Elementen. Gleichfalls eine Gemeinsamkeit dieser beider Dicken ist die Abhängigkeit der Ausbildung der beiden Konfigurationen von der exakten Richtung des externen Feldes. So tritt der C-Zustand nur dann auf, wenn die Abweichung von der [110]-Richtung nahezu null ist. Etwa die Hälfte der Scheiben zeigt dann statistisch verteilt und unabhängig von deren Größe einen S-Zustand, während die andere Hälfte entsprechend einen C-Zustand aufweist. Allerdings lassen sich schon mit einer Abweichung von etwa $\pm 5^\circ$ von dieser schweren Anisotropieachse alle Scheiben in

einen S-Zustand zwingen, wobei die Richtung der Abweichung auch die Lage der Pole bestimmt. Dieses Verhalten konnte auch mit den Simulationen bestätigt werden. Hier genügte bereits eine kleine Abweichung von $0,5^\circ$, die zur Symmetriebrechung angewandt wurde, um die Ausrichtung des Endzustands festzulegen. Auch wenn die Ausgangskonfiguration exakt parallel zur [110]-Richtung magnetisiert war, endete die Simulation in einer S-Konfiguration. Um die C-Zustände zu erhalten, musste die Rechnung von einer Zufallsmagnetisierung gestartet werden. Vermutlich reichen im Experiment schon kleine Rauigkeiten am Rand der Scheiben und thermische Fluktuationen in der Magnetisierung aus, um einen Teil der Elemente in die C-Konfiguration laufen zu lassen, zumal der Unterschied der Gesamtenergie E_{tot} zwischen dem S- und dem C-Zustand ausgesprochen gering ist. Bei den 700 nm großen Scheiben liegt die Energie des C-Zustands je nach Dicke um 1 % bis 2 % höher als die des S-Zustands, während bei den kleinen Scheiben mit 300 nm Durchmesser die Energien bei einer Dicke von 5 nm praktisch gleich sind. Die C-Konfiguration der kleinen, 7,5 nm dicken Scheibe ist energetisch sogar um etwa 12 % günstiger als die entsprechende Single-Domain-ähnliche S-Konfiguration. Diese C-Konfiguration unterscheidet sich durch die kurze, in der Abbildung von rechts in das Element hineinreichende 180° -Wand deutlich von der C-Konfiguration der 5 nm dicken Scheibe. In der Simulation konnte sich diese Konfiguration nicht nur aus einer Zufallsmagnetisierung entwickeln, sondern auch dann, wenn man die Magnetisierung des C-Zustands der kleinen, 5 nm dicken Scheibe als Startkonfiguration vorgab. Experimentell lässt sich mit der Magnetkraftmikroskopie aber fast kein Unterschied in den Ladungsverteilungen der C-Zustände bei diesen kleinen Scheiben feststellen, höchstens, dass die Pole in den 7,5 nm dicken Scheiben manchmal ein wenig näher zusammenliegen als bei den 5 nm dicken.

Nahezu alle 15 nm dicken Scheiben zeigen den schon von den 25 nm dicken Elementen bekannten vortexähnlichen Vier-Domänen-Zustand. Von dieser Konfiguration abweichende Magnetisierungen traten sehr selten auf und waren zudem so instabil, dass sie sich nicht vollständig mit der Magnetkraftmikroskopie abbilden ließen, weil sie während der Aufnahme in den Vier-Domänen-Zustand wechselten. Allerdings konnte durch die somit erhaltenen Teilaufnahmen ausgeschlossen werden, dass es sich um Drei-Domänen-Zustände wie bei den 25 nm dicken Scheiben handelt, vielmehr dürften es S- oder C-Zustände gewesen sein. Dies würde auch zu den Simulationen passen, die aus der Sättigung heraus immer S-Konfigurationen entwickelten, obwohl deren Gesamtenergie mehr als viermal höher liegt als die der Vier-Domänen-Konfiguration. Auch hier sind die in der Realität vorhandenen Randrauigkeiten und thermischen Fluktuationen sicher die Ursache dafür, dass die Energiebarriere zum Vier-Domänen-Zustand im Gegensatz zur Simulation meist überwunden wird.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Änderung der Anisotropiekonstanten mit zunehmender Schichtdicke sowie die damit verbundene Zunahme der Entmagnetisierungsenergie einen Wechsel der remanenten Zustände von

Single-Domain-Konfigurationen über S- und C-Zustände hin zu der vortexähnlichen Vier-Domänen-Konfiguration bewirken. Qualitativ beobachtet man den selben Übergang bei den Magnetisierungskonfigurationen, die sich nach einer Entmagnetisierung in einem senkrecht zu der [110]-Richtung orientierten Wechselfeld ergaben. Der wesentliche Unterschied besteht darin, dass die Vier-Domänen-Konfiguration schon bei geringeren Schichtdicken auftritt. Aber alle 2,5 nm dicken Scheiben zeigen wieder einen Single-Domain-Zustand, der entweder parallel oder antiparallel zu der leichten Richtung magnetisiert ist. Die meisten der 5 nm dicken Elemente zeigen einen S-Zustand, manche einen C-Zustand und im Gegensatz zu den remanenten Konfigurationen tritt bei den kleineren Scheiben auch der Vier-Domänen-Zustand auf. Mit diesem experimentellen Befund decken sich die Simulationen, die ausgehend von einer Zufallsmagnetisierung ebenfalls in allen drei Zuständen enden können. Schließlich zeigen ab einer Dicke von 7,5 nm alle Scheiben die vortexähnliche Vier-Domänen-Konfiguration.

7.2.3 Stabilität der Single-Domain-Zustände

Die Tatsache, dass alle 2,5 nm dicken Fe(001)-Scheiben mit Durchmessern von 200 nm bis 2,5 μm , die in Abb. 7.23 (a) zu sehen sind, nach einer Entmagnetisierung mit einem Wechselfeld eine Single-Domain-Konfiguration aufweisen, ist bemerkenswert. Zudem gelang es auch auf keine andere Weise einen anderen Magnetisierungszustand zu beobachten, weder durch Entmagnetisierung entlang der [110]-, [100]- oder $[1\bar{1}0]$ -Richtung oder senkrecht zur Scheibenebene noch durch eine Aufmagnetisierung bei 2 T in dieselben Richtungen. Des Weiteren gilt dies nicht nur für die Scheiben, sondern auch alle anderen präparierten Formen, wie Rechtecke und Ellipsen. Selbst schmale Rechtecke, deren lange Seite senkrecht zur leichten Achse der intrinsischen Anisotropie verläuft, weisen wie in Abb. 7.23 (b) zu sehen einen eindeutigen, parallel zur leichten Achse magnetisierten Single-Domain-Zustand auf.

Diese Beobachtung lässt sich nicht einfach nur mit der Anisotropieenergie begründen. So führen aus einer Zufallsmagnetisierung gestartete Simulationen von Scheiben mit einem Durchmesser von 300 nm und 700 nm nicht nur zum Single-Domain-Zustand, sondern auch zu Zwei-Domänen-Konfigurationen, die wie bei den 34 nm dicken Fe(110)-Scheiben aus zwei gleich großen Domänen bestehen. Diese antiparallel zueinander magnetisierten Bereiche sind durch eine 180° -Wand getrennt, in deren Zentrum eine zirkuläre Blochlinie liegt. Bei einem Durchmesser zwischen 200 nm und 1 μm ist die Gesamtenergie dieses Zustands sogar niedriger als die des Single-Domain-Zustands.

Damit stellt sich natürlich die Frage, wodurch diese Diskrepanz zustande kommt. Eine Möglichkeit wäre, dass die uniaxiale Anisotropie in der Probe tatsächlich größer ist als die hier angenommenen Werte aus Tabelle 7.3. In der Tat sind die Single-Domain-Zustände in den simulierten Scheiben energetisch günstiger, wenn man die uniaxiale Komponente der Anisotropie K_u auf $3,5 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$

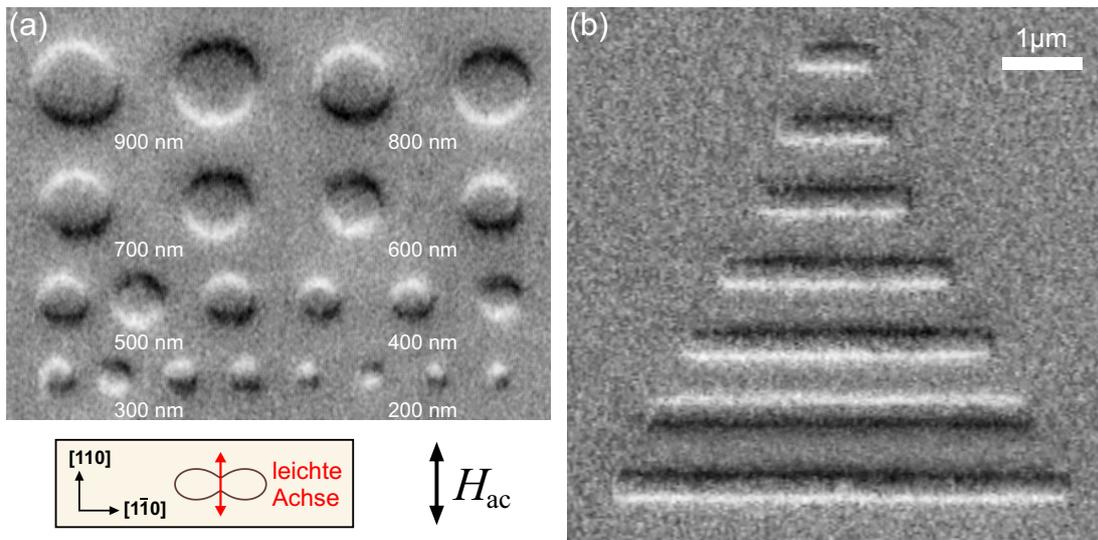


Abbildung 7.23: MFM-Aufnahmen von 2,5 nm dicken Fe(001)-Elementen nach einer Entmagnetisierung in einem entlang der [110]-Achse orientierten Wechselfeld H_{ac} .

setzt. In den schmalen Rechtecken allerdings dürfte auch bei diesem Wert eine Streifen-Konfiguration noch eine niedrigere Energie aufweisen als die beobachteten Single-Domain-Zustände. Zudem tritt bei der Simulation von Scheiben aus einer Zufallskonfiguration heraus immer noch der Zwei-Domänen-Zustand auf. Um dies zu vermeiden, musste die uniaxiale Anisotropie auf einen völlig unrealistischen Wert von $K_u = 15,0 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ gesetzt werden.

Die Annahme einer etwas höheren Anisotropie in der realen Probe liefert also keine befriedigende Erklärung. Allerdings ist nicht unbedingt klar, ob die für die Simulation herangezogenen, effektiven Anisotropiekonstanten wirklich die gleiche Auswirkung auf die Magnetisierung haben wie die tatsächlich vorhandene Volumen- und Oberflächenanisotropie. Da die hier dominante uniaxiale Komponente sogar ausschließlich ein Oberflächeneffekt ist, lässt sich ein diesbezüglicher Mechanismus nicht als Ursache ausschließen. Dagegen spricht allerdings, dass die Simulationen mit den effektiven Anisotropiekonstanten ansonsten eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen gezeigt haben. Die Tatsache, dass dickere Elemente im Experiment, wie in Abschnitt 7.2.2 diskutiert, manchmal mehr Konfigurationen ausbilden als in der Simulation, kann plausibel auf Rand- oder Temperatureffekte zurückgeführt werden. Diese Ursachen scheinen aber bei den 2,5 nm dicken Elementen keine Rolle zu spielen, zumal bei diesen in der Simulation mehr Konfigurationen auftreten als in den Experimenten.

Möglicherweise liegt die Ursache auch bei der Simulation selbst. Bei dieser wurde angenommen, dass die Zufallsmagnetisierung mit der Wechselfeld-Entmagnetisierung vergleichbar ist. Diese Startkonfiguration führt im Relaxationsprozess aber zur Ausbildung vieler kleiner Magnetisierungswirbel, wovon bei der hier

angewandten experimentellen Entmagnetisierung nicht unbedingt ausgegangen werden kann. Im weiteren Verlauf der Rechnung verschmelzen einige der Wirbel miteinander und andere werden aus der Scheibe gedrängt, bis am Ende entweder kein Wirbel mehr vorhanden ist und ein Single-Domain-Zustand entsteht oder ein Wirbel in Form der Zwei-Domänen-Konfiguration übrig bleibt. Um die Stabilität eines einzelnen Wirbels in der Simulation zu untersuchen, wurde die Dynamik von Vortex-Konfigurationen, deren Zentrum unterschiedlich weit aus der Scheibenmitte in die $[1\bar{1}0]$ -Richtung verschoben war, beobachtet. Zunächst richtet sich die ursprüngliche zirkulare Magnetisierung ziemlich schnell nach der leichten Anisotropieachse aus und bildet dabei eine 180° -Wand, in deren Mitte weiter der Vortex-Kern liegt. In Abhängigkeit von der Auslenkung des Wirbelzentrums wandert dieses zusammen mit der Wand nun entweder auf das Scheibenzentrum hin oder von diesem weg. Dies bedeutet also, dass der Wirbel, wenn er nicht weit genug vom Rand der Scheibe wegliegt, schließlich aus dieser herausgedrängt wird.

Für das Experiment könnte dies bedeuten, dass die angewandte Wechselfeld-Entmagnetisierung nicht geeignet ist einen Zustand zu erzeugen, der in einer Mehrdomänen-Konfiguration enden kann. Die Zufallsmagnetisierung in der Simulation könnte experimentell wohl am ehesten mit einer Erwärmung der Probe über die Curie-Temperatur erreicht werden. Es wäre sicher lohnenswert, in einer weiteren Untersuchung festzustellen, ob man damit auch in der Realität Mehrdomänen-Konfigurationen in so dünnen Fe(001)-Elementen erzeugen kann. Die Tatsache, dass sich aus einer gesättigten Magnetisierung keine Mehrdomänen-Konfiguration ausbildet, wird durch die Simulation insoweit gestützt, als in dieser randnahe Wirbel verdrängt werden, wodurch die ansonsten übliche Vortex-Nukleation vom Rand her in den 2,5 nm dicken Elementen kaum auftreten dürfte.

7.2.4 Ummagnetisierung des Single-Domain-Zustandes

Nicht zuletzt weil die außerordentlich stabilen Single-Domain-Zustände der 2,5 nm dicken Fe(001)-Elemente auch für technische Anwendungen interessant sein könnten, wurde das Ummagnetisierungsverhalten von solchen Scheiben untersucht. Im Experiment wurde die Probe zunächst mit einem antiparallel zu der $[110]$ -Richtung orientierten externen *in-plane*-Feld gesättigt. Anschließend wurden diese dann einem entgegengesetzten Feld mit zunehmender Stärke ausgesetzt und danach jeweils die remanenten Zustände im Magnetkraftmikroskop untersucht. Damit konnten die Schaltfelder ohne unerwünschte Beeinflussung durch die MFM-Sonde ermittelt werden. Die Magnetisierungsumkehr der Scheiben mit Durchmessern zwischen 500 nm und 1 μm findet bei Feldern zwischen 19 mT und 20,5 mT statt. Dabei schalten zunächst die größeren Elemente, bis bei 20,5 mT schließlich die Magnetisierung in allen Scheiben ihre Richtung gewechselt hat. Es war also zumindest eine tendenzielle Abhängigkeit des Schaltfeldes vom Durchmesser zu beobachten.

Die Abb. 7.24 zeigt die simulierte Magnetisierungskurve und einige ausge-

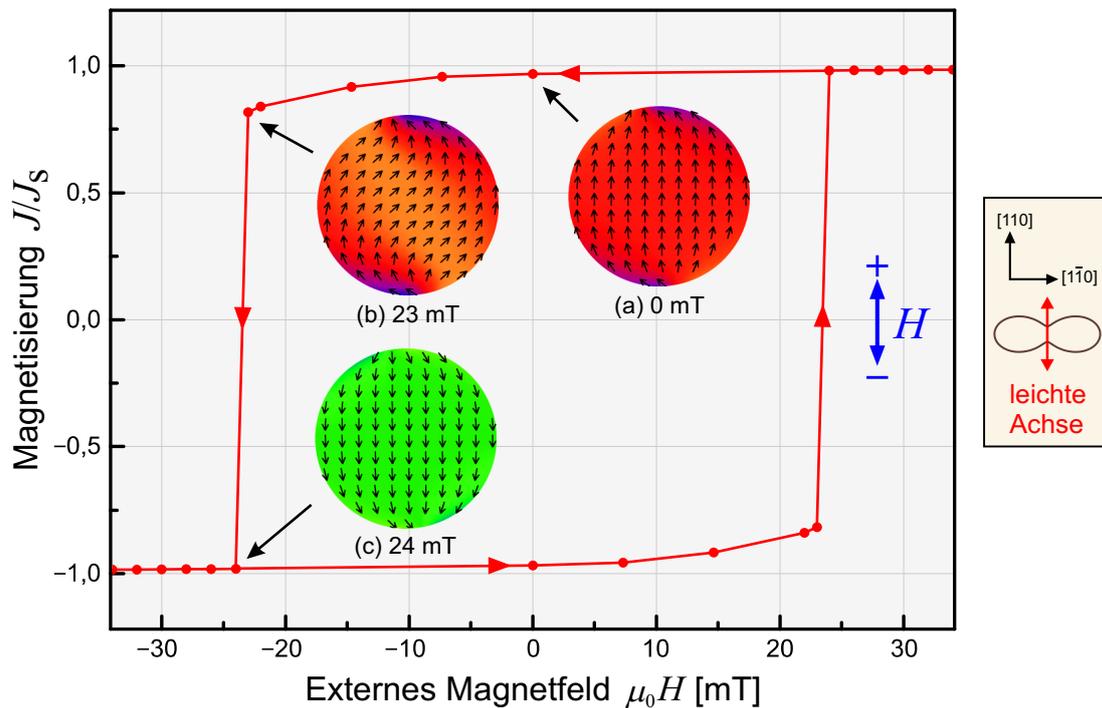


Abbildung 7.24: Simulierte *in-plane*-Ummagnetisierung einer 2,5 nm dicken Fe(001)-Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm. Das Element wurde für diese Rechnung in 2,5 nm große Zellen diskretisiert.

wählte Zustände einer Scheibe mit einem Durchmesser von 500 nm. Das hier gefundene Schaltfeld von $(23,5 \pm 0,5)$ mT liegt relativ nah an den experimentell bestimmten Werten. Die Ummagnetisierung erfolgt in der Simulation über eine allmähliche Drehung der Magnetisierung zwischen den beiden Polen, wodurch eine S-Konfiguration entsteht. Durch diese Änderung reduziert sich ebenso kontinuierlich der Betrag der Magnetisierung, bis diese plötzlich umschlägt. In Abb. 7.24 sind die Magnetisierungskonfigurationen direkt vor (b) und nach (c) diesem Sprung dargestellt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden auch Simulationen zu 2 nm dicken Scheiben berechnet, die mit SQUID-Magnetometer- (*superconducting quantum interference device*) und MOKE-Messungen (magneto-optischer Kerr-Effekt) an ebenfalls aus Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) präparierten Feldern von Scheiben verglichen wurden [141]. Zunächst einmal bestätigen diese für unterschiedliche Durchmesser angefertigten Simulationen sowie auch die experimentellen Ummagnetisierungskurven die Zunahme des Schaltfeldes für abnehmende Scheibendurchmesser. Auch der qualitative Verlauf der berechneten Kurven stimmt mit den gemessenen überein. Quantitativ liegen aber auch hier die experimentell ermittelten Schaltfelder über den simulierten. Diese Abweichung sollte zwar nicht überbewertet werden, da schon eine Abweichung der Dicke um nur eine Monolage (0,14 nm) in der Si-

mulation eine Änderung des Schaltfeldes um etwa 5 mT bewirkt. Weil jedoch in beiden Fällen die experimentellen Werte niedriger liegen, stellt sich die Frage, ob dem nicht möglicherweise eine thermische Aktivierung zu Grunde liegt. In der Simulation sind zwar die den jeweiligen Messungen entsprechenden temperaturabhängigen Anisotropiekonstanten verwendet worden, die Berechnung selbst wurde jedoch für eine Temperatur von 0 K durchgeführt. Zwar bietet die Simulationssoftware die Möglichkeit, eine von 0 K abweichende Temperatur anzugeben, doch wird diese nur durch ein zusätzliches statistisches Zittern der Magnetisierungsvektoren simuliert, was der physikalischen Realität kaum gerecht wird. So erniedrigte sich das Schaltfeld auch nur um maximal 0,2 mT für die Berechnung bei einem Temperaturwert von 300 K.

Zusammenfassung

Die Magnetkraftmikroskopie (MFM) ist eine Untersuchungsmethode mit einem hohen lateralen Auflösungsvermögen von rund 50 nm, die ein Bild der magnetischen Ladungsverteilung einer Probe liefert. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, unter Ausnutzung der Vorteile dieser Technik, die Eigenschaften ausgewählter ferromagnetischer Nanostrukturen zu studieren. Diesen experimentellen Ergebnissen wurden mikromagnetische Simulationen gegenübergestellt, die einen Einblick in verschiedene Details des magnetischen Verhaltens sowie dessen Erklärung ermöglichten.

Um für die MFM-Untersuchungen qualitativ hochwertige Proben mit möglichst geringer Topographie zu erhalten, wurden diese unter Verwendung von Ätzmasken aus kontinuierlichen Filmen mittels Ar-Ionenstrahlätzen hergestellt. Dafür wurden zum einen qualitativ hochwertige polykristalline Schichten aus Permalloy und Cobalt thermisch aufgedampft, und zum anderen standen epitaktisch auf GaAs gewachsene Filme aus kubisch raumzentriertem Eisen für die Probenpräparation zur Verfügung.

Am Anfang der Studien zu Kreisscheiben aus dem weichmagnetischen Permalloy stand eine kombinierte Untersuchung der remanenten Konfiguration nach einer Sättigung in der Scheibenebene von 50 nm dicken Elementen mit der Lorentz-Mikroskopie und der Magnetkraftmikroskopie. Mit der ersten Methode konnte nachgewiesen werden, dass bei Durchmessern von 200 nm bis 1,5 μm stets ein *in-plane*-Vortex mit statistisch orientiertem Umlaufsinn vorliegt, der den magnetischen Fluss innerhalb der Teilchen schließt. Mit der Magnetkraftmikroskopie dagegen konnten im Zentrum der Scheiben, ebenfalls statistisch verteilt, positive oder negative Ladungen nachweisen, womit die Existenz der theoretisch erwarteten senkrechten Komponente bestätigt wird, über die eine mathematische Singularität mit einer großen Austauschenergie vermieden wird.

Dreidimensionale mikromagnetische Simulationen offenbaren noch einige interessante Eigenschaften dieser Konfiguration, zum einen, dass der Durchmesser der senkrechten Komponente an der Ober- und Unterseite der Scheibe kleiner ist als im Inneren und somit dem z -Profil einer zirkularen Blochlinie entspricht. Zum anderen war in einem Abstand zum Zentrum von rund 50 nm eine schwache, antiparallel zum Vortex-Kern orientierte z -Komponente zu beobachten, die darauf zurückgeführt werden konnte, dass auf diese Weise ein Teil des zentralen

out-of-plane-Flusses innerhalb des Elements geschlossen wird.

Die Modellierung des MFM-Signals für einen Linescan durch das Zentrum einer Vortex-Konfiguration konnte unter anderem zeigen, dass im Kontrastverlauf ein Nulldurchgang auftritt, der nicht von der antiparallelen Magnetisierungskomponente herrührt, sondern eine Folge der auf der Unterseite der Scheibe auftretenden Ladungen ist. Die Variation einiger Parameter offenbart einige Abhängigkeiten des MFM-Signals. So verbreitert sich die Halbwertsbreite des Peaks vor allem durch eine Zunahme der Dicke der Sondenbeschichtung und auch durch eine Vergrößerung des Arbeitsabstands zwischen Probe und Sonde. Die Intensität des Signals dagegen nimmt mit einer Zunahme der Probendicke ab. Schließlich zeigte ein Vergleich der mit dem MFM gemessenen Halbwertsbreiten eine hohe Übereinstimmung mit dem theoretisch für die gegebenen Messbedingungen zu erwartenden Wert.

Die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens in einem *in-plane*-Magnetfeld mit dem MFM zeigte, wie das Vortex-Zentrum senkrecht zu der externen Feldrichtung ausweicht. Dabei konnte aus der Bewegungsrichtung auf den Umlaufsinn geschlossen werden, da sich natürlich der parallel zum externen Feld liegende Bereich des Wirbels vergrößert. Durch den besonderen Kontrastmechanismus der Magnetkraftmikroskopie war vor allem die sich im zunehmenden Feld entwickelnde Néelwand als solche zu identifizieren und der zunehmende Dipolcharakter der Konfiguration deutlich zu beobachten. Mithilfe einer simulierten, quasistatischen Ummagnetisierung konnte ein klarer Zusammenhang der MFM-Aufnahmen mit Streufeldhysteresen vergleichbarer Scheiben hergestellt werden.

Die experimentelle Analyse der Verschiebung des Vortex-Kerns zeigte, in Übereinstimmung mit der Simulation, eine kontinuierliche, aber nicht lineare Zunahme dessen Abstands vom Scheibenzentrum mit dem externen Feld. Als Ursache für die Abweichung von einem einfachen linearen Zusammenhang konnten die streufeldarmen Konfigurationen mit Volumenladungen und die endliche Ausdehnung des Vortexkerns sowie der bei dieser Ummagnetisierung auftretenden Néelwand gefunden werden. Eine systematische Untersuchung an zwischen 4 nm und 50 nm dicken Scheiben mit unterschiedlichen Durchmessern D zeigte, dass das Annihilationsfeld, bei dem der Vortex aus der Scheibe gedrängt wird, in erster Näherung dem maximalen entmagnetisierenden Feld entspricht, das nur vom Aspektverhältnis des Teilchens abhängt. Wie sich im Detail zeigte, bewirkt die $1/D^2$ -Abhängigkeit der Austauschenergie aber eine Reduktion des Schaltfeldes für dünnere Scheiben bei gleichem Aspektverhältnis.

Für die Nukleation des Vortex nach einer *in-plane*-Sättigung konnten mit Simulationen insgesamt vier verschiedene Modi gefunden werden: ein direkter Übergang aus einem Onion-Zustand sowie zwei Ummagnetisierungen über verschiedene Buckling-Konfigurationen, die auch als S- oder W-Zustand bezeichnet werden. Der vierte Modus tritt nur bei dickeren Elementen auf und läuft über eine Doppel-Vortex-Konfiguration ab, die in dieser Arbeit erstmals experimentell für Scheiben nachgewiesen werden konnte. Diese Doppel-Vortex-Konfiguration ließ

sich besonders gut in Cobalt-Scheiben beobachten, die ab einem Durchmesser von 2 μm diesen Zustand auch in Remanenz zeigen.

Durch MFM-Untersuchungen der remanenten Zustände von 50 nm dicken Kreisscheiben nach dem Anlegen von *out-of-plane*-Feldern konnte gezeigt werden, dass die zentrale senkrechte Komponente bei Feldstärken zwischen 310 mT und 420 mT gezielt ausgerichtet werden kann. Zudem konnte experimentell nachgewiesen werden, dass bei dieser Ummagnetisierung der Drehsinn des Vortex nicht beeinflusst wird. Sogar quantitativ übereinstimmend schaltete der Vortex-Kern einer 600 nm großen Scheibe in einer mikromagnetischen simulierten *out-of-plane*-Ummagnetisierung bei einem Feld von 430 mT. Zur genaueren Untersuchung dieses Ummagnetisierungsprozesses wurde eine zeitabhängige Simulation durchgeführt. Dabei konnte festgestellt werden, dass bei der Richtungsumkehr der Blochlinie auf beiden Seiten etwas zeitversetzt je ein Blochpunkt nukleiert. Diese laufen aufeinander zu und vernichten sich schließlich gegenseitig.

In den kleinsten hier untersuchten, nur 4 nm dicken Scheiben mit einem Durchmesser von 200 nm konnte mit dem Magnetkraftmikroskop ein ringförmiger Kontrast beobachtet werden, der zweifelsfrei als kohärente Rotation eines Single-Domain-Zustandes durch den Einfluss der MFM-Sonde gedeutet werden konnte.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Studien zu den polykristallinen Scheiben geben einen Einblick in viele Details des Magnetisierungsverhaltens. Zudem ergänzt sich die Magnetkraftmikroskopie hier perfekt mit anderen Untersuchungsmethoden wie der Lorentz-Mikroskopie oder der Mikro-Hall-Magnetometrie, so dass das statische bzw. quasistatische Verhalten solcher Teilchen heute als weitgehend erforscht gelten kann. Neue Impulse bekommt dieses System heute vor allem durch erste experimentelle Ergebnisse zu dem dynamischen Verhalten der Vortex-Konfiguration [142].

Im Gegensatz zu den polykristallinen Nanomagnetten besitzen die aus den epitaktischen Eisen-Schichten hergestellten Elemente eine ausgeprägte Kristallanisotropie, die sowohl von der Orientierung des Substrats als auch von der Dicke des darauf aufgewachsenen Films abhängt.

Dabei besitzen 34 nm dicke Fe(110)-Elemente auf GaAs(110) eine uniaxiale Anisotropie, deren leichte Achse parallel zu der [001]-Richtung verläuft. In Kreisscheiben bildet sich nach einer Entmagnetisierung in einem Wechselfeld ein Grundzustand aus, der in größeren Scheiben einer Zwei-Domänen-Konfiguration entspricht, deren Magnetisierungsverlauf in der Nähe des Randes der Elemente jedoch einem Vortex-Zustand gleicht. In kleinen Scheiben ab etwa 500 nm Durchmesser entspricht die Magnetisierung insgesamt eher einer Vortex-Konfiguration. Die Tatsache, dass die Magnetisierungskonfiguration in der Nähe des Randes von der Form der Elemente und im Inneren von der intrinsischen Anisotropie dominiert wird, konnte auch in quadratischen Strukturen bestätigt werden. Die experimentellen Ergebnisse konnten hierbei durch eine hohe Übereinstimmung mit den mikromagnetischen Simulationen unterstrichen werden.

In Remanenz, nach einer Sättigung entlang der leichten Achse der intrinsi-

schen Anisotropie, zeigten die Scheiben prinzipiell drei verschiedene Zustände: einen Zwei-Domänen-Zustand bis zu einem Durchmesser von 500 nm, einen augenförmigen Drei-Domänen-Zustand zwischen 500 nm und 2 μm und in größeren Scheiben eine nahezu eindomänige Konfiguration. In letzterem Zustand liegen sich zwei kleine, linsenförmige und zur restlichen Magnetisierung antiparallel ausgerichtete Domänen am Rand der Scheiben gegenüber. Diese im Experiment beobachtete Konfiguration konnte auch als nicht stabiler Zwischenzustand einer zeitabhängigen Simulation einer 3 μm großen Scheibe beobachtet werden. Zusätzlich konnte mit dieser Rechnung sowohl die Entstehung dieses Zustands als auch die sich schließlich daraus entwickelnde Drei-Domänen-Konfiguration samt der bei größeren Elementen auftretenden Stachelwände beobachtet werden.

Nach einer Sättigung entlang der schweren Anisotropieachse wurden in den größeren Scheiben Konfigurationen aus unterschiedlich breiten Streifendomänen gefunden, wohingegen in kleineren Scheiben ebenfalls wieder Zwei-Domänen-Zustände auftraten. Die remanente Magnetisierung von quadratischen Elementen zeigte qualitativ ähnliche Konfigurationen wie die Scheiben.

Die Zustände von schmalen, nur 300 nm breiten Rechtecken, zeigen aufgrund ihrer Form eine starke Abhängigkeit der Magnetisierung von ihrer Orientierung bezüglich der leichten [001]-Achse der Kristallanisotropie. Nach einer Entmagnetisierung in einem parallel zur zu der [001]-Achse orientierten Wechselfeld wiesen diese Rechtecke folgende Magnetisierungen auf: Wenn die lange Kante parallel zu der leichten Anisotropierichtung liegt, zeigen die Elemente ab einer Länge von 1,5 μm einen der Länge nach magnetisierten eindomänigen Zustand. Die senkrecht zu diesen orientierten Rechtecke weisen dagegen regelmäßige Streifendomänen auf. Mit mikromagnetischen Simulationen zu diesen Streifendomänen konnte deren Ähnlichkeit mit einer Landau-Konfiguration gezeigt werden. Außerdem belegen diese Rechnungen, dass die experimentell beobachtete Periodenlänge meist dem energetischen Minimum entspricht und im Wesentlichen von der Breite der Rechtecke abhängt. Auf den Simulationsdaten basierend wurden MFM-Aufnahmen berechnet, die eine hohe Übereinstimmung mit dem experimentellen MFM-Ladungscontrasts zeigen und so abermals das theoretische Auflösungsvermögen bestätigen.

Auch die remanenten Zustände dieser Rechtecke nach einer Sättigung entlang der schweren Achse wurden untersucht. Die parallel zu der leichten intrinsischen Anisotropieachse verlaufenden Rechtecke wiesen die zu erwartenden Single-Domain-Konfigurationen auf. Dagegen zeigten bei den senkrecht orientierten Elementen die kürzeren wieder regelmäßige Streifendomänen, deren Periode allerdings kürzer war als nach der Entmagnetisierung. In den längeren dieser Rechtecke wurde dagegen ein kompliziertes Magnetisierungsmuster mit einem deutlichen, parallel zur langen Achse orientierten Dipolmoment beobachtet.

Bei den Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) standen unterschiedliche Dicken zwischen 2,5 nm und 40 nm zur Verfügung, die alle gemeinsam auf ein Substrat aufgewachsen wurden. Bei den dickeren dieser Schichten herrscht eine vierzählige

ge Anisotropie vor mit in etwa entlang der [100]- und [010]-Achsen verlaufenden leichten Richtungen. Bei einer Dicke von 20 Monolagen tritt in dieses Materialsystem ein Reorientierungsübergang auf, so dass die 2,5 nm dicke Schicht eine uniaxiale Anisotropie mit einer leichten [110]-Richtung besitzt.

Die Auswirkung der vierzähligen Anisotropie wurde vor allem an 25 nm dicken Elementen untersucht. Dabei zeigen die entmagnetisierten Scheiben einen vortexähnlichen Vier-Domänen-Zustand, der in der Nähe des Randes ähnlich von der Form dominiert wird, wie die Zwei-Domänen-Zustände der 34 nm dicken Fe(110)-Elemente. Die remanenten Konfigurationen dieser Scheiben unterscheiden sich allerdings nur darin, dass bei Durchmessern zwischen 600 nm und 1 μm vereinzelt Drei-Domänen-Zustände zu beobachten waren. Dieses Verhalten konnte auch hier sehr gut mit den Ergebnissen entsprechender Simulationen nachvollzogen werden.

Die Untersuchung der remanenten Zustände von 2,5 nm, 5 nm, 7,5 nm und 15 nm dicken Scheiben zeigt sowohl in MFM-Aufnahmen als auch in entsprechenden Simulationen den Einfluss der dickenabhängigen Anisotropie auf die Domänen-Konfigurationen. Dabei beobachtet man Single-Domain-Konfigurationen in den dünnsten Elementen, die dickeren zeigen S- und C-Zustände und die 15 nm dicken schließlich eine vortexähnliche Vier-Domänen-Konfiguration. Nach einer Entmagnetisierung tritt der Vier-Domänen-Zustand schon bei geringeren Dicken auf. Die 2,5 nm dicken Scheiben zeigen jedoch weiterhin eine eindomänige Magnetisierung.

Die Eindomänigkeit der 2,5 nm dicken Elemente war dabei sowohl von der Form der Elemente als auch von der magnetischen Vorgeschichte unabhängig. Die Magnetisierung verlief stets parallel zu der leichten Anisotropieachse. In mikromagnetischen Simulationen von Scheiben erhält man dagegen, ausgehend von einer Zufallsmagnetisierung, sowohl Single-Domain-Zustände als auch stabile Zwei-Domain-Zustände, die in den Experimenten nie beobachtet wurden. Das Auftreten der Zwei-Domänen-Konfigurationen wurde darauf zurückgeführt, dass die als Startkonfiguration verwendete statistische Magnetisierung nicht der experimentellen Wirklichkeit entspricht.

Schließlich wurden noch *in-plane*-Ummagnetisierungen an solchen Elementen durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass das Schaltfeld von Scheiben mit Durchmessern zwischen 500 nm und 1 μm zwischen 19 mT und 20,5 mT liegt. Die Hysterese einer simulierten, 500 nm großen Scheibe zeigte die erwartete Rechteckform mit einem vergleichbaren Schaltfeld von 23,5 mT.

Die Untersuchungen zu den epitaktischen Eisen-Elementen geben einen umfassenden Überblick über die Vielzahl an Konfigurationen, die durch unterschiedliche intrinsische Anisotropien in Mikro- und Nanomagneteten hervorgerufen werden können. Diese Erkenntnisse können für das Design von zukünftigen magneto-elektronischen Systemen sehr wertvoll sein. Da bei diesen aber auch das Ummagnetisierungsverhalten sehr wichtig ist, müssten zukünftige Untersuchungen besonders diesen, hier nur angerissenen, Gesichtspunkt in Angriff nehmen.

Abschließend lässt sich feststellen, dass die Anwendung der Magnetkraftmi-

kroskopie eine ganze Reihe interessanter Ergebnisse geliefert hat, die mit anderen Methoden entweder gar nicht oder nur sehr schwer zugänglich wären. Dies ist zum einen der Besonderheit des Ladungskontrasts zu verdanken und zum anderen der Möglichkeit, Proben auf massiven Substraten ohne aufwändige zusätzliche Präparation untersuchen zu können. Die mikromagnetischen Simulationen waren vor allem beim Studium feiner Details wie der zentralen Blochlinie in einer Vortex-Konfiguration oder den Streifendomänen der nur 300 nm breiten Fe(110)-Rechtecke von großem Nutzen. Auch die Möglichkeit, dynamische Vorgänge zu simulieren, brachte wertvolle Erkenntnisse, deren experimentelle Verifikation eine Herausforderung für die Zukunft darstellt.

Anhang A

Symbole und Abkürzungen

Symbole

α	Gilbert-Dämpfungsparameter
a	Gitterkonstante
A	Austauschkonstante
\mathbf{A}	Vektorpotenzial
β	Dämpfungsfaktor
\mathbf{B}	magnetische Induktion
c	Federkonstante
c_{11}, c_{12}, c_{44}	elastische Konstanten
δ	Aspektverhältnis von Durchmesser D zu Dicke d
d	Dicke
D	Durchmesser
$D(E_{\text{ex}})$	Zustandsdichte bei der Fermi-Energie
$D_{\uparrow}(E)$	Zustandsdichte für Majoritätselektronen
$D_{\downarrow}(E)$	Zustandsdichte für Minoritätselektronen
$\hat{\epsilon}$	Verzerrungstensors
ϵ_{ij}	Komponenten des Verzerrungstensors $\hat{\epsilon}$
η	Gitterfehlpass
e	Energiedichte
$ e $	Betrag der Elementarladung
e_{K}	Kristallanisotropie-Energiedichte
e_{u}	Energiedichte einer uniaxialen Anisotropie
e_{me}	magnetoelastische Energiedichte
e_{el}	Energiedichte einer elastischen Verformung
E_{ex}	Austauschenergie
E_{d}	Streifeldenergie
E_{tot}	Gesamtenergie
E_{F}	Fermi-Energie
E_{H}	Zeeman-Energie

F	Kraft
γ	gyromagnetisches Verhältnis
γ_w	Wandenergie
g	Landé-Faktor
h	reduziertes Magnetfeld
\mathbf{H}	Magnetfeld
\mathbf{H}_{ac}	Wechselfeld
H_c	Koerzitivfeldstärke
\mathbf{H}_d	entmagnetisierendes Feld oder Streufeld
\mathbf{H}_{eff}	effektives Feld
\mathbf{H}_{ex}	externes Magnetfeld
H_K	Anisotropiefeldstärke
H_s	Sättigungsfeldstärke
I_S	Stoner-Parameter
\mathbf{I}	elektrischer Strom
\mathbf{J}	magnetische Polarisation, hier auch einfach <i>Magnetisierung</i> genannt
J_r	remanente Magnetisierung
J_s	Sättigungsmagnetisierung
K	Kristallanisotropiekonstante
K_d	Streufeldenergiekoeffizient
K_u	uniaxiale Anisotropiekonstante
λ	reduzierte Länge
$\lambda_{[100]}, \lambda_{[111]}$	Magnetostruktionskonstanten
λ_V	Volumenladungsdichte
Λ_{Probe}	Volumenladung einer Probe
l_{ex}	magnetische Austauschlänge
l_w	Wandbreitenparameter
μ_0	Permeabilität des Vakuums ($= 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/A m}$)
m	reduzierte Magnetisierung
m_e	Ruhemasse des Elektrons
\mathbf{m}	reduzierter Magnetisierungsvektor
\mathbf{n}	Normalenvektor
n_s	Ladungsträgerdichte
$\hat{\mathbf{N}}$	Entmagnetisierungstensor
N_x, N_y, N_z	Entmagnetisierungsfaktoren
ω	Schwingungsfrequenz
ω_0	Resonanzfrequenz
ω_D	Anregungsfrequenz
ϕ	Phase
φ	Winkel der Projektion eines Vektors in die x - y -Ebene zur x - bzw. [100]-Achse

Φ	magnetisches Potenzial
Φ_d	Strefeldpotenzial
Φ_{Spitze}	MFM-Sondenpotenzial
ψ	Winkel der Projektion eines Vektors in die x - y -Ebene zur $[1\bar{1}0]$ -Achse
Q	reduzierte Anisotropiekonstante
Q_c	Güte des Cantilevers
\mathbf{r}	Ortsvektor
σ_S	Oberflächenladungsdichte
Σ_{Probe}	Oberflächenladung einer Probe
\mathbf{s}	Spinvektor
S	Oberfläche
ϑ	Winkel zur z - bzw. $[001]$ -Achse im Polarkoordinatensystem
t	Zeit
U_H	Hall-Spannung
V	Volumen
w_L	Bloch-Wandbreite
w_{mag}	Magnetisierungsarbeitsdichte
ζ	Schwingungsamplitude
ζ_0	Anregungsamplitude

Abkürzungen

2D	zweidimensional
2DEG	zweidimensionales Elektronengas
AFM	Rasterkraftmikroskop, (<i>atomic force microscope</i>)
AGM	Wechselgradientenmagnetometer, (<i>alternating gradient magnetometer</i>)
bcc	kubisch raumzentriert, (<i>body centered cubic</i>)
EFM	elektrostatisches Kraftmikroskop, (<i>electrostatic force microscope</i>)
ESL	Elektronenstrahlolithographie
ETX	Ethylenglycolmonoethylether
FFT	<i>fast fourier transformation</i>
FIB	<i>focused ion beam</i>
FWHM	Halbwertsbreite, (<i>full width at half maximum</i>)
GMR	Riesen-Magnetowiderstand, (<i>giant magneto resistance</i>)
hcp	hexagonal dichteste Packung, (<i>hexagonal close packing</i>)
LLG	Landau-Lifshitz-Gilbert
LTEM	Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie
MBE	Molekularstrahlepitaxie, (<i>molecular beam epitaxy</i>)
MFM	Magnetkraftmikroskop, (<i>magnetic force microscope</i>)

ML	Monolage
MOKE	magneto-optischer Kerr-Effekt
MRAM	<i>magnetic random access memory</i>
PLL	<i>phase-locked-loop</i>
PMMA	Polymethylmethacrylat
REM	Rasterelektronenmikroskop
RHEED	<i>reflection high energy electron diffraction</i>
SD	<i>single-domain</i>
SI	Système International d'Unités
SQUID	<i>superconduction quantum interference device</i>
STM	Rastertunnelmikroskop, (<i>scanning tunneling microscope</i>)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
TMR	Tunnel-Magnetowiderstand, (<i>tunnel magneto resistance</i>)
UHV	Ultrahochvakuum

Anhang B

Umrechnung zwischen SI- und cgs-System

In der vorliegenden Arbeit wird durchgehend das SI-System verwendet, da aber besonders im Magnetismus immer noch viele Arbeiten im cgs-System verfasst werden, sind an einigen Stellen bestimmte Werte ergänzend in diesem Einheitensystem angegeben. Dies gilt insbesondere für Größen, die für das mikromagnetische Simulationsprogramm im cgs-System benötigt wurden. Daher wird hier noch eine Übersicht über die zur Umrechnung benötigten Konstanten gegeben:

Größe		SI-System	× Faktor ⇒	cgs-System
magnetische Feldstärke	H	A/m	$4\pi \cdot 10^{-3}$	Oe
magnetische Flussdichte	B	T	10^4	G
Magnetisierung	J	T	$10^4/4\pi$	G
Energie	E	J	10^7	erg
Energiedichte	e	J/m	10^5	erg/cm
Oberflächen-Energiedichte	e_S	J/m ²	10^3	erg/cm ²
Volumen-Energiedichte	e_V	J/m ³	10^1	erg/cm ³

Die Abkürzungen der Einheiten bedeuten: T = Tesla, G = Gauß, Oe = Oerstedt.

Anhang C

Faltung zweidimensionaler Gaußscher Glockenkurven

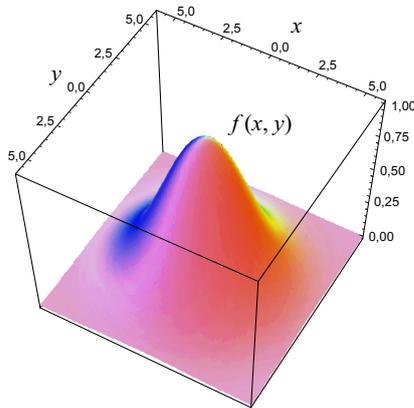


Abbildung C.1: Graph einer zweidimensionalen Gaußschen Glockenkurve.

Die zweidimensionale Gaußsche Glockenkurve ist wie folgt definiert

$$\begin{aligned} f(x, y) &= n e^{-[(a_x x)^2 + (a_y y)^2]} \\ &= n e^{-(a_x x)^2} \cdot e^{-(a_y y)^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

Die hier betrachteten Glockenkurven sollen radialsymmetrisch ($a_x = a_y = a$) und auf eins normiert sein ($n = 1$). Um die Faltung zweier Glockenkurven zu berechnen, wird das Faltungstheorem

$$\mathcal{F}\{f(x) * g(x)\} = \tilde{F}(k_x) \cdot \tilde{G}(k_x) \quad (\text{C.2})$$

herangezogen, nach dem der Faltung zweier Funktionen im Ortsraum die gewöhnliche Multiplikation im Fourierraum entspricht.

Für die Fouriertransformation \mathcal{F} der 2D-Glockenkurve wird deren Separierbarkeit ausgenutzt:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f_a(x, y)\} &= \tilde{F}_a(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy f_a(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} \\ &= \frac{\pi}{a^2} e^{-\frac{1}{4a^2} k_x^2} e^{-\frac{1}{4a^2} k_y^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Damit ergibt sich für die Faltung zweier Gaußscher Glockenkurven $f_a(x, y)$ und $f_b(x, y)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{f_a(x, y) * f_b(x, y)\} &= \tilde{F}_a(k_x, k_y) \cdot \tilde{F}_b(k_x, k_y) \\ &= \left(\frac{\pi}{ab}\right)^2 e^{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right)k_x^2} e^{-\frac{1}{4}\left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right)k_y^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Nach Anwendung der inversen Fouriertransformation \mathcal{F}^{-1} erhält man die Faltung im Ortsraum, deren Ergebnis wieder eine radialsymmetrische 2D-Glockenkurve ergibt:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}^{-1}\{\tilde{F}_a * \tilde{F}_b\} &= \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{f_a(x, y) * f_b(x, y)\}\} = f_a(x, y) * f_b(x, y) \\
&= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \tilde{F}_a(k_x, k_y) \cdot \tilde{F}_b(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} \\
&= \frac{1}{(2\pi)^2} \left(\frac{\pi}{ab}\right)^2 \frac{4\pi}{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}} e^{-\left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right)^{-1} (x^2 + y^2)} \\
&= \frac{\pi}{\frac{b}{a} + \frac{a}{b}} e^{-\left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right)^{-1} (x^2 + y^2)}.
\end{aligned} \tag{C.5}$$

Wegen der Radialsymmetrie der Glockenkurven gilt mit $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$f_r(r) = f(x, y) = n e^{-a^2(x^2 + y^2)} = n e^{-(ar)^2}. \tag{C.6}$$

Damit wird die Breite der Glockenkurve r_{FWHM} bei dem halben Maximum (*full width at half maximum*, FWHM), oder auch kurz als Halbwertsbreite bezeichnet, definiert als:

$$n e^{-(ar_{\text{FWHM}})^2} = \frac{1}{2} n \quad \rightarrow \quad r_{\text{FWHM}} = \frac{\sqrt{\ln 2}}{a}. \tag{C.7}$$

Schließlich lässt sich zeigen, dass die Summe der Quadrate der Halbwertsbreiten zweier radialsymmetrischer 2D-Gaußkurven gleich dem Quadrat der Halbwertsbreite ihrer Faltung ist.

$$\begin{aligned}
r_{f_a * f_b, \text{FWHM}} &= \sqrt{\ln 2} \sqrt{\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}} \\
&= \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{a}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{b}\right)^2} \\
&= \sqrt{r_{f_a, \text{FWHM}}^2 + r_{f_b, \text{FWHM}}^2}
\end{aligned} \tag{C.8}$$

$$\rightarrow r_{f_a * f_b, \text{FWHM}}^2 = r_{f_a, \text{FWHM}}^2 + r_{f_b, \text{FWHM}}^2. \tag{C.9}$$

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* **39**, 4828–4830 (1989).
- [2] Ching Tsang, Robert E. Fontana, Tsann Lin, D. E. Heim, Virgil S. Speriosu, Bruce A. Gurney, Mason L. Williams: Design, fabrication and testing of spin-valve read heads for high density recording, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 3801–3806 (1994).
- [3] S. Tehrani, E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter, J. Shi, G. Kerszykowski: High density submicron magnetoresistive random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **85**, 5822–5827 (1999).
- [4] Freescale Semiconductor, Inc.: Magnetoresistive Random Access Memory, http://www.freescale.com/files/memory/doc/white_paper/MRAMWP.pdf, 2006.
- [5] Supriyo Datta, Biswajit Das: Electronic analog of the electro-optic modulator, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665–667 (1990).
- [6] D. Hägele, M. Oestreich, W. W. Rühle, N. Nestle, K. Eberl: Spin transport in GaAs, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1580–1582 (1998).
- [7] H. J. Zhu, M. Ramsteiner, H. Kostial, M. Wassermeier, H.-P. Schönherr, K. H. Ploog: Room-Temperature Spin Injection from Fe into GaAs, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 016601 (2001).
- [8] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou, Petrou A.: Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 1240–1242 (2002).
- [9] Alex Hubert, Rudolf Schäfer: *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1998.
- [10] Sōshin Chikazumi: *Physics of Ferromagnetism*, zweite Aufl. (The international series of monographs on physics, Band 94), Clarendon Press, Oxford, 1997.

-
- [11] M. Pierre Weiss: L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique, *J. Phys. Théorique et Appliquée* **6**, 661–690 (1907).
- [12] W. Heisenberg: Zur Theorie des Ferromagnetismus, *Z. Phys.* **49**, 619–636 (1928).
- [13] Edmund C. Stoner: Atomic Moments in Ferromagnetic Metals and Alloys with Non-Ferromagnetic Elements, *Phil. Mag. J. Sci.* **15**, 1018–1034 (1933).
- [14] Edmund C. Stoner: Collective electron ferromagnetism, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **165**, 372–414 (1938).
- [15] Helmut Kronmüller, Martin Lambeck: Magnetismus in Festkörpern, in Wilhelm Raith (Hrsg.): *Festkörper* (Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6), Walter de Gruyter, Berlin/New York, 1992.
- [16] L. Landau, E. Lifshitz: On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153–169 (1935).
- [17] Jr. Brown, William Fuller: Theory of the Approach to Magnetic Saturation, *Phys. Rev.* **58**, 736–743 (1940).
- [18] Jr. Brown, William Fuller: *Micromagnetics*, Wiley, New York, 1963.
- [19] Landolt-Börnstein: *Magnetic properties of metals*, New Series III, Band 19a, Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg, 1996.
- [20] L. Néel: Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation, *J. Phys. Radium* **15**, 225–239 (1954).
- [21] S. Blügel: Magnetische Anisotropie und Magnetostraktion (Theorie), in Institut für Festkörperforschung der Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.): *Vorlesungsmanuskripte des 30. IFF-Ferienkurses. Magnetische Schichtsysteme in Forschung und Anwendung* (Schriften des Forschungszentrums Jülich. *Materie und Material / Matter and Materials*, Band 2), Forschungszentrum Jülich, Jülich, 1999.
- [22] J. A. Osborn: Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid, *Phys. Rev.* **67**, 351–357 (1945).
- [23] R. I. Joseph: Ballistic Demagnetizing Factor in Uniformly Magnetized Cylinders, *J. Appl. Phys.* **37**, 4639–4643 (1966).
- [24] T. L. Gilbert: A Lagrangian Formulation of the Gyromagnetic Equation of the Magnetization Field, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [25] Charles Kittel: Physical Theory of Ferromagnetic Domains, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541–583 (1949).

-
- [26] H. A. M. van den Berg: A Self-consistent domain theory in ideal soft-magnetic media, *IEEE Trans. Magn.* **MAG-20**, 1822–1824 (1984).
- [27] H. A. M. van den Berg: Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. II. Basic domain structures in thin-film objects, *J. Appl. Phys.* **60**, 1104–1113 (1986).
- [28] H. A. M. van den Berg: Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. III. Composite domain structures in thin-film objects, *J. Appl. Phys.* **62**, 1952–1959 (1987).
- [29] H. A. M. van den Berg, D. K. Vatvani: Wall clusters in thin soft ferromagnetic configurations, *J. Appl. Phys.* **52**, 6830–6839 (1981).
- [30] B. A. Lilley: Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics, *Phil. Mag.* **41**, 792–813 (1950).
- [31] M. Louis Néel: Énergie des parois de Bloch dans les couches minces, *C. R. Acad. Sci.* **241**, 533–536 (1955).
- [32] E. E. Huber, jr., D. O. Smith, J. B. Goodenough: Domain-Wall Structure in Permalloy Films, *J. Appl. Phys.* **29**, 294–295 (1958).
- [33] Ernst Feldtkeller, Harry Thomas: Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten, *Phys. kondens. Materie* **4**, 8–14 (1965).
- [34] Manfred E. Schabes, H. Neal Bertram: Magnetization processes in ferromagnetic cubes, *J. Appl. Phys.* **64**, 1347–1357 (1988).
- [35] W. Rave, K. Fabian, A. Hubert: Magnetic states of small cubic particles with uniaxial anisotropy, *J. Magn. Magn. Mat.* **190**, 332–348 (1998).
- [36] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey: Statics and fast dynamics of nanomagnets with vortex structure, *J. Magn. Magn. Mat.* **261**, 178–189 (2003).
- [37] E. C. Stoner, E. P. Wohlfarth: A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A* **240**, 599–642 (1948).
- [38] E. H. Frei, S. Shtrikman, D. Treves: Critical Size and Nucleation Field of Ideal Ferromagnetic Particles, *Phys. Rev.* **106**, 446–455 (1957).
- [39] A. Aharoni: Magnetization Curling, *Phys. Status Solidi (b)* **16**, 3–42 (1966).
- [40] U. Nowak, D. Hinzke: Magnetization switching in small ferromagnetic particles: Nucleation and coherent rotation, *J. Appl. Phys.* **85**, 4337–4339 (1999).

-
- [41] J. Gadbois, Jian-Gang Zhu: Effect of Edge Roughness in Nano-Scale Magnetic Bar Switching, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3802–3804 (1995).
- [42] M. R. Scheinfein: LLG Micromagnetics Simulator developed by M. R. Scheinfein, <http://llgmicro.home.mindspring.com>, 2006.
- [43] M. R. Scheinfein, Price E. A.: LLG Micromagnetics Simulator 2.0, User Manual, 2000.
- [44] G. M. Sandler, H. N. Bertram, T. J. Silva, T. M. Crawford: Determination of the magnetic damping constant in NiFe films, *J. Appl. Phys.* **85**, 5080–5082 (1999).
- [45] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel: Tunneling through a controllable vacuum gap, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 178–180 (1982).
- [46] G. Binnig, H. Rohrer, Ch. Gerber, E. Weibel: 7×7 Rekonstruktion on Si(111) Resolved in Real Space, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 120–123 (1983).
- [47] G. Binnig, C. F. Quate: Atomic Force Microscope, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 930–933 (1986).
- [48] Franz J. Giessibl: Atomic Resolution of Silicon (111)-(7×7) Surface by Atomic Force Microscopy, *Science* **267**, 68–71 (1995).
- [49] Y. Martin, H. K. Wickramasinghe: Magnetic imaging by “force microscopy” with 1000 Å resolution, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 1455–1457 (1987).
- [50] U. Hartmann: Magnetic microfield analysis by force microscopy, *J. Magn. Magn. Mat.* **83**, 545–547 (1990).
- [51] C. Schönenberger, S. F. Alvarado: A differential interferometer for force microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3131–34 (1989).
- [52] M. Tortonese, R. C. Barrett, C. F. Quate: Atomic resolution with an atomic force microscope using piezoresistive detection, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 834–836 (1993).
- [53] D. Rugar, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern, B. D. Terris: Force microscope using a fiber-optic displacement sensor, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 2337–2340 (1988).
- [54] Gerhard Meyer, Nabil M. Amer: Optical-beam-deflection atomic force microscopy: The NaCl (001) surface, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 2100–2101 (1990).
- [55] Y. Martin, C. C. Williams, H. K. Wickramasinghe: Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100-Å scale, *J. Appl. Phys.* **61**, 4723–4729 (1987).

-
- [56] Jacob N. Israelachvili: Intermolecular and Surface Forces. With Applications to Colloidal and Biological Systems, Academic Press, London/New York, 1985.
- [57] J. E. Stern, B. D. Terris, H. J. Mamin, D. Rugar: Deposition and imaging of localized charge on insulator surfaces using a force microscope, *Appl. Phys. Lett.* **53**, 2717–2719 (1988).
- [58] F. Saurenbach, B. D. Terris: Imaging of ferroelectric domain walls by force microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1703–1705 (1990).
- [59] H. J. Mamin, D. Rugar, J. E. Stern, R. E. Fontana, Jr., P. Kasiraj: Magnetic force microscopy of thin Permalloy films, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 318–320 (1989).
- [60] D. Rugar, H. J. Mamin, P. Guethner, S. E. Lambert, J. E. Stern, I. McFadyen, T. Yogi: Magnetic force microscopy: General principles and application to longitudinal recording media, *J. Appl. Phys.* **68**, 1169–1183 (1990).
- [61] O. Wolter, Th. Bayer, J. Greschner: Micromachined silicon sensors for scanning force microscopy, *J. Vac. Sci. Technol. B* **9**, 1353–1357 (1991).
- [62] T. R. Albrecht, S. Akamine, T. E. Carver, C. F. Quate: Microfabrication of cantilever styli for the atomic force microscope, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 3386–3396 (1990).
- [63] P. Grütter, D. Rugar, H. J. Mamin, G. Castillo, C.-J. Lin, I. R. McFadyen, R. M. Valletta, O. Wolter, T. Bayer, J. Greschner: Magnetic force microscopy with batch-fabricated force sensors, *J. Appl. Phys.* **69**, 5883–5885 (1991).
- [64] C. D. Wright, E. W. Hill: Reciprocity in magnetic force microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 433–435 (1995).
- [65] C. D. Wright, E. W. Hill: A Reciprocity-Based Approach to Understanding Magnetic Force Microscopy, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4144–4146 (1996).
- [66] A. Hubert, W. Rave, S. L. Tomlinson: Imaging Magnetic Charges with Magnetic Force Microscopy.
- [67] Martin Scholz: Herstellung und magnetische Charakterisierung von strukturierten Viellagenschichten mit senkrechter Anisotropie, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [68] P. Rhodes, G. Rowlands: Demagnetizing energies of uniformly magnetized rectangular blocks, *Proc. Leeds Phil. Liter. Soc.* **6**, 191–210 (1954).

- [69] E. W. Hill: Modelling Damaged MFM Tips Using Triangular Charge Sheets, *IEEE Trans. Magn.* **31**, 3355–3357 (1995).
- [70] S. L. Tomlinson, A. N. Farley, S. R. Hoon, M. S. Valera: Interactions between soft magnetic samples and MFM tips, *J. Magn. Magn. Mat.* **157/158**, 557–558 (1996).
- [71] Simon L. Tomlinson, Ernie W. Hill: Modelling the perturbative effect of MFM tips on soft magnetic thin films, *J. Magn. Magn. Mat.* **161**, 385–396 (1996).
- [72] M. Zenger, W. Breuer, M. Zöfl, R. Pulwey, J. Raabe, D. Weiss: Electrodeposition of NiFe and Fe nanopillars, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2094–2096 (2001).
- [73] Sheryl Foss, Roger Proksch, E. Dan Dahlberg, Bruce Moskowitz, Brian Walsh: Localized micromagnetic perturbation of domain walls in magnetite using a magnetic force microscope, *Appl. Phys. Lett.* **69**, 3426–3428 (1996).
- [74] S. Foss, E. D. Dahlberg, R. Proksch, B. M. Moskowitz: Measurement of the effects of the localized field of a magnetic force microscope tip on a 180° domain wall, *J. Appl. Phys.* **81**, 5032–5034 (1997).
- [75] W. Rave, E. Zueco, R. Schäfer, A. Hubert: Observations on high-anisotropy single crystals using a combined Kerr/magnetic force microscope, *J. Magn. Magn. Mat.* **177-181**, 1474–1475 (1998).
- [76] Ralph Pulwey: Magnetkraftuntersuchungen an ferromagnetischen Nanostrukturen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 1999.
- [77] Patrick Bruno: Magnetic surface anisotropy of cobalt and surface roughness effects within Néel's model, *J. Phys. F: Met. Phys.* **18**, 1291–1298 (1988).
- [78] Michael Zöfl: Eisen auf Gallium-Arsenid: Epitaxie, Magnetismus und Transport, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2001.
- [79] Rupert Moosbühler: GaAs(001)-Oberflächen-Rekonstruktionen und epitaktische Fe-Schichten auf GaAs(001): Wachstum und magnetische Anisotropie, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2003.
- [80] G. A. Prinz, J. J. Krebs: Molecular beam epitaxial growth of single-crystal Fe films on GaAs, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 397–399 (1981).
- [81] J. J. Krebs, B. T. Jonker, G. A. Prinz: Properties of Fe single-crystal films grown on (100)GaAs by molecular-beam epitaxy, *J. Appl. Phys.* **61**, 2596–2599 (1987).

- [82] B. Lépine, S. Ababou, A. Guivarc'h, G. Jézéquel, S. Députier, R. Guérin, A. Filipe, A. Schuhl, F. Abel, C. Cohen, A. Rocher, J. Crestou: Solid state interdiffusions in epitaxial Fe/GaAs(001) heterostructures during ultrahigh vacuum annealings up to 450°C, *J. Appl. Phys.* **83**, 3077–3080 (1998).
- [83] M. Zöfl, M. Brockmann, M. Köhler, S. Kreuzer, T. Schweinböck, S. Miethaner, F. Bensch, G. Bayreuther: Magnetic films epitaxially grown on semiconductors, *J. Magn. Magn. Mat.* **175**, 16–22 (1997).
- [84] Matthias Brockmann: Epitaxie und magnetische in-plane-Anisotropie dünner Fe(001)-Schichten auf Au(001) und GaAs(001), Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [85] Michael Zöfl, Epitaktische Fe(001)-Schichten auf GaAs(001) ohne „magnetisch tote“ Lagen, 1997.
- [86] Hans-Dieter Schuh: Mikro-Hall-Magnetometrie, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2000.
- [87] Alex Hubert, Manfred Rührig: Micromagnetic analysis of thin-film elements (invited), *J. Appl. Phys.* **69**, 6072–6077 (1991).
- [88] P. Bryant, H. Suhl: Magnetization and domain structure of cylinders and spheres in subsaturating fields, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 78–80 (1989).
- [89] Manfred Rührig, Wolfgang Bartsch, Michael Vieth, Alex Hubert: Elementary Magnetization Processes in a Low-Anisotropy Circular Thin Film Disk, *IEEE Trans. Magn.* **26**, 2807–2809 (1990).
- [90] John Kerr: On Rotation of the Plane of Polarization by Reflection from the Pole of Magnet, *Phil. Mag.* **3**, 321–343 (1877).
- [91] H. J. Williams, F. G. Foster, E. A. Wood: Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effect, *Phys. Rev.* **82**, 119–120 (1951).
- [92] C. A. Fowler, Jr., E. M. Fryer: Magnetic domains on silicon iron by the longitudinal Kerr effect, *Phys. Rev.* **86**, 426 (1952).
- [93] Mitchell S. Cohen: Lorentz Microscopy of Small Ferromagnetic Particles, *J. Appl. Phys.* **36**, 1602–1611 (1965).
- [94] Robert Sattler: Lorentzmikroskopie an magnetischen Nanostrukturen auf ultradünnen Si₃N₄-Membranen, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 1998.
- [95] J. W. M. Jacobs, J. F. C. M. Verhoeven: Specimen preparation technique for high resolution transmission electron microscopy studies on model supported metal catalysts, *J. Microsc.* **143**, 103–116 (1986).

-
- [96] Harrison W. Fuller, Murray F. Hale: Determination of Magnetization Distribution in Thin Films Using Electron Microscopy, *J. Appl. Phys.* **31**, 238–248 (1960).
- [97] Markus Schneider: Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens von polykristallinen Mikro- und Nanostrukturen aus Permalloy mit der Lorentz-Transmissionselektronenmikroskopie, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2002.
- [98] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck, D. Weiss: Magnetization pattern of ferromagnetic nanodisks, *J. Appl. Phys.* **88**, 4437–4439 (2000).
- [99] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono: Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy, *Science* **289**, 930–932 (2000).
- [100] Anthony S. Arrott, Bretislav Heinrich, Amikam Aharoni: Point Singularities and Magnetization Reversal in Ideally Soft Ferromagnetic Cylinders, *IEEE Trans. Magn.* **15**, 1228–1235 (1979).
- [101] Alex Hubert, Wolfgang Rave: Arrott’s ideal soft magnetic cylinder, revisited, *J. Magn. Magn. Mat.* **184**, 67–70 (1998).
- [102] Markus Weindl: Untersuchung mikromagnetischer Strukturen mittels einer fokussierten Elektronensonde, Diplomarbeit, Universität Regensburg, 2002.
- [103] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger: Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores, *Science* **298**, 577–580 (2002).
- [104] M. Bode, M. Getzlaff, R. Wiesendanger: Spin-Polarized Vacuum Tunneling into the Exchange-Split Surface State of Gd(0001), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 4256–4259 (1998).
- [105] O. Pietzsch, A. Kubetzka, M. Bode, R. Wiesendanger: Real-Space Observation of Dipolar Antiferromagnetism in Magnetic Nanowires by Spin-Polarized Scanning Tunneling Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5212–5215 (2000).
- [106] S. Heinze, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, X. Nie, S. Blügel, R. Wiesendanger: Real-Space Imaging of Two-Dimensional Antiferromagnetism on the Atomic Scale, *Science* **288**, 1805–1808 (2000).
- [107] A. Kubetzka, M. Bode, O. Pietzsch, R. Wiesendanger: Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy with Antiferromagnetic Probe Tips, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057201 (2002).

-
- [108] Paul Bryant, Harry Suhl: Micromagnetics below saturation, *J. Appl. Phys.* **66**, 4329–4337 (1989).
- [109] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Mailly, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, G. Suran: DC-SQUID magnetization measurements of single magnetic particles, *J. Magn. Magn. Mat.* **145**, 33–39 (1995).
- [110] J. G. S. Lok, A. K. Geim, J. C. Maan, S. V. Dubonos, L. Theil Kuhn, P. E. Lindelof: Memory effects in individual submicrometer ferromagnets, *Phys. Rev. B* **58**, 12201–12206 (1998).
- [111] Corinne Miramond, Claude Fermon, Françoise Rousseaux, Dominique Decanini, Franc Carcenac: Permalloy cylindrical submicron size dot arrays, *J. Magn. Magn. Mat.* **165**, 500–503 (1997).
- [112] R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, D. M. Tricker: Single-Domain Circular Nanomagnets, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042–1045 (1999).
- [113] Ralph Pulwey, Michael Rahm, Josef Biberger, Dieter Weiss: Switching Behavior of Vortex Structures in Nanodisks, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2076–2078 (2001).
- [114] A. K. Geim, S. V. Dubonos, J. G. S. Lok, I. V. Grigorieva, J. C. Maan, L. Theil Hansen, P. E. Lindelof: Ballistic Hall micromagnetometry, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 2379–2381 (1997).
- [115] M. Schneider, H. Hoffmann, S. Otto, Th. Haug, J. Zweck: Stability of magnetic vortices in flat submicron permalloy cylinders, *J. Appl. Phys.* **92**, 1466–1472 (2002).
- [116] K. Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi: Magnetization reversal due to vortex nucleation, displacement, and annihilation in submicron ferromagnetic dot arrays, *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
- [117] Martin Heumann, Thomas Uhlig, Josef Zweck: Switching of Single Domain Permalloy Dots Observed by Electron Holography, *Microsc. Microanal.* **10**, 524–525 (2004).
- [118] M. Heumann, T. Uhlig, J. Zweck: True Single Domain and Configuration-Assisted Switching of Submicron Permalloy Dots Observed by Electron Holography, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 077202 (2005).
- [119] Jonathan Kin Ha, Riccardo Hertel, J. Kirschner: Micromagnetic study of magnetic configurations in submicron permalloy disks, *Phys. Rev. B* **67**, 224432 (2003).

-
- [120] D. V. Berkov: MicroMagus, Software for Micromagnetic Simulations, <http://www.micromagus.de>, 2006.
- [121] M. Rahm, M. Schneider, J. Biberger, R. Pulwey, J. Zweck, D. Weiss: Vortex nucleation in submicrometer ferromagnetic disks, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4110–4112 (2003).
- [122] A. Fernandez, M. R. Gibbons, M. A. Wall, C. J. Cerjan: Magnetic domain structure and magnetization reversal in submicron-scale Co dots, *J. Magn. Magn. Mat.* **190**, 71–80 (1998).
- [123] Taras Pokhil, Dian Song, Janusz Nowak: Spin vortex states and hysteretic properties of submicron size NiFe elements, *J. Appl. Phys.* **87**, 6319–6321 (2000).
- [124] Stephan Kreuzer: Spinpolarisiertes Tunneln durch einkristalline Halbleiter, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2001.
- [125] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, S. G. Kim, Y. Otani, K. Fukamichi: Vertical bistable switching of spin vortex in a circular magnetic dot, *J. Appl. Phys.* **90**, 6548–6549 (2001).
- [126] E. Feldtkeller: Mikromagnetisch stetige und unstetige Magnetisierungsverteilungen, *Z. Angew. Phys.* **19**, 530–536 (1965).
- [127] W. Döring: Point Singularities in Micromagnetism, *J. Appl. Phys.* **39**, 1006–1007 (1968).
- [128] André Thiaville, José Miguel Gracia, Rok Dittrich, Jacques Miltat, Thomas Schrefl: Micromagnetic study of Bloch-point-mediated vortex core reversal, *Phys. Rev. B* **67**, 094410 (2003).
- [129] M. L. Roukes, A. Scherer, S. J. Allen, Jr, H. G. Craighead, R. M. Ruthen, E. D. Beebe, J. P. Harbison: Quenching of the Hall Effect in a One-Dimensional Wire, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 3011–3014 (1987).
- [130] M. Rahm, J. Raabe, R. Pulwey, J. Biberger, W. Wegscheider, D. Weiss, C. Meier: Planar Hall sensors for micro-Hall magnetometry, *J. Appl. Phys.* **91**, 7980–7982 (2002).
- [131] M. Schneider, H. Hoffmann, J. Zweck: Magnetic switching of single vortex permalloy elements, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 3113–3115 (2001).
- [132] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, D. Wang: Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2476–2478 (1999).

- [133] Joachim Stahl: Mikro-Hall-Magnetometrie an ferromagnetischen Nanostrukturen im Vortex- und Single-Domain-Regime, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2006.
- [134] R. Höllinger, M. Zöfl, R. Moosbühler, G. Bayreuther: In-plane spin reorientation transition in epitaxial Fe(110)/GaAs(110) films, *J. Appl. Phys.* **89**, 7136–7138 (2001).
- [135] J. Yu, U. Rüdiger, L. Thomas, S. S. P. Parkin, A. D. Kent: Micromagnetics of mesoscopic epitaxial (110) Fe elements with nanoshaped ends, *J. Appl. Phys.* **85**, 5501–5503 (1999).
- [136] Luc Thomas, Stuart S. P. Parkin, Jun Yu, Ulrich Rüdiger, Andrew D. Kent: Micromagnetics of submicron (110) Fe elements, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 766–768 (2000).
- [137] A. D. Kent, U. Rüdiger, J. Yu, S. Zhang, P. M. Levy, P. M. Zhong, S. S. P. Parkin: Magnetoresistance due to domain walls in micron scale Fe wires with stripe domains, *IEEE Trans. Magn.* **34**, 900–902 (1998).
- [138] M. Zöfl, S. Kreuzer, D. Weiss, G. Bayreuther: Epitaxial nanomagnets with intrinsic uniaxial in-plane magnetic anisotropy, *J. Appl. Phys.* **87**, 7016–7018 (2000).
- [139] M. Hanson, C. Johansson, B. Nilsson, P. Isberg, R. Wäppling: Magnetic properties of two-dimensional arrays of epitaxial Fe (001) submicron particles, *J. Appl. Phys.* **85**, 2793–2799 (1999).
- [140] M. Hanson, O. Kazakova, P. Blomqvist, R. Wäppling, B. Nilsson: Magnetic domain structures in submicron-size particles of epitaxial Fe (001) films: Shape anisotropy and thickness dependence, *Phys. Rev. B* **66**, 144419 (2002).
- [141] Wolfgang Kipferl: Spinwellenanregungen in ferromagnetischen ultradünnen epitaktischen Fe-Schichten und Nanostrukturen, Doktorarbeit, Universität Regensburg, 2004.
- [142] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, G. Schütz: Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field, *nature* **444**, 461–464 (2006).

Danksagung

Im Laufe dieser Arbeit wurde mir vielfältige Unterstützung zuteil, für die ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte. Dabei gilt mein besonderer Dank:

- Prof. Dr. Dieter Weiss, der mir die Bearbeitung dieses interessanten Themas ermöglichte und immer hinter meinen Ideen stand. Insbesondere die Möglichkeit, an zahlreichen internationalen Konferenzen teilzunehmen, war oft eine große Motivation. Des Weiteren unterstützte er uneingeschränkt die Gründung der Firma *nanonic GmbH*, auch wenn dies den Abschluss dieser Arbeit nicht unerheblich verzögerte.
- Prof. Dr. Günther Bayreuther für die anregenden Diskussionen und kompetenten Antworten zu allen Fragen rund um den Magnetismus der epitaktischen Eisensysteme.
- Michael Zöfl für die Herstellung der Eisenschichten, die fruchtbaren Diskussionen und die gute Zusammenarbeit.
- Martin Bachfischer und der Mechanischen Werkstatt für die prompte und professionelle Anfertigung aller Konstruktionen rund um das AFM.
- dem Team der Elektronikwerkstatt für die freundliche und engagierte Unterstützung.
- Claudia Rahm und Elke Haushalter für die tatkräftige Unterstützung bei allen organisatorischen und verwaltungstechnischen Problemen.
- den Korrekturlesern Joachim Stahl, Josef Biberger und Susanne Pulwey, die mit Akribie, Geduld und Sachverstand dem Fehlerteufel den Garaus machten.
- für besondere Hilfe bei den vielen kleinen Dingen des Forschungsalltags vor allem Joachim Stahl, Josef Biberger, Stephan Kreuzer, Jörg Raabe sowie Herbert Graf, Tobias Leeb und Wolfgang Kipferl.
- allen Bürogenossen meiner Promotionszeit für ihre Kollegialität und ihre stete Bereitschaft, über Gott und die Welt zu philosophieren.
- allen weiteren Mitarbeitern des Lehrstuhls Weiss für das angenehme und freundliche Arbeitsklima sowie für die vielen interessanten Diskussionen.

