

Untersuchung mikromagnetischer Strukturen in dünnen Schichten

Dissertation



zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
(mathematisch-naturwissenschaftlicher Bereich)
der Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

von Herrn **Wim Lutzke**

geb. am 23.08.1967 in Bremervörde

Gutachter:

1. Prof. Dr. J. Kirschner, Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik Halle
2. Prof. Dr. W. Hergert, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg
3. Prof. Dr. G. Bayreuther, Universität Regensburg

Abschluß des Manuskripts: 12. November 1998

Tag der Verteidigung: 7. Juli 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Mikromagnetismus kleiner Teilchen	5
2.1	Magnetostatik	6
2.1.1	Einführung	6
2.1.2	Das Modell von Rhodes & Rowlands	9
2.1.3	Ultradünne Filme	12
2.2	Domänenwände in ultradünnen Filmen	17
2.3	Mikromagnetische Energie einfacher Domänenkonfigurationen	20
3	Experimenteller Aufbau und Probenpräparation	25
3.1	Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (SEMPA)	25
3.1.1	Das Meßprinzip	26
3.1.2	Der Spindetektor	27
3.2	Konstruktion eines elektrostatischen Linsensystems	31
3.2.1	Motivation	31
3.2.2	Der elektrische Entwurf	32
3.2.3	Der mechanische Aufbau	36
3.2.4	Die Tests am JEOL	40
3.2.5	Erste Messungen am SAN 670 xi	41
3.3	Die Herstellung der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen	43

4	Eigenschaften ultradünner Co/Cu(001)-Filme	50
5	Magnetische Domänen in Co/Cu(001)-Mikrostrukturen	54
5.1	Der wie-gewachsene Zustand	54
5.2	Die Neukurve	66
5.3	Der Ummagnetisierungsprozeß	71
6	Diskussion der Ergebnisse	76
6.1	Der wie-gewachsene Zustand	76
6.2	Magnetisierungsverhalten	84
7	Zusammenfassung	91
	Literaturverzeichnis	94

Abbildungsverzeichnis

1	Allgemeine Geometrie eines in Domänen mit alternierender Magnetisierungsrichtung unterteilter Quaders	10
2	Abhängigkeit der magnetostatische Energie eines aus zwei Domänen mit antiparalleler Magnetisierung bestehenden, ultradünnen Quadrats von der Position der 180°-Wand	15
3	Schematische Darstellung der Landau-Lifshitz-Struktur in einem Quadrat und experimentell beobachtete Domänenstruktur in Permalloy-Quadraten	16
4	Drehung der Magnetisierung in Bloch- und Néel-artigen 180°-Wänden . .	18
5	Einfache Domänenstrukturen in den Co/Cu(001)-Quadraten	20
6	Energie einfacher Domänenkonfigurationen in ultradünnen Co/Cu(001)-Quadraten in Abhängigkeit von der Schichtdicke	22
7	Phasendiagramm ultradünner Co/Cu(001)-Mikrostrukturen	23
8	Prinzip des SEMPA	26
9	Prinzip des LEED-Detektors	28
10	Querschnittszeichnung durch das Mikroskop	29
11	Elektronenoptische Simulation der Trajektorien von 6 eV-Elektronen . .	35
12	Schnittzeichnung durch die Elektronenoptik	37
13	Photographische Seitenansicht der Elektronenoptik	38
14	Photographische Rückansicht der Elektronenoptik	39
15	Domänenstruktur und Topographie auf einem Fe(110)-Kristall	42
16	Querschnittzeichnung durch Präparationsebene 1	44
17	Querschnittzeichnung durch Präparationsebene 2	45
18	Lichtmikroskopische Aufnahme eines Mikrostrukturfeldes auf der Si-Maske	46
19	Prinzipielle Aufdampfgeometrie	47
20	Die Schärfe der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen	49
21	Magnetische Domänenstruktur in quadratischen Co/Cu(001)-Mikrostrukturen nach dem Wachstum	55
22	Magnetische Domänenstruktur in einem Mikrostrukturfeld	56
23	Abhängigkeit der mittleren Domänenanzahl in den Co-Quadraten von der Kantenlänge	57
24	Abhängigkeit der gesamten Domänenwandlänge von der Kantenlänge der Strukturen	59
25	Abhängigkeit der Kantengrenzfläche pro Domäne von der Kantenlänge .	60
26	Abhängigkeit der Summe aller Kantenabschnitte mit magnetischen Polarisationsladungen von der Kantenlänge	61

27	Magnetische Domänenstruktur in einem Mikrostrukturfeld, das im Restfeld aufgebracht wurde	62
28	Magnetisches Domänenmuster in Co/Cu(001)-Mikrostrukturen nach dem Wachstum in definierten Feldern unterschiedlicher Stärke und Richtung .	63
29	Unterschiedliche magnetische Domänenstruktur in Co/Cu(001)- und Co/Cu(11 15)-Mikrostrukturen	64
30	Magnetische Domänenstrukturen nach dem Anlegen eines externen Feldes parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung	68
31	Dickenabhängigkeit der zur Aufmagnetisierung benötigten Feldstärke . .	70
32	Schaltzustand einiger 10 ML dicker $15\mu\text{m}$ -Quadrate in Abhängigkeit von der Feldstärke	72
33	Existenz eines 90° -Zwischenzustandes bei der 180° -Ummagnetisierung 4 ML dicker Quadrate	73
34	Gemittelte 180° -Schaltkurven von 10 ML dicken Quadraten mit unterschiedlicher Kantenlänge	74
35	Gemittelte 90° -Schaltkurven für 10 ML dicke Quadrate mit unterschiedlicher Kantenlänge	75
36	Mögliche Ausrichtungen der Magnetisierung in (benachbarten) Wachstumsinseln beim Einsatz des Ferromagnetismus	78
37	Schematische Darstellung des Domänenmusters in ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen	82
38	Querschnitt durch eine homogen magnetisierte Mikrostruktur mit scharfen bzw. unscharfen Rändern	83

Tabellenverzeichnis

1	Vergleich der errechneten und anschließend im Experiment ermittelten Linsenspannungen	41
---	---	----

1 Einleitung

Seit ca. 15 Jahren ist es möglich ferromagnetische Schichten im Dickenbereich von nur wenigen atomaren Lagen gezielt und reproduzierbar herzustellen [1]-[3]. Durch die Neuentwicklung bzw. Verbesserung der benötigten Meß- und Herstellungstechniken war erstmals ein experimenteller Zugang zu Fragestellungen möglich, die in der Theorie des Magnetismus dünner Schichten zum Teil bereits Jahrzehnte vorher untersucht wurden. Zu nennen sind hier zum Beispiel die Eigenschaften von Ober- und Grenzflächen und die damit verbundene Symmetriebrechung [4], die Möglichkeit der Anregung von Spinwellen in diesen Schichten [5] und die Struktur von Domänenwänden, die aus Volumenmaterialien nicht bekannt sind [6].

Im Verlauf der Forschungstätigkeiten auf dem Gebiet der ultradünnen Filme hat sich gezeigt, daß nicht nur magnetische Eigenschaften der Schichten, wie etwa die Curie-Temperatur [7] oder die kristallographische Orientierung der Magnetisierung [8], durch die Reduktion der dritten Dimension beeinflußt werden. Durch die Wahl geeigneter Substratmaterialien und der kristallographischen Orientierung ihrer Oberflächen ist ebenso die gezielte Manipulation der kristallinen Struktur der Filme möglich. Auf diese Weise lassen sich in den Filmen bei Raumtemperatur Kristallstrukturen stabilisieren, die in der Volumenphase des entsprechenden Materials entweder gar nicht oder zumindest nicht bei Raumtemperatur zu beobachten sind, z.B. kubischflächenzentriertes Eisen (Fe/Cu(001)) [9]-[13] oder kubischflächenzentriertes Kobalt (Co/Cu(001)) [14, 15]).

Die im Vergleich zum jeweiligen Volumenmaterial veränderte kristalline Struktur des Filmes hat Auswirkungen auf seine magnetische Struktur. Zum einen werden die magnetisch leichten Achsen eine andere kristalline Orientierung haben, zum anderen ergeben die im allgemeinen nicht identischen Strukturen und Gitterkonstanten von Substrat und Film einen zusätzlichen, unter Umständen andere kristalline Richtungen begünstigen-

den Anisotropiebeitrag [16]. Als Folge des Wechselspiels dieser Beiträge mit denen der Ober-/Grenzflächen [4] und dem der Magnetostatik sind in Abhängigkeit von der Dicke des Films *Reorientierungen* der Magnetisierung möglich. Einige Systeme, in denen die Magnetisierung einmal ihre Orientierung ändert, sind Fe/Ag(001) [17], Fe/Cu(001) [18], Co/Au(111) [8], Co/Cu(117) bzw. Co/Cu(11 17) [19]. Zwei Reorientierungsübergänge weisen Ni/Cu(111) [20] und Ni/Cu(001) [21] auf.

Die Systeme, in denen eine zur Oberfläche senkrechte Komponente der Magnetisierung auftritt, sind von grundsätzlichem Interesse für die magneto-optische Datenspeicherung [22]. Bis dato war die Speicherdichte bei Verwendung granularer Systeme durch die nach unten begrenzte Korngröße limitiert. In dünnen Filmen ist wegen der auftretenden Dickenabhängigkeit einiger Materialkonstanten eine „Einstellung“ der die Speicherdichte bestimmenden Parameter Domänengröße [23] (\rightarrow Bitgröße) und Weite der zwischen den Domänen vorhandenen und das Rauschen bestimmenden Domänenwände [24] vorstellbar.

Die Entdeckung der Austauschkopplung zweier in der Filmebene magnetisierter Fe-Schichten über einen dazwischenliegenden Chromfilm [25] und der in Verbindung mit der Kopplung auftretende Effekt des Riesenmagnetowiderstands (GMR¹, [26]) oder des Tunnelmagnetowiderstands (TMR²) in diesem und anderen Systemen, bedeuteten einen weiteren Schub für die Entwicklung der magnetischen Speichertechnik. In Verbindung mit der inzwischen auch industriell möglichen Strukturierung dünner (Vielfach)Schichten auf Submikrometerlängenskala (Masken: 30 - 80 μm , Lithographie: 0.1 - 100 μm , [27]) ist eine Anwendung dieser Effekte zum Beispiel auf dem Gebiet der Nanoelektronik vorstellbar. Neben dem Einsatz auf dem Gebiet der Sensorik wird zur Zeit auch an der Verwendung in Leseköpfen für Massenspeichermedien, als MRAMs („Magnetic Random Access Memory“) oder Spin-(Feldeffekt-)Transistoren [28] gearbeitet. Die letztgenannten Bauelemente können dabei in Konkurrenz zu den etablierten und bisher auf Halbleiterbasis hergestellten DRAMs („Dynamic Random Access Memory“) und Transistoren treten. Einen Einblick in die Physik und die Vielfalt der möglichen Anwendungen gibt [29].

Für die industrielle Produktion der bisher noch im Entwicklungsstadium befindlichen Bauelemente ist die Reproduzierbarkeit und das Verständnis ihrer Eigenschaften Voraussetzung. Trotz der intensiven Bemühungen im Rahmen der industriellen Forschung bestehen auch heute noch grundlegende Fragestellungen. Beispielsweise beobachtet man

¹Kurzform für „Giant Magneto Resistance“.

²Kurzform für „Tunneling Magneto Resistance“. Dieser Effekt kann auftreten, wenn die Zwischenschicht nichtleitend ist.

an äquivalenten TMR-Elementen unterschiedliches Schaltverhalten [27], oder ein „Kriechen der Magnetisierung“ in den ferromagnetischen Schichten des Tunnelübergangs, d.h. einen Zerfall des ursprünglich eindomänen Zustands in Domänen [27]. Zur Beschreibung der zugrundeliegenden physikalischen Prozesse sind experimentelle wie theoretische Untersuchungen des Verhaltens ultradünner Filme und Viellagensysteme mit Mikrometerabmessungen erforderlich.

Die Mehrzahl der auf dem experimentellen Sektor erschienenen Veröffentlichungen präsentiert Untersuchungsergebnisse an Mikro- oder Nanostrukturen von einigen 10 nm Dicke [30]-[36]. Nur wenige Arbeiten beschäftigen sich mit den Eigenschaften dieser Teilchen bei einer Schichtdicke von wenigen atomaren Lagen [37]. Dabei ist gerade dieser Schichtdickenbereich für die Anwendung des TMR-Effekts in MRAMs von Interesse. Zum Teil kommen zudem Meßmethoden zum Einsatz, die zwar das „makroskopische“ Ummagnetisierungsverhalten erfassen, aber nicht die damit einhergehenden Veränderungen in der mikromagnetischen Struktur [38, 39, 40].

Die in dieser Arbeit benutzte Methode des Rasterelektronenmikroskops mit Spinpolarisationsanalyse der Sekundärelektronen erlaubt eine orts aufgelöste und zerstörungsfreie Bestimmung der Magnetisierungsorientierung. Als System für die Untersuchungen wurde kubischflächenzentriertes (kfz) Kobalt auf Kupfer-(001)-Substraten ausgewählt, da ausgedehnte Filme dieses Systems in der nahen Vergangenheit ausführlich charakterisiert worden sind. Untersuchungen am vizinalen Co/Cu(1115)-System sollen den Einfluß einer veränderten magnetischen Anisotropie aufzeigen.

Die Reduktion der beiden lateralen Dimensionen in den Mikrostrukturen wird dabei ebenso Auswirkungen auf die magnetische Struktur im Vergleich zu den ausgedehnten Filmen haben, wie deren reduzierte dritte Dimension zu den oben beschriebenen neuartigen Eigenschaften im Vergleich zu denen der entsprechenden Volumenmaterialien führt. Die Abgeschlossenheit des Systems „Mikrostruktur“ erlaubt überdies die Berechnung des mit bestimmten Domänenkonfigurationen verbundenen mikromagnetischen Energieinhalts. Derartige theoretische Betrachtungen können von entscheidender Bedeutung für die Interpretation der experimentellen Ergebnisse sein.

Da Co/Cu(001) im Bereich ultradünner Schichten weder Reorientierungsübergänge der Magnetisierung (s.o.) noch strukturelle Transformationen aufweist, bietet dieses System die Möglichkeit, die elementaren Veränderungen in der mikromagnetischen Struktur z.B. unter Feldeinwirkung in einem großen Dickenintervall untersuchen zu können.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 werden nach der Benennung der Beiträge zur Gesamtenergie eines mikromagnetischen Systems grundlegende Domänenmuster in ultradünnen Co/Cu(001)-Quadraten mit μm -Abmessungen hinsichtlich ihrer mikromagnetischen Energie analysiert und in Abhängigkeit von Kantenlänge und Schichtdicke klassifiziert.

Kapitel 3 zeigt zunächst den experimentellen Aufbau und erläutert die der Rasterelektronenmikroskopie mit Spinpolarisationsanalyse (SEMPA) zugrundeliegenden physikalischen Prozesse. Anschließend wird eine neu entwickelte elektronenoptische Transportlinse vorgestellt, die für ein parallel zu den Messungen aufgebautes zweites SEMPA konstruiert wurde. Dabei wird sowohl auf die dem Entwurf zugrundeliegenden Konzepte als auch auf die bei den Simulationen und praktischen Tests auftretenden Probleme eingegangen. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird die Herstellung der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen vorgestellt.

Kapitel 4 beschreibt kurz die strukturellen und ausführlich die magnetischen Eigenschaften ausgedehnter Co-Filme auf Cu(001)-Substraten. Unterschiede zu den vizinalen Co/Cu(11 n)-Systemen ($n > 1$) werden aufgezeigt.

In Kapitel 5 wird neben der Vorstellung der experimentellen Ergebnisse eine detaillierte Analyse der mikromagnetischen Struktur durchgeführt. Die Eigenschaften des ausgewachsenen Zustandes und das Magnetisierungsverhalten der Mikrostrukturen werden in Kapitel 6 diskutiert.

Abschließend werden in Kapitel 7 die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

2 Berechnung mikromagnetischer Strukturen in kleinen Teilchen

Die mikroskopische Ursache des Ordnungsphänomens Magnetismus ist die quantenmechanische Austauschwechselwirkung. Im einfachsten Fall, dem ferromagnetischen, führt sie zu einer parallelen Ausrichtung benachbarter magnetischer Momente [41]. Dabei spielt es keine Rolle, ob die das Moment tragenden Elektronen wie bei den 4f-Übergangselementen an den den Festkörper bildenden Atomen lokalisiert oder wie bei den 3d-Ferromagneten Fe, Co und Ni itinerant, d.h. frei beweglich, sind.

Berücksichtigt man allein die Austauschwechselwirkung der magnetischen Momente untereinander, sollte jeder ferromagnetische Körper homogen magnetisiert sein, d.h. der makroskopische Ordnungsparameter Magnetisierung (= Summe aller magnetischen Momente pro Volumeneinheit) wäre keine Funktion des Ortes. Diese Beschreibung reicht jedoch zur Erklärung der experimentell beobachteten Magnetisierungsverteilungen nicht aus. Zum Beispiel findet man einen Zerfall in Bereiche konstanter Magnetisierung mit unterschiedlicher Orientierung (sog. *magnetische Domänen*) und eine bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung entlang bestimmter kristallographischer Richtungen (*magnetische Anisotropie*). Grund hierfür sind Wechselwirkungen zum einen der Spins untereinander über das von ihnen selbst hervorgerufene Dipolfeld und zum anderen der Spins mit dem sie umgebenden Kristallgitter. Diese im Vergleich zur Austauschenergie kleinen Beiträge (10^{-6} bis 10^{-4} eV/Spin gegenüber 10^{-1} eV/Spin) zur freien Energie eines ferromagnetischen Systems sind wegen ihrer großen Reichweite von entscheidender Bedeutung für die sich ausbildende mikromagnetische Struktur [42].

Die Berücksichtigung dieser Korrekturen an der von der Austauschkopplung dominierten Gesamtenergie führt auf die z.B. in [43] beschriebenen mikromagnetischen Grundgleichungen. Durch ihre Lösung – Brown konnte zeigen, daß sie eindeutig ist [43] – ergibt sich die gesuchte Magnetisierungsverteilung. Im allgemeinen treten dabei jedoch erhebliche Schwierigkeiten auf, da es sich um ein System gekoppelter, nichtlinearer partieller Differentialgleichungen handelt. Die mögliche Existenz mehrerer lokaler Minima [44] oder aber eine ebenfalls nicht auszuschließende Instabilität des gefundenen Zustandes vergrößern den mathematischen Aufwand.

Eine analytische Lösung des Problems ist nur in wenigen Fällen möglich. Numerische Berechnungen werden wegen des Einflusses auf die Rechenzeit nur in hochsymmetrischen Geometrien oder aber in kleinen Teilchen durchgeführt (siehe z.B. [45]-[48]). Die benutzten Rand- oder Anfangsbedingungen beeinflussen die Lösung stark.

Ein anderer Zugang zu diesen Problemen kann über die Domänentheorie erfolgen. Bei ihr wird von vornherein eine Unterteilung des Volumens in magnetische Domänen zugelassen und dann die Anordnung von Domänen und Domänenwänden mit minimaler Gesamtenergie gesucht. Eine detaillierte Darstellung dieser Methode ist z.B. von Brown in [42] zu finden.

Im folgenden soll zur Illustration der umgekehrte Weg beschritten werden. Ausgewählte Domänenkonfigurationen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen werden hinsichtlich ihrer mikromagnetischen Energie untersucht, um sich einen Eindruck von den in den Messungen zu erwartenden mikromagnetischen Strukturen zu verschaffen. Mögliche Beiträge zur Gesamtenergie liefern, zum einen, die Domänenwände, da in ihnen Arbeit gegen Austauschkopplung und die bereits angesprochene Anisotropie verrichtet wird und, zum anderen, die aufgrund der endlichen Größe auftretenden magnetostatischen Streufelder³.

2.1 Magnetostatik

2.1.1 Einführung

Mit Hilfe der klassischen Elektrodynamik lassen sich grundlegende Eigenschaften von Ferromagneten betrachten. Die Beschreibung erfolgt dabei in der sogenannten Kontinuumsnäherung, d. h. betrachtet werden nur die makroskopischen Größen *magnetisches Feld* oder *Magnetisierung* und nicht ihre mikroskopische Ursache. Eine ausführliche Darstellung befindet sich z.B. in [44].

³Angemerkt sei hier, daß bei beiden Beiträgen die Behandlung der langreichweitigen Dipol–Dipol–Wechselwirkung Schwierigkeiten bereitet.

Basis der Theorie sind die Maxwell'schen Gleichungen⁴, die sich für magnetostatische Probleme ohne äußeres magnetisches Feld auf

$$\operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}) = 0 \quad (2)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{H}(\vec{r}) + 4\pi \vec{M}(\vec{r}) \quad (3)$$

reduzieren. $\vec{B}(\vec{r})$ ist die magnetische Induktion, $\vec{H}(\vec{r})$ die magnetische Feldstärke, $\vec{M}(\vec{r})$ die Magnetisierung und $\vec{r} = (x, y, z)$ die Ortsvariable. Die Gleichungen gelten sowohl im Magneten als auch außerhalb⁵. Die erste Gleichung stellt den Unterschied zur Elektrostatik heraus: es gibt keine freien magnetischen Ladungen. Die Feldlinien der magnetischen Induktion $\underline{B}(\vec{r}) = \text{const.}$ sind stets geschlossen.

Aus der nichtverschwindenden Divergenz der Magnetisierung in bestimmten Bereichen des Körpervolumens oder auf seiner Oberfläche, folgt dort unmittelbar die Existenz von magnetischen Polarisationsladungen⁶ der Dichte

$$\rho_{pol}(\vec{r}) = -\operatorname{div} \vec{M}(\vec{r}) \quad \text{bzw.} \quad \omega_{pol}(\vec{r}) = \vec{n}(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}) \quad (4)$$

Der erste Ausdruck stellt den Beitrag der Volumenladungen der Dichte $\rho_{pol}(\vec{r})$ (vgl. z.B. Kap. 2.2) dar, der zweite den der Oberflächenladungen der Dichte $\omega_{pol}(\vec{r})$. $\vec{n}(\vec{r})$ ist der Vektor der äußeren Normalen auf die Oberfläche. Die Ladungen auf den Begrenzungsflächen des Körpers führen zur Ausbildung eines magnetischen Feldes in seinem Inneren, das entgegengesetzt zur Magnetisierung orientiert ist⁷. Das Feld wird deshalb *entmagnetisierendes Feld* genannt. Die Berechnung dieses Feldes erfolgt über das *magnetostatische Potential* $\Psi_M(\vec{r})$, das sich für den Fall $\rho_{pol} \equiv 0$ aus der Ortsverteilung der Polarisationsladungen $\omega_{pol}(\vec{r})$ zu

$$\Psi_M(\vec{r}) = -4\pi \int \frac{\omega_{pol}(\vec{r}_0)}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} dx_0 dy_0 dz_0 \quad (5)$$

ergibt. Dieses Potential, das eine rein mathematische Hilfsgröße darstellt und keine physikalische Bedeutung besitzt, läßt sich aufgrund von Gleichung (3) einführen und erlaubt die Berechnung des resultierenden magnetischen Feldes durch

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\operatorname{grad} \Psi_M(\vec{r}) \quad (6)$$

⁴Die Gleichungen sind im Gauß'schen Einheitensystem angegeben.

⁵Dort ist natürlich $\vec{M}(\vec{r}) \equiv 0$.

⁶An dieser Stelle lassen sich Elektro- und Magnetostatik wieder analog beschreiben. Das elektrische Analogon zur Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ ist die dielektrische Polarisation $\vec{P}(\vec{r})$.

⁷Magnetische Feldlinien sind gemäß Konvention in die Richtung orientiert, in die sich ein hypothetischer positiver magnetischer Monopol bewegen würde.

Mit der Existenz von Magnetisierung und entmagnetisierendem Feld innerhalb des Körpers ist ein Energieinhalt verbunden, die *magnetostatische Selbstenergie*

$$E_{Mag} = -\frac{1}{2} \iiint_{Vol} \vec{H} \cdot \vec{M} \, dx dy dz \quad , \quad (7)$$

die wegen der Identität [42]

$$-\frac{1}{2} \iiint_{Vol} \vec{H} \cdot \vec{M} \, dx dy dz = \frac{1}{8\pi} \iiint_{ges \, Raum} \vec{H}^2 \, dx dy dz \quad (8)$$

stets positiv ist und dann minimal wird, wenn $\vec{H} \equiv 0$ ist. Da die Polarisationsladungen die Quellen für das magnetische Feld \vec{H} sind, sind vom magnetostatischen Standpunkt aus die magnetischen Strukturen, die keine Pole enthalten, energetisch bevorzugt. Dies ist das sog. *Polverhütungsprinzip* [43]. Bei Berücksichtigung anderer energetischer Beiträge zur Energiebilanz eines magnetischen Systems stellt es jedoch keine Gesetzmäßigkeit mehr dar!

Die praktische Lösung oben beschriebener Gleichungen gestaltet sich im allgemeinen sehr schwierig, da sowohl die Form des Körpers, die in die Integrationen eingeht, als auch das Vektorfeld der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ sehr kompliziert sein können. Selbst im eindomänen Zustand ist ein endlicher Körper beliebiger Form nur näherungsweise homogen magnetisiert [49]. Allein in Rotationsellipsoiden ist die Magnetisierung absolut homogen [50].

Hat man dagegen einen unendlich ausgedehnten Körper, z.B. eine dicke Platte, die senkrecht zu ihren Oberflächen magnetisiert ist, fällt die Lösung sehr einfach. Nun gibt es keine Randeffekte und die Magnetisierung kann als homogen angenommen werden. Als Folge sind auch die Polarisationsladungen homogen auf die Oberflächen verteilt. Mit M_s als der *Sättigungsmagnetisierung* des betreffenden Materials findet man, wenn die z-Achse senkrecht zur Oberfläche der Platte steht [44],

$$\vec{M}(\vec{r}) = M_s \vec{e}_z \quad (9)$$

für die Magnetisierung und

$$\vec{H}(\vec{r}) = -4\pi M_s \vec{e}_z \quad (10)$$

für das magnetische Feld in der Platte. Die Berechnung der magnetostatischen Selbstenergiedichte liefert nach Glg. (7):

$$\epsilon_{Mag} = \frac{E_{Mag}}{Vol} = 2\pi M_s^2 \quad (11)$$

Genauso einfach stellt sich der Fall dar, wenn die Platte parallel zu ihren Oberflächen magnetisiert ist. Dann existieren aufgrund ihrer unendlichen Ausdehnung keine Oberflächenladungen und somit auch kein entmagnetisierendes Feld. Ihre magnetostatische Selbstenergie ist identisch Null.

Die Energiedifferenz dieser beiden idealisierten Zustände wird in Anisotropiebeobachtungen, z.B. auf dem Gebiet der ultradünnen Filme (vgl. Kap. 2.1.3), als *Formanisotropieenergie* bezeichnet. Sie beschreibt die Tendenz der Magnetisierung sich parallel zu Oberflächen auszurichten.

Für die Geometrie einer senkrecht magnetisierten, unendlichen Platte großer Dicke läßt sich mit obigen Gleichungen und der Annahme einer homogenen Magnetisierung in den Domänen relativ problemlos auch die Energie von z.B. einer Streifendomänenanordnung berechnen [59], da die magnetostatische Wechselwirkung der beiden geladenen Oberflächen bei großer Dicke vernachlässigt werden kann.

2.1.2 Das Modell von Rhodes & Rowlands

Fordert man jedoch zum einen eine endliche Dicke der Platte und zum anderen noch endliche laterale Abmessungen, läuft das auf die Berechnung der magnetostatischen Selbstenergie von in Domänen unterteilten magnetischen Quadern hinaus. Im allgemeinsten Fall ist dies sehr schwierig, aber bereits 1954 konnten Rhodes und Rowlands (R&R) [51] eben dieses Problem unter Vorgabe einiger Einschränkungen auf eine rein geometrische Analyse zurückführen. Wegen der Vielseitigkeit der dort gezeigten Ansätze und aufgrund der Tatsache, daß später einige bedeutende Arbeiten veröffentlicht wurden [23, 52, 53], in denen Spezial- oder Grenzfälle der in dieser Arbeit präsentierten, exakten Ableitung enthalten sind, soll dieses Modell hier erläutert werden.

Die allgemeinste, in dem Modell behandelte Geometrie ist in Abb. 1 dargestellt. Ein Quader mit den Seitenlängen a, b, c ist in N Domänen der Breiten b_1, b_2, \dots, b_N unterteilt, in denen die Magnetisierung M_s alternierend parallel und antiparallel zur positiven z -Achse gerichtet ist. Die kürzeste Entfernung zwischen zwei Domänen mit den Indizes i und j wird als d_{ij} bezeichnet, so daß in Abb. 1 z.B. $d_{12} = 0$ und $d_{13} = b_2$ ist.

Ausgehend von den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Definitionsgleichungen für das magnetostatische Potential und die Oberflächenpolarisationsladungsdichte und unter Berücksichtigung, daß

1. die Magnetisierung in den Domänen konstant ist, was eine konstante und durch die Sättigungsmagnetisierung gegebene Oberflächenladungsdichte zur Folge hat,

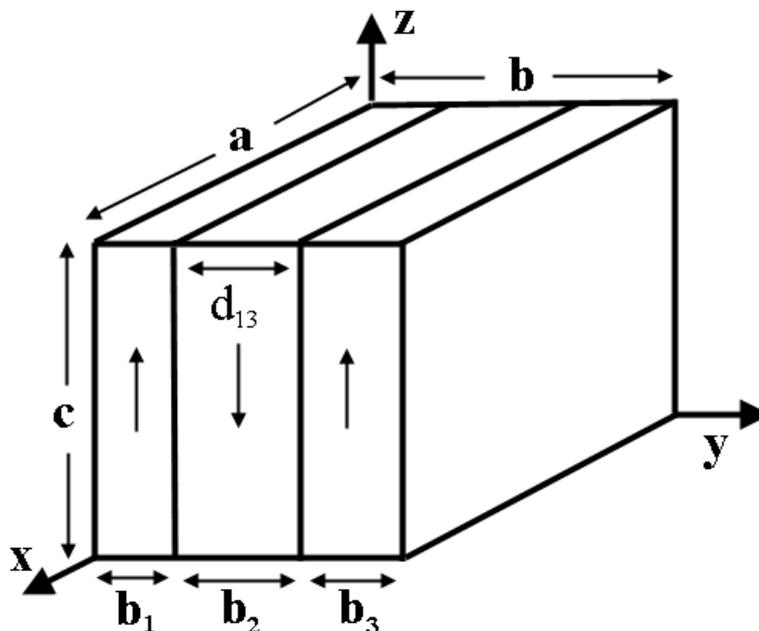


Abbildung 1: In Domänen mit alternierender Magnetisierungsrichtung unterteilter Quader mit den Kantenlängen (a,b,c). Die Pfeile auf der Vorderseite deuten die Magnetisierungsrichtung in den einzelnen Domänen an, die „+“- und „-“-Zeichen das Vorzeichen der an den Grenzflächen resultierenden Oberflächenladungen.

und

2. die zwischen den Domänen vorhandenen Domänenwände vernachlässigbar dünn sind und keinen energetischen Beitrag liefern,

ergibt sich die Wechselwirkungsenergie zweier geladener Flächen, die in parallelen Ebenen die Strecke c voneinander entfernt liegen (siehe Abb. 1), zu

$$E_{ww} = \sigma_2 \iint V(x_2, y_2, c) dx_2 dy_2 . \quad (12)$$

Hier ist

$$V(x_2, y_2, c) = \sigma_1 \iint [(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + c^2]^{-\frac{1}{2}} dx_1 dy_1 . \quad (13)$$

Die Integration in Gleichung (12) erstreckt sich über die Fläche mit der Ladungsdichte σ_2 , die in Glg. (13) über die mit der Ladungsdichte σ_1 . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit können die Integrationen bezüglich (x_1, y_1) über $0 \leq x_1 \leq a$, $0 \leq y_1 \leq b_1$ erfolgen (vgl. Abb. 1), und diejenigen bezüglich (x_2, y_2) über $X_2 \leq x_2 \leq X'_2$, $Y_2 \leq y_2 \leq Y'_2$. Folgende Fallunterscheidung für verschiedene mögliche Geometrien und die sich daraus ergebenden Integrationsgrenzen ist nötig:

- I.) $X_2 = 0, X'_2 = a, Y_2 = 0, Y'_2 = b_1$; die Rechtecke haben gleiche Abmessungen und liegen sich unmittelbar gegenüber.

- II.) $X_2 = 0, X'_2 = a, Y_2 \geq b_1$; die Rechtecke mit den Abmessungen (a, b_1) und (a, b_2) sind in y-Richtung gegeneinander verschoben und überlappen sich nicht.
- III.) $X_2 \geq a, Y_2 \geq b_1$; die Rechtecke aus b.) sind in x- und y-Richtung gegeneinander verschoben und überlappen sich nicht.

Im Fall I.) ergibt sich nach Entwicklung der obigen Intergrale und Einführung der reduzierten Größen $p = b/a$ und $q = c/a$

$$E_{ww} = 2a^3 \sigma_1 \sigma_2 \cdot F(p, q) . \quad (14)$$

Die Funktion $F(p, q)$,

$$\begin{aligned} F(p, q) = & (p^2 - q^2) \operatorname{arsinh}\left(\frac{1}{\sqrt{p^2 + q^2}}\right) + p(1 - q^2) \operatorname{arsinh}\left(\frac{p}{\sqrt{1 + q^2}}\right) \\ & + pq^2 \operatorname{arsinh}\left(\frac{p}{q}\right) + q^2 \operatorname{arsinh}\left(\frac{1}{q}\right) + 2pq \arctan\left(\frac{q\sqrt{1 + p^2 + q^2}}{p}\right) \\ & - \pi pq - \frac{1}{3}(1 + p^2 - 2q^2)\sqrt{1 + p^2 + q^2} + \frac{1}{3}(1 - 2q^2)\sqrt{1 + q^2} \\ & + \frac{1}{3}(p^2 - 2q^2)\sqrt{p^2 + q^2} + \frac{2}{3}q^3 . \end{aligned} \quad (15)$$

stellt die auf $2a^3$ normierte, exakte Lösung des geometrischen Problems I.) dar und erlaubt überdies auch die Berechnung der mit jeder geladenen Fläche verbundene Selbstenergie

$$E_s = a^3 \sigma_{1(2)}^2 \cdot F(p, 0) . \quad (16)$$

Die Energie der Wechselwirkung der allgemeineren geometrischen Anordnung zweier gleich orientierter geladener Streifen (Länge a , Weiten b_i und b_j , s. Abb. 1), die parallel ausgerichtet sind und in y-Richtung d_{ij} bzw. in z-Richtung c voneinander entfernt liegen, läßt sich berechnen zu

$$E_{ww} = a^3 \sigma_1 \sigma_2 \cdot [F(p_i + p_j + r, q) + F(r, q) - F(p_i + r, q) - F(p_j + r, q)] . \quad (17)$$

Hier ist $p_i = b_i/a$, $p_j = b_j/a$ und $r = d_{ij}/a$.

Durch geeignete Kombination der Gleichungen (14), (16) und (17) lassen sich alle aus Abb. 1 hervorgehenden Geometrien ausdrücken. Die Bestimmung ihrer magnetostatischen Selbstenergien läuft also auf die Berechnung der Funktion $F(p, q)$ für die entsprechenden p, q heraus.

Als einfaches Beispiel sei an dieser Stelle die magnetostatische Selbstenergie eines homogen, parallel zu einer seiner Kanten magnetisierten Würfels ($\sigma_1 = -\sigma_2 = M_s$) mit den Kantenlängen $a = b = c$ angeführt, die sich zu

$$\begin{aligned} E_{Mag} &= 2E_s + E_{ww} \\ &= 2a^3 M_s^2 F(1, 0) - 2a^3 M_s^2 F(1, 1) \\ &= \frac{2}{3} \pi a^3 M_s^2 \end{aligned} \tag{18}$$

ergibt. Überraschenderweise stimmt die nach Division durch a^3 resultierende Energiedichte mit der einer homogen magnetisierten Kugel überein [54]. Es läßt sich sogar zeigen, daß diese Energiedichte genau wie bei der Kugel *unabhängig* von der Richtung der Magnetisierung ist [51]!

Weitere in der R&R-Arbeit angeführte Beispiele sind:

- ein kubischer, ferromagnetischer Einschluß mit der Sättigungsmagnetisierung M_{s1} in einem ferromagnetischen Medium (M_{s2}); hier muß in Gleichung (18) lediglich M_s durch die Differenz der beiden Sättigungsmagnetisierungen ersetzt werden,
- die Berechnung *effektiver Entmagnetisierungsfaktoren* D_{eff} ⁸ für bestimmte Quader aus $\epsilon = (1/2)D_{eff}4\pi M_s^2$ (für andere Geometrien sind sie schon früher bestimmt worden [50, 55, 56]),
- ein in zwei antiparallel magnetisierte Domänen unterteilter Quader rechteckigen Querschnitts mit verschiebbarer Domänenwand,
- ein in N antiparallel magnetisierte Domänen unterteilter Quader (der Grenzfall einer halbbunendlichen Dicke und unendlichen lateralen Ausdehnung liefert das am Ende der Einführung bereits erwähnte Ergebnis von Kittel für die Streifen-domänenanordnung [59]) und
- Näherungsformeln für verschiedene Spezial- oder Grenzfälle obiger Geometrien.

2.1.3 Ultradünne Filme

Da in der Arbeit von Rhodes und Rowlands der allgemeinste Ansatz für die Berechnung der magnetostatischen Selbstenergie gewählt wurde und keinerlei Einschränkungen

⁸Es handelt sich nicht um einen wirklichen Entmagnetisierungsfaktor, da für das entmagnetisierende Feld H_{ent} nicht gilt: $H_{ent} = -D_{eff} M_s$.

der daraus hervorgehenden Lösung bestehen, lassen sich die Lösungsformeln auf quaderförmige Teilchen mit beliebigen Kantenlängenverhältnissen anwenden. Der einfachste Fall mit $a = b = c$ für den Würfel wurde eben schon angesprochen. Läßt man von dieser Geometrie ausgehend $a, b \rightarrow \infty, c \rightarrow 0$ streben, erhält man den senkrecht magnetisierten ultradünnen Film. Macht man den Grenzübergang $a, c \rightarrow \infty, b \rightarrow 0$, ergibt sich der in der Ebene magnetisierte ultradünne Film. Für die magnetostatischen Energiedichten beider Konfigurationen ergibt sich

$$\epsilon_{\perp} = 2\pi M_s^2 \quad (19)$$

$$\epsilon_{\parallel} \equiv 0. \quad (20)$$

Die Differenz ergibt als Formanisotropieenergie $2\pi M_s^2$ und stimmt mit der in der Einführung auf klassischen Wege berechneten aus Glg. (11) überein. Reduziert man die lateralen Abmessungen der Filme in den μm -Bereich (quadratische Mikrostrukturen!) hinein, so ergibt sich beispielsweise bei einer Dicke von $1nm$ und einer Filmfläche von $15 \cdot 15 \mu m^2$ für die magnetostatische Energiedichte beider Filme

$$\begin{aligned} \epsilon_{\perp} &\approx 0.9996 \cdot 2\pi M_s^2 \\ &\approx \frac{1}{2} (1 - 4 \cdot 10^{-4}) 4\pi \cdot M_s^2 \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel} &\approx 2.2 \cdot 10^{-4} \cdot 2\pi M_s^2 \\ &\approx \frac{1}{2} (2.2 \cdot 10^{-4}) 4\pi \cdot M_s^2. \end{aligned} \quad (22)$$

Während die Energiedichte im senkrecht magnetisierten Fall abnimmt, nimmt sie im parallelen Fall zunimmt. Anschaulich muß dies so sein, da man bei weiterer Reduktion der lateralen Abmessungen beim homogen magnetisierten Würfel landet (s.o.). Dort müssen aus Symmetriegründen beide Beträge gleich sein.

Aus dem Klammerausdruck in Glg. (21) läßt sich der effektive Entmagnetisierungsfaktor $D_{\perp}(1nm) \approx 0.9996$ für das ultradünne Quadrat entnehmen. Er ist nur unwesentlich kleiner als der des unendlichen Films ($D_{\perp, \infty}(1nm) = 1$, vgl. Glg.(19)). Mit zunehmender Schichtdicke nimmt D_{\perp} stetig ab und beträgt z.B. $D_{\perp}(5nm) \approx 0.9981$.

Heinrich und Mitarbeiter haben für senkrecht magnetisierte, ultradünne Filme deutlich kleinere Entmagnetisierungsfaktoren berechnet, die zudem mit steigender Schichtdicke zunehmen [57]. Ursache ist die im Bereich ultradünner Filme nicht zu vernachlässigende, diskrete Struktur. Sie geben außerdem unterschiedliche Entmagnetisierungsfaktoren für verschiedene kristalline Strukturen an [57, 140].

In numerischen Berechnungen von Pardavi-Horvath [58] wird der Entmagnetisierungsfaktor als lokale, tensorielle Größe betrachtet⁹. Im Zentrum der Oberfläche eines

⁹Die allgemeine mathematische Form des Entmagnetisierungsfaktors ist die eines Tensors zweiter Stufe, da er die Beziehung zwischen zwei Vektoren, der Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ und dem Entmagnetisie-

senkrecht magnetisierten Quadrats mit $40 \mu\text{m}$ Kantenlänge und einer Dicke von $3\mu\text{m}$ soll er $D_{zent} \approx 0.85$ betragen. Zum Rand hin nimmt der Entmagnetisierungsfaktor ab und beträgt dort nur noch $D_{rand} \approx 0.6$. Die Berechnung der magnetostatischen Selbstenergie des Quadrats nach dem R&R-Modell ergibt in guter Übereinstimmung mit $D_{zent} D_{RR} \approx 0.84$.

Magnetostatisch gesehen stellt der bisher betrachtete eindomänige Zustand natürlich einen Sonderfall dar. Berechnungen der magnetostatischen Selbstenergie einer senkrecht magnetisierten unendlichen Platte mit großer Dicke [59] oder aber von symmetrischen kleinen Teilchen [59, 60, 61] zeigen, daß das System seine magnetostatische Selbstenergie durch den Zerfall in Domänen mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung merklich herabsetzen kann. Für senkrecht magnetisierte, ultradünne Filme sind die entsprechenden Rechnungen wegen der zusätzlich zu berücksichtigenden Wechselwirkung der beiden Oberflächen miteinander später durchgeführt worden [23, 53]. Was die Magnetostatik betrifft, sind die dort betrachteten Geometrien jedoch bereits als Grenzfall in der R&R-Arbeit enthalten. Da die analytische Handhabung bei endlicher Größe auf Schwierigkeiten stößt, wurden in den eben zitierten Arbeiten ausschließlich senkrecht magnetisierte, unendliche Filme untersucht, da dann Randeffekte vernachlässigt werden können.

Für in der Ebene magnetisierte, unendliche Filme stellt sich das Problem der Berechnung möglicher Domänenstrukturen nicht, da der eindomänige Zustand der energetisch absolut niedrigste ist (s.o.). In realen, fast-unendlichen Filmen kommt es jedoch aufgrund magnetostatischer Wechselwirkung an den Rändern zur Domänenbildung. Diese Domänen sind räumlich begrenzt und erfassen nicht den ganzen Film. Reduziert man die lateralen Abmessungen des Films, so steigt, wie oben gezeigt, die magnetostatische Energie des eindomänigen Systems an. Deshalb ist es möglich, daß unterhalb einer bestimmten lateralen Ausdehnung der gesamte Film von eben dieser magnetostatischen Wechselwirkung erfasst wird und es zur Ausbildung einer Domänenstruktur kommt¹⁰. Aus diesem Grund soll nun der Einfluß einfacher Domänenkonfigurationen in ultradünnen Quadraten mit Mikrometerabmessungen auf deren magnetostatische Selbstenergie berechnet werden.

Mit dem Model von Rhodes und Rowlands ist es möglich, den quaderförmigen Körper in beliebig viele entgegengesetzt magnetisierte Domänen zu unterteilen. Zur Illustration

rungsfeld $\vec{H}_{ent}(\vec{r})$, darstellt.

¹⁰Reduziert man die Abmessungen weiter, gelangt man unterhalb einer zweiten, von den Materialparametern abhängigen Grenze zum Eindomänenteilchen [62].

der magnetostatischen Energieunterschiede durch Domänenbildung sei an dieser Stelle das einfache Beispiel eines aus zwei Domänen bestehenden, 1nm dicken Quadrats mit $15\mu\text{m}$ Kantenlänge betrachtet (s. Abb. 2, Einsatz).

Die zu berechnende Energie besteht in diesem Fall aus zehn Beiträgen: 4 Selbstenergien für die geladenen Flächen, 2 Wechselwirkungsenergien für die in einer Ebene liegenden Flächen und wiederum vier für die Wechselwirkung zwischen Flächen in parallelen Ebenen. Unter Berücksichtigung von $p_1 + p_2 = p$ läßt sich die Energie als Funktion der Lage der Wand bestimmen (s. Abb. 2).

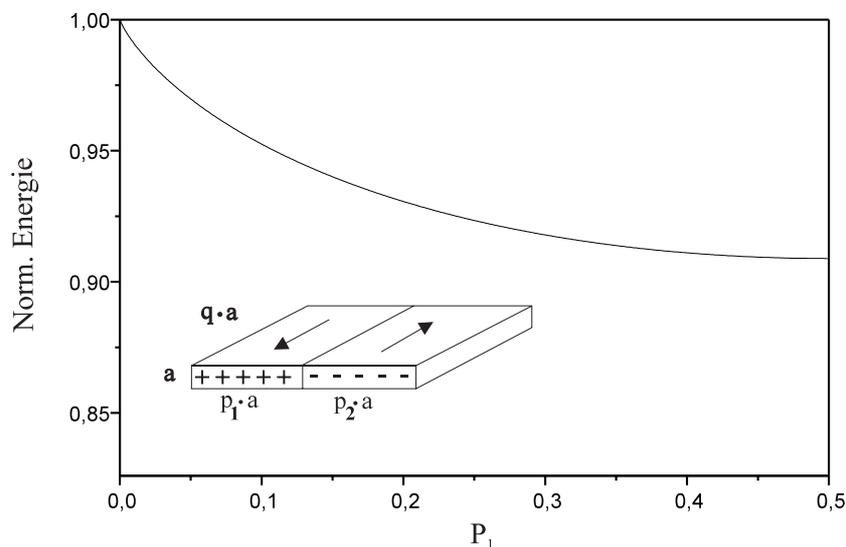


Abbildung 2: Abhängigkeit der magnetostatische Energie eines aus zwei Domänen mit antiparalleler Magnetisierung bestehenden, ultradünnen Quadrats von der Position der 180° -Wand: Die Geometrie ist als Einsatz in dem Diagramm angegeben. Die Energie ist auf die magnetostatische Selbstenergie des eindomänigen Zustandes normiert.

Es zeigt sich, daß die magnetostatische Energie dieser Anordnung schnell mit zunehmendem Abstand der Wand von der linken Kante ($p_1 = 0$) abnimmt, oberhalb von $p_1 = 0,4$ kaum noch variiert und bei $p_1 = 0,5$ sein Minimum erreicht. Für $p_1 > 0,5$ ergibt sich aus Symmetriegründen dieselbe Abhängigkeit. Für $p_1 = 0$ verschwindet die Wand und die Energie ist gleich der im eindomänigen Fall. Die größtmögliche Energieersparnis von ca. 10% ergibt sich, wenn die Wand im Zentrum der Struktur liegt.

Unterteilt man das Quadrat beispielsweise in 3 antiparallel magnetisierte, gleichgroße Domänen, spart man knapp 14% an magnetostatischer Energie ein. Bei vier Domänen sind es ca. 18%, bei fünf schon 20%. Diese Rechnungen ließen sich nach dem RR-Model beliebig fortsetzen. Physikalisch dagegen ist das wenig sinnvoll, denn die zwischen den antiparallel magnetisierten Domänen vorhandenen 180° -Wände, in denen die

Magnetisierung kontinuierlich von der Ausrichtung in der einen Domäne in die der anderen dreht, haben selbst eine endliche Weite (s. Kap. 4) und lassen sich nicht beliebig dicht anordnen.

Angemerkt sei hier, daß bei dieser einfachen Konfiguration aus zwei antiparallelen Domänen die Anzahl der Oberflächenladungen im Vergleich zum eindomänigen Zustand unverändert ist. Die Verringerung der magnetischen Polarisationsladungen ist also keine notwendige Voraussetzung zur Verminderung der magnetostatischen Energie!

Neben dem bisher ausführlich betrachteten eindomänigen Zustand, in dem die Mikrostruktur ein Maximum an magnetostatischer Selbstenergie besitzt, existiert auch der andere Extremzustand, bei dem die magnetostatische Energie verschwindet. Dieser, schon früh bekannte Multidomänenzustand ist nach seinen Entdeckern benannt und heißt *Landau-Lifshitz-Struktur* [63].

Damit ein magnetischer Körper keine magnetostatische Selbstenergie besitzt, dürfen auf seinen Oberflächen keine magnetischen Polarisationsladungen existieren. Sonst existiert ein entmagnetisierendes Feld und das Integral in Gleichung (7) ist endlich. Entweder verschwindet also auf allen Oberflächenabschnitten die Normalkomponente der Magnetisierung, d. h. die Magnetisierung liegt überall parallel zur Oberfläche, oder einige der Oberflächen existieren nicht. Letzteres ist beim in der Ebene magnetisierten unendlichen Film der Fall (vgl. Kap. 2.1.1). Für ein in der Ebene magnetisiertes, ultradünnes Quadrat hat die Landau-Lifshitz-Struktur das in Abb. 3 dargestellte Aussehen.

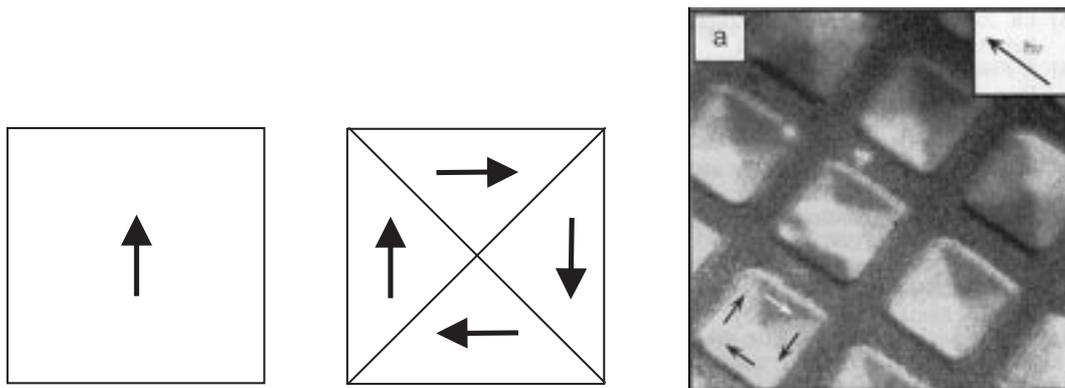


Abbildung 3: Schematische Darstellung von eindomänigem Zustand (links) und Landau-Lifshitz-Struktur (mitte) in einem Quadrat und experimentell beobachtete Domänenstruktur in $20 \cdot 20 \mu\text{m}^2$ großen Permalloy-Ni₈₁Fe₁₉-Quadraten

Das Quadrat besteht aus vier gleich großen, dreieckigen Domänen, deren Basen die vier Kanten des Quadrats bilden. Zwischen den Dreiecken befinden sich vier 90° -

Wandabschnitte, in denen sich die Magnetisierung im Gegensatz zum eben behandelten Fall lediglich um 90° dreht. In den Domänen liegt die Magnetisierung parallel zur Basis eines jeden Dreiecks und bildet innerhalb des Quadrats einen „viereckigen Ring“. Die Magnetisierung hat also nirgends eine Normalkomponente zu einer der Kanten. Im Zentrum des Quadrats laufen die vier Dreiecke zusammen und es entsteht ein Wirbel. PEEM¹¹-Experimente an Permalloy-Quadraten (s. Abb. 3, rechts) zeigen, daß diese zunächst rein auf theoretischen Überlegungen beruhenden, hochsymmetrischen Domänenstrukturen auch in realen Systemen existieren [64]. Allerdings hat Permalloy eine im Vergleich zum kfz-Kobalt auf Cu(001) geringe Anisotropie (10^3 erg/cm³ gegenüber 10^6 erg/cm³, vgl. Kap. 4), was genauso wie die in den Experimenten verwendete, vergleichsweise große Dicke des Permalloys von einigen 10 nm zu einer allein durch die Minimierung der magnetostatischen Selbstenergie bestimmten Domänenstruktur führt (vgl. Kap. 2.1.1).

Die bisher völlig vernachlässigten, zwischen den Domänen vorhandenen Wände, in denen die Magnetisierung von der Richtung in der einen Domäne in die der anderen dreht, haben aber nicht nur wie oben schon angedeutet eine bestimmte räumliche Ausdehnung, sondern tragen auch zur Energiebilanz des Systems bei. In der Wand sind die die Magnetisierung erzeugenden magnetischen Momente nämlich weder parallel zueinander ausgerichtet, was Arbeit gegen die Austauschwechselwirkung bedeutet, noch sind sie entlang der magnetisch leichten Achsen des Systems orientiert, was einem Anisotropieenergiebeitrag ergibt. Bei endlichen Körpern kommt noch ein magnetostatischer Anteil hinzu. Damit ein Multidomänenzustand gegenüber dem eindomänen energetisch bevorzugt ist, darf der Gewinn an magnetostatischer Energie nicht von der aufzubringenden Domänenwandenergie überkompensiert werden.

2.2 Domänenwände in ultradünnen Filmen

Die Vorhersage der inhomogenen Magnetisierungsverteilung zwischen den Domänen, in den Domänenwänden, sowie deren Weite und Energieinhalt beschäftigt die Theoretiker bereits seit Jahrzehnten ([65]–[85]). Im unendlichen Volumen ergibt sich als energetisch günstigste Verteilung zwischen zwei antiparallel magnetisierten Domänen die von Landau und Lifshitz [86] gefundene Struktur. Sie stellt die divergenzfreie Lösung des Problems dar.

¹¹Kurzform für „Photo Electron Emission Microscope“ („Photoelektronenemissionsmikroskop“, siehe z.B. [64])

In jedem endlichen Körper aber führt eine derartige Wand – sie wird als Bloch-Wand bezeichnet – an den Oberflächen zu einer nicht verschwindenden Normalkomponente der Magnetisierung (s. Abb. 4, links) und damit zu Oberflächenladungen (vgl. Kap. 2.1.1). Diese müssen berücksichtigt werden. Bereits 1955 wies Néel [6] darauf hin, daß der resultierende magnetostatische Energiebeitrag in dünnen Filmen dominiert und zu einer anderen Wandstruktur führen kann. In der *Néel-Wand* liegt die Magnetisierung auch innerhalb der Wand in der Filmebene (s. Abb. 4, rechts). Anstatt der Oberflächenladung tritt hier wegen der nicht-verschwindenden Volumen-Divergenz eine Volumenladung auf (vgl. die allg. Betrachtungen zur Magnetostatik).

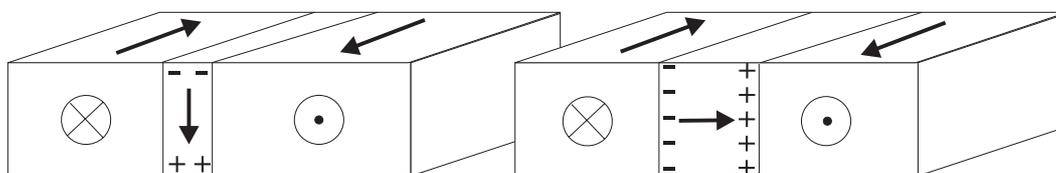


Abbildung 4: Querschnitt durch zwei aneinandergrenzende Domänen mit in der Ebene liegender, antiparallel orientierter Magnetisierung (durch die Pfeile angedeutet): Zwischen den Domänen ist die Drehung der Magnetisierung in einer Bloch-artigen Wand (links) und einer Néel-Wand (rechts) mit den daraus resultierenden Oberflächen- bzw. Volumenpolarisationsladungen angedeutet.

Experimentell hat sich tatsächlich gezeigt, daß unterhalb einer bestimmten Schichtdicke¹² ein kontinuierlicher Übergang von der Bloch- zur Néel-Wand einsetzt. Modelle zur Beschreibung der gemischten Wände in diesem Schichtdickenbereich schlugen bisher fehl [70, 87]. Zusätzlich existiert dort noch ein dritter Wandtyp, die *cross-tie-wall* [72], [88]–[94]. Im Bereich ultradünner Filme werden bei in der Ebene magnetisierten Systemen ausschließlich Wände des Néel-Typs beobachtet¹³.

Die Struktur dieser Wände ist in einer Vielzahl von Arbeiten theoretisch untersucht worden [74, 75], [78]–[82]. Obwohl die Magnetisierungsverteilung oft nur als von einer Ortskoordinate abhängig angenommen wird, gestaltet sich die Beschreibung der Wandstruktur auch aufgrund experimenteller Ergebnisse [95] äußerst schwierig. Grund ist der oben bereits erwähnte magnetostatische Energieanteil, dessen Vernachlässigung nur im Grenzfall der verschwindenden Schichtdicke erlaubt ist. Wandweiten und -energiedichten sind dann ausschließlich durch Austausch- und Anisotropiebeiträge bestimmt. Im Fall

¹²Je nach Material sind die Energien von Bloch- und Néel-Wand bei einer Dicke von einigen 100 Å gleich.

¹³Ist der Film senkrecht magnetisiert, erzeugen die Domänen selbst Polarisationsladungen auf der Oberfläche und der Beitrag der dort existierenden Blochwände kann vernachlässigt werden.

der vierzähligen magnetischen Anisotropie, wie sie im Co/Cu(001)-System vorliegt, ist die mögliche Existenz von 90° -Wänden zu berücksichtigen. Je nach Drehwinkel ergibt sich für die Energiedichte (Energie/Wandfläche) der Wände [67, 68, 96]

$$\gamma_{180^\circ} = 2\sqrt{A \cdot |K|} \quad (23)$$

bzw.

$$\gamma_{90^\circ} = \sqrt{A \cdot |K|} \quad (24)$$

mit A als Austauschkonstante für kfz-Kobalt ($A = 1.3 \cdot 10^{-6}$ erg/cm [97]) und $|K|$ als Betrag der Anisotropiekonstante (s. Kap. 4). Typische Werte für diesen Anteil der Wandenergiedichten sind einige erg/cm².

Die für endliche Schichtdicken notwendige Berücksichtigung der Volumenladung geschieht entweder durch bestimmte Näherungsformeln der magnetostatischen Energie (z.B. [72]) oder aber es werden analytisch lösbare Ausdrücke verwendet, die für eine unendliche Schichtdicke in die Landau-Lifshitz-Lösung übergehen (z.B. [70]). Allgemein läßt sich der zu Gleichung (23) bzw. (24) zu addierende magnetostatische Anteil an der Wandenergiedichte im Bereich dünner Schichten ausdrücken durch [96]

$$\epsilon_{ms} = 2\pi D M_{s,eff}^2. \quad (25)$$

D ist die Schichtdicke und $M_{s,eff}$ eine aufgrund der Magnetisierungsverteilung in der Wand wirksame Sättigungsmagnetisierung, für die nach [72] gilt

$$M_{s,eff} = \frac{M_s}{\sqrt{2}} [1 - \cos(\Phi/2)] \quad (26)$$

mit Φ als Gesamtdrehwinkel der Magnetisierung in der Wand. Für beliebige Schichtdicken ist somit $M_{s,eff,90^\circ} < M_{s,eff,180^\circ}$ und die 90° -Wand ist energetisch bevorzugt.

Wertet man die Gleichungen (23)–(26) für kfz-Kobalt aus (Sättigungsmagnetisierung $M_s = 1414$ emu/cm³ [98, 102], Anisotropie $|K| = (2.3 - 0.068/D) \cdot 10^6$ erg/cm³ [99]), so folgt im Fall der 90° -Wand, daß der magnetostatische Energieanteil im Schichtdickenbereich von wenigen atomaren Lagen nur einen Beitrag von einigen Prozent zur Gesamtenergie der Wand liefert. Dieser geringe Anteil ist u. a. die Ursache dafür, daß sich die Néel-Wände in ultradünnen Filmen nicht nach dem Polverhütungsprinzip anordnen und somit beliebige kristallographische Orientierungen ihrer Wandnormalen beobachtet werden [95, 100].

2.3 Mikromagnetische Energie einfacher Domänenkonfigurationen

Nach Berücksichtigung der energetischen Beiträge der Domänenwände zur mikromagnetischen Energie, können einige, zum Teil bereits oben betrachtete, Domänenkonfigurationen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen quantitativ hinsichtlich ihrer Gesamtenergie analysiert werden (s. Abb. 5).

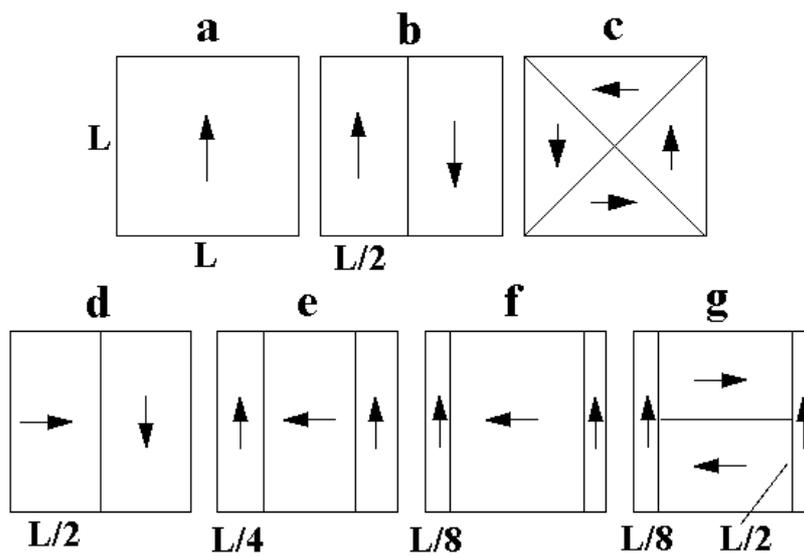


Abbildung 5: Verschiedene einfache Domänenstrukturen in den Co/Cu(001)-Quadraten: (a) eindomäniger Zustand, (b) ein aus zwei antiparallel magnetisierten Domänen bestehendes Quadrat, (c) Landau-Lifshitz-Struktur, (d) Zwei-Domänenzustand unter Einbau einer 90°-Wand, (e) Drei-Domänenzustand unter Einbau zweier 90°-Wände, (f) Drei-Domänenzustand mit breiterer Zentraldomäne als in (e) und (g) Vier-Domänenzustand mit antiparallelen Domänen im Zentrum.

In einem eindomänigen Quadrat (s. Abb. 5a) existieren keine Domänenwände und seine Energie ist ausschließlich magnetostatischer Natur. Sie ergibt sich als Funktion von Schichtdicke D und Kantenlänge l zu

$$E_a = 2D^3 M_s^2 \left[F\left(\frac{l}{D}, 0\right) - F\left(\frac{l}{D}, \frac{l}{D}\right) \right] \quad (27)$$

Für das aus zwei antiparallel magnetisierten Domänen bestehende Quadrat (s. Abb. 5b) sind ein reduzierter magnetostatischer Beitrag (vgl. Abb. 2) und die Domänenwandenergie einer 180°-Wand aufzusummieren:

$$E_b = 2D^3 M_s^2 \left[F\left(\frac{l}{D}, \frac{l}{D}\right) - F\left(\frac{l}{D}, 0\right) + 4F\left(\frac{l}{2D}, 0\right) - 4F\left(\frac{l}{2D}, \frac{l}{D}\right) \right] \\ + lD \left(2\sqrt{A \cdot |K|} + \pi D M_s^2 \right). \quad (28)$$

Die Wechselwirkungsenergie zwischen der Volumenladung der Domänenwand und den Oberflächenladungen kann aus Symmetriegründen vernachlässigt werden. Für die streufeldfreie Landau-Lifshitz-Konfiguration (s. Abb. 5c) sind Wandbeiträge nach den Gln (23)-(26) zu berücksichtigen:

$$E_c = 2\sqrt{2}lD \left(2\sqrt{A \cdot |K|} + \pi DM_s^2 [1 - \cos(\pi/4)]^2 \right) \quad (29)$$

Der Wirbel im Zentrum der Struktur wird in dieser Rechnung lediglich als Schnittpunkt zweier Domänenwände angesehen. Die Wechselwirkung der Wandladungen untereinander wird vernachlässigt, da sie mit dem R&R-Modell nicht berechnet werden kann. Die sich ergebende Energie stellt somit eine untere Grenze dar.

Als vierte Konfiguration sei hier ein Quadrat betrachtet, daß aus zwei gleichgroßen, rechteckigen Domänen besteht, die zueinander senkrecht magnetisiert sind (s. Abb. 5d). Seine Energie ergibt sich zu ¹⁴

$$E_d = 2D^3 M_s^2 \left[F\left(\frac{l}{2D}, 0\right) - F\left(\frac{l}{2D}, \frac{l}{D}\right) \right] + Dl\sqrt{A \cdot |K|} \\ - D^3 \left[F\left(\frac{l}{D}, 0\right) \left(M_s^2 + \frac{2\pi DM_{s,eff}^2}{F\left(\frac{l}{D}, 0\right)} \right) - F\left(\frac{l}{D}, \frac{l}{2D}\right) M_s M_{s,eff} \right]. \quad (30)$$

Der erste Term stellt die magnetostatische Energie der rechten Domäne dar, der zweite Anisotropie- und Austauschbeitrag zur Domänenwandenergie und der dritte die magnetostatische Energie der linken Domäne. Die magnetostatische Wechselwirkung der geladenen Grenzflächen der linken Domäne mit denen der rechten muß nicht berücksichtigt werden, da sie aus Symmetriegründen verschwindet.

Die Energien der Konfigurationen e, f und g lassen sich durch geeignete Linearkombinationen der in a bis d verwendeten Ausdrücke berechnen und werden hier nicht angegeben. Angemerkt sei lediglich, daß eine antiparallele Stellung der Magnetisierung in den Domänen am linken bzw. rechten Rand der Quadrate e und f keine nennenswerte Auswirkung auf die Gesamtenergie hat und daß sie im Fall g nicht angenommen werden kann. Denn dann verschwindet die Wechselwirkung senkrecht zueinander stehender, geladener Flächen nicht mehr. Sie ist jedoch im R&R-Modell nicht enthalten!

Abb. 6 zeigt die Dickenabhängigkeit der so berechneten Energie der sieben Konfigurationen in einem $15 \cdot 15 \mu m^2$ großen Co/Cu(001)-Quadrat. Bei kleinen Schichtdicken sind gegenüber dem eindomänigen Fall alle aus zwei oder mehr Domänen bestehenden Quadrate mit einer höheren Gesamtenergie verbunden. Die aufzubringende Energie für die

¹⁴Für die Berechnung der Energie dieser und der folgenden Domänenkonfigurationen werden die Néel-Wände als Grenzfläche der Domänen angesehen. Ihre aus Gleichung (26) resultierende Volumenladung geht dann als Oberflächenladung in die magnetostatischen Rechnungen nach dem R&R-Modell ein.

Wand (Wände) überwiegt also bei weitem den durch die Domänenbildung eingesparten magnetostatischen Energienanteil. Der Einbau von 180° -Wänden erweist sich in diesem Dickenbereich als sehr ungünstig (Kurven b,g).

Oberhalb von 4.8 Monolagen (linker Pfeil in Abb. 6) jedoch stellt der eindomänige Zustand nicht mehr die energetisch günstigste Konfiguration dar. Unter Einbau von zwei 90° -Wänden an den bisher geladenen Kanten kann die Gesamtenergie des Systems abgesenkt werden (Kurve f). Die Energie des Systems hängt stark von der Breite der dort vorhandenen Domänen ab (vgl. Kurven e,f).

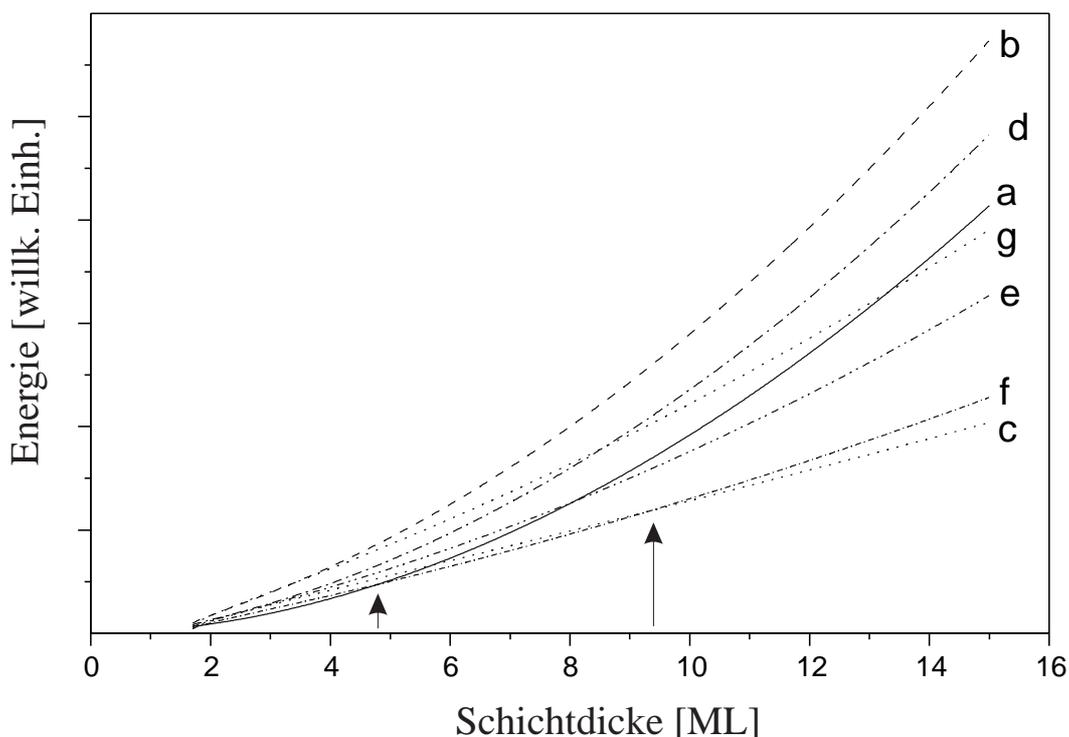


Abbildung 6: Abhängigkeit der Energie der sieben Domänenkonfigurationen (a)-(g) aus Abb. 5 von der Schichtdicke: Im Bereich dünnster Schichten ist der eindomänige Zustand der energetisch günstigste, im Bereich dicker die Landau-Lifshitz-Figur. Dazwischen existiert ein Dickenintervall, in dem die Kantendomänenstruktur energetisch begünstigt ist.

Mit weiter zunehmender Schichtdicke macht sich aber auch in dieser Domänenanordnung der verbliebene magnetostatische Anteil an der Gesamtenergie bemerkbar. Oberhalb von 9.3 Monolagen (rechter Pfeil in Abb. 6) ist deshalb die streufeldfreie Landau-Lifshitz-Konfiguration der energetisch günstigste Zustand. In diesem Schichtdickenbereich ist die Energie des eindomänigen Zustandes bereits größer als die der Konfiguration e,f und später auch als die von g.

Ursache für das vielfältige Verhalten der Gesamtenergie der verschiedenen Konfigura-

tionen ist die unterschiedliche Abhängigkeit der beiden Beiträge „Wandenergie“ und „magnetostatische Energie“ von der Schichtdicke D . Während $E_{Wand} \propto D$ ist (s. Verlauf der Kurve c), steigt $E_{Mag} \propto D^3$ an¹⁵ (s. Verlauf der Kurve a).

Was sich in den eben beschriebenen Rechnungen für das $15\mu\text{m}$ -Quadrat gezeigt hat, gilt im Prinzip für alle Kantenlängen im Intervall $[3\mu\text{m}, 30\mu\text{m}]$. In Abb. 7 sind die aus den für unterschiedliche Kantenlängen durchgeführten Rechnungen hervorgehenden Schichtdicken für die Übergänge $a \rightarrow f$ und $f \rightarrow c$ angegeben. Die Linien dienen der Führung des Auges.

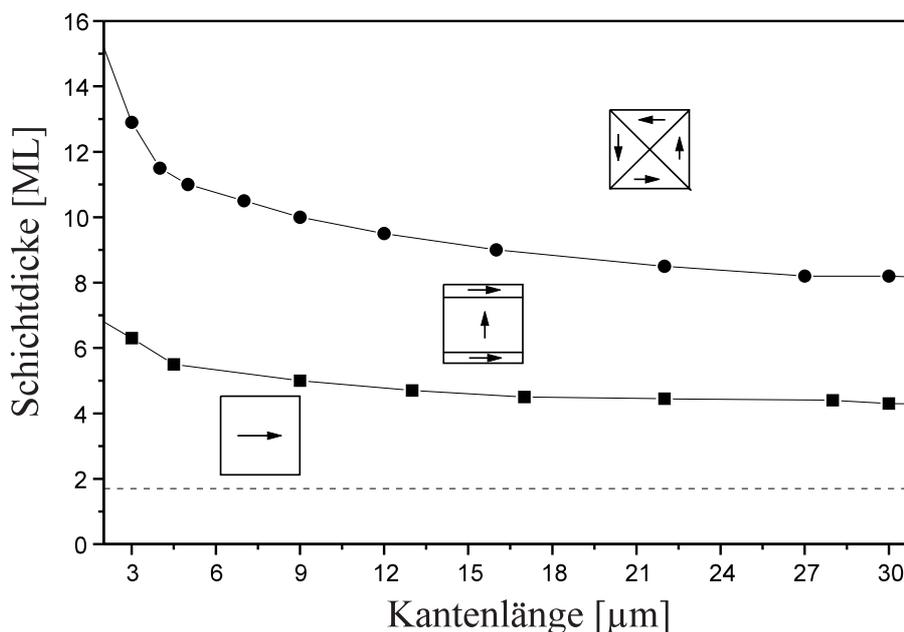


Abbildung 7: Aus der vorhergehenden Betrachtung der mikromagnetischen Energie der verschiedenen Domänenkonfigurationen abgeleitetes Phasendiagramm: Im Bereich dünnster Schichten ist der eindomänige Zustand der energetisch günstigste, bei großer Schichtdicke die Landau-Lifshitz-Figur. Dazwischen existiert ein Intervall, in dem die Kantendomänenstruktur energetisch bevorzugt ist. Die gestrichelte Linie deutet den Einsatz des Ferromagnetismus bei Raumtemperatur an, die Linien dienen der Führung des Auges.

Bei geringer Schichtdicke ist der eindomänige Zustand der energetisch günstigste, bei großen die Landau-Lifshitz-Konfiguration. Zwischen diesen beiden Phasen befindet sich ein Gebiet, in dem die Kantendomänenstruktur energetisch bevorzugt ist. Lage und Weite des Intervalls hängen von der Kantenlänge des Quadrats ab. Die hier betrachte-

¹⁵Beide Proportionalitäten gelten nur näherungsweise. Streng genommen ist $E_{Wand} \propto c_1 D + c_2 D^2$ (s. Glgn (23)-(25)). Im Bereich, dünnster Schichten kann jedoch, wie bereits erwähnt, der quadratische Beitrag, der ausschließlich magnetostatischer Natur ist, vernachlässigt werden (siehe auch [95]). E_{Mag} dagegen hängt über die aus dem R&R-Modell hervorgehende Funktion $F(p, q)$ ebenfalls noch schwach von l/D ab (vgl. Glg. (15)).

te Kantendomänenstruktur stellt nur eine, zudem symmetrische Möglichkeit dar, durch Domänenbildung magnetostatische Energie einzusparen. Unter Umständen existieren ebenso unregelmäßige Domänenmuster, die nicht berücksichtigt werden konnten.

Im magnetisch zweizähligen Co/Cu(1115)-System existieren nur 180° -Wände (vgl. Kap. 4). Aus diesem Grund sind von den in Abb. 5 gezeigten Domänenmustern nur die Konfigurationen a und b möglich. Benutzt man für die entsprechenden Rechnungen die Anisotropiekonstanten des Co/Cu(1113)-Systems [101], da die für Co/Cu(1115) nicht bekannt sind, so zeigt sich, daß für alle Schichtdicken bis zu 15 ML und alle Kantenlängen im Intervall $[3\mu\text{m}, 30\mu\text{m}]$ der eindomänige Zustand der energetisch günstigste ist.

Vernachlässigt wurde in allen Rechnungen die endliche Weite der Domänenwände. Sie wird im Bereich kleiner Kantenlängen zu einer Limitierung der Anzahl der in einer Struktur vorhandenen Domänen führen. Der in Abb. 7 sichtbare Trend, daß in kleinen Strukturen der Domäneneinbau erst bei größerer Schichtdicke günstig wird als in größeren Quadraten, ist darauf zurückzuführen, daß magnetostatische Energie und Wandenergie in unterschiedlicher Weise von der Kantenlänge abhängen: Während $E_{Wand} \propto l$ ist, variiert E_{Mag} über das Kantenlängenverhältnis l/D in diesem Schichtdickenbereich nur schwach mit l .

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß *numerische Berechnungen* von Chui [47] an ultradünnen Strukturen mit rechteckiger Form (Kantenlängenverhältnis 0.866) ebenfalls ergeben haben, daß die energetisch günstigste Domänenstruktur von der Schichtdicke abhängt. Oberhalb einer bestimmten Größe ist der eindomänige Zustand mit einem zu großen Energieinhalt verbunden und die Landau-Lifshitz-Figur energetisch bevorzugt, wenn die Schichtdicke z.B. für krz-Eisen¹⁶ mindestens 4.3 Monolagen beträgt.

Mit Hilfe der hier verwendeten Ausdrücke und Werten für Anisotropie- und Austauschkonstante sowie Sättigungsmagnetisierung von krz-Eisen nach [17, 97, 102], ergibt sich für ein Rechteck mit einer kurzen Kante der Länge $l = 30\mu\text{m}$ eine Schichtdicke von 4.2 ML. In kleineren Rechtecken ist die Landau-Lifshitz-Struktur erst bei größerer Schichtdicke energetisch bevorzugt.

Nicht zuletzt diese gute Übereinstimmung zeigt, daß das hier verwendete, einfache Modell zur Berechnung der magnetostatischen Selbstenergie von Quadraten auch im Bereich ultradünner Filme seine Berechtigung hat und unter Berücksichtigung der energetischen Beiträge der Domänenwände eine quantitative Analyse der mikromagnetischen Energie einfacher Domänenkonfigurationen in ultradünnen Quadraten möglich ist.

¹⁶Kurzform für „kubischraumzentriertes Eisen“.

3 Experimenteller Aufbau und Probenpräparation

Die Experimente zu dieser Arbeit wurden an einem schwingungsgedämpften UHV-System durchgeführt, das aus drei Teilkammern besteht: dem Rasterelektronenmikroskop, der zugehörigen Spinanalysekammer und der Präparationskammer. Mikroskop und Präparationsteil sind durch ein Ventil voneinander trennbar. Die Proben können mittels eines Transferstabes auf den Manipulator des Mikroskops übergeben werden. Der Stab ist durch ein Ventil von der Präparationskammer abtrennbar und bietet die Möglichkeit zur Probeneinschleusung.

3.1 Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (SEMPA)

Um die magnetische Mikrostruktur von ultradünnen Filmen und Oberflächen untersuchen zu können, bedarf es einer Meßmethode, die zum einen ein großes Gesichtsfeld mit einer hohen lateralen Auflösung kombiniert¹⁷ und zum anderen eine geringe Informationstiefe besitzt. Diese Anforderungen erfüllt u. a. das SEMPA¹⁸.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Domänenstruktur in strukturierten Co/Cu(001)-Monolagen stand die bis vor ca. 2 Jahren

¹⁷Diese Anforderungen ergeben sich aus den zum Teil sehr unterschiedlichen lateralen Abmessungen von Domänen und den zwischen ihnen vorhandenen Wänden.

¹⁸Das Kürzel stammt von der engl. Bezeichnung „Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis“ und wird wegen der Gebräuchlichkeit der deutschen Abkürzung REMPA vorgezogen.

am Forschungszentrum Jülich vorhandene und dann ans Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik nach Halle/Saale überführte Variante dieses Typs zur Verfügung [103]. Andere Exemplare unterscheiden sich im Prinzip nur in der Art des Detektors [104, 105]. Grundlegende Prozesse für die Abbildung der mikromagnetischen Struktur mit diesem SEMPA sind die Emission spinpolarisierter Sekundärelektronen aus einer ferromagnetischen Schicht und ihre anschließende Analyse durch die Methode der Beugung langsamer Elektronen (LEED¹⁹). Diese beiden Prozesse sollen im folgenden zusammen mit dem experimentellen Aufbau kurz beschrieben werden. Eine detaillierte Darstellung des verwendeten Geräts befindet sich z.B. in [103].

3.1.1 Das Meßprinzip

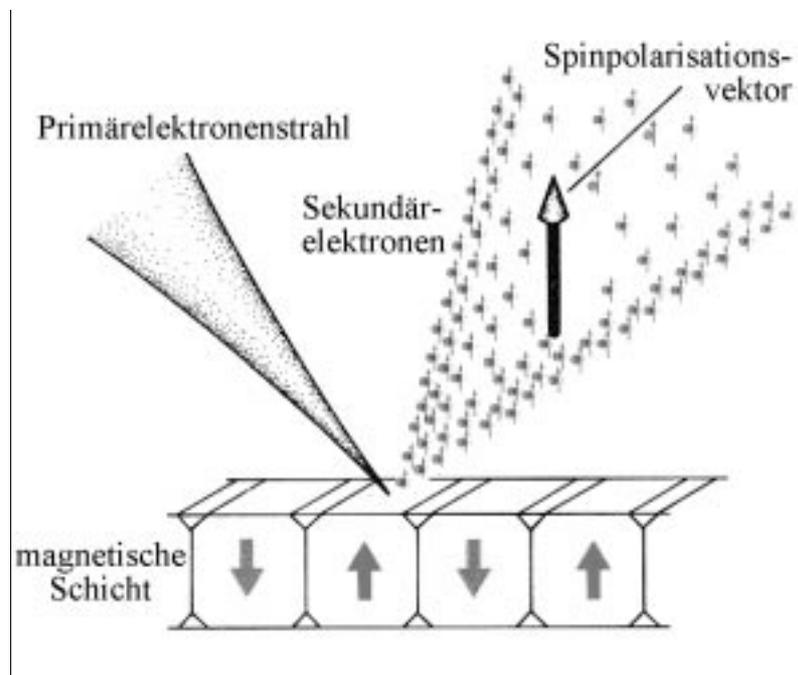


Abbildung 8: Prinzip des SEMPA: Ein fokussierter Elektronenstrahl rastert über die Probenoberfläche und regt Sekundärelektronen an. Deren Spinpolarisationsvektor ist parallel zum dem der Leitungselektronen in der magnetischen Schicht.

Die spinpolarisierte Sekundärelektronenemission ist seit 1976 bekannt. Damals entdeckten Chobrok und Hofmann [106], daß aus Europiumoxid (EuO) emittierte Sekundärelektronen (SE) spinpolarisiert²⁰ sind. Nur wenig später durchgeführte

¹⁹Kurzform für „Low Energy Electron Diffraction“, siehe z.B. [124]

²⁰Die Spinpolarisation ist der quantenmechanische Erwartungswert des Spinoperators, also die in

Untersuchungen an Fe, Co und Ni zeigten, daß SE aus diesen Materialien ebenfalls spinpolarisiert sind [107, 108]. Die Spinorientierung bleibt bei der Emission erhalten [109] und ist wegen der negativen Ladung der Elektronen antiparallel zur Magnetisierung. Aufgrund spinabhängiger Filtermechanismen [110] ist der Wert der Polarisation der Sekundärelektronen jedoch energieabhängig und unterhalb von ca. 10 eV gegenüber der Leitungsbandpolarisation der 3d-Ferromagneten erhöht [107]. Die Transmission der Elektronen durch einen dünnen Film zeigt, daß die Informationstiefe des Polarisationsignals in den 3d-Metallen nur wenige atomare Lagen beträgt [111]. Die Anregung der Sekundärelektronen erfolgt beim SEMPA wie auch im gewöhnlichen Rasterelektronenmikroskop durch einen fokussierten und über die Probenoberfläche rasternden Elektronenstrahl (siehe Abb. 8). Zur Signalerzeugung wird jedoch nicht die Intensität der emittierten Elektronen, sondern deren bevorzugte Besetzung eines Spinzustandes benutzt (im Bild durch die Pfeile angedeutet). Die Austrittsfläche der Elektronen und damit die maximale Auflösung dieser Methode ist in erster Linie durch den Durchmesser des Primärelektronenstrahls gegeben [112]. Die maximale Auflösung der verwendeten Anlage beträgt 7 nm. Durch Abrasterung der Probenoberfläche ergibt sich die Möglichkeit, orts aufgelöst die Polarisation der emittierten Sekundärelektronen zu messen und eine Abbildung der magnetischen Struktur zu erstellen.

3.1.2 Der Spindetektor

Die Bestimmung der Polarisation der emittierten Sekundärelektronen erfolgt in einem Beugungsexperiment (siehe Abb. 9). Die mittels eines elektrostatischen Linsensystems von der Probenoberfläche abgesaugten Elektronen (s. hierzu Abb. 10 und Kap. 3.2) werden hierzu auf einen W(001)-Kristall fokussiert und unter senkrechtem Einfall bei einer Energie von 104,5 eV elastisch gestreut. Die vierzählige Symmetrie der Wolframoberfläche spiegelt sich im Beugungsbild wieder. In rückwärtiger Streurichtung befinden sich zwei Paare kontinuierlicher Sekundärelektronenvervielfacher, die zur Verstärkung der Intensitäten der vier Beugungsstrahlen zweiter Ordnung dienen.

Ist der einfallende Strahl spinpolarisiert, so führt die beim Streuprozess auftretende Spin-Bahn-Wechselwirkung zur Ausbildung einer Intensitätsasymmetrie korrespondierender Beugungsstrahlen [110, 113]. Die Auswertung der Zählraten in den Vervielfachern ergibt die Komponente der Polarisation, die senkrecht zu der von einfallendem und gebeugtem Strahl definierten Ebene, also parallel zum Streuvektor \vec{n} , liegt.

einer Messung zugängliche Größe.

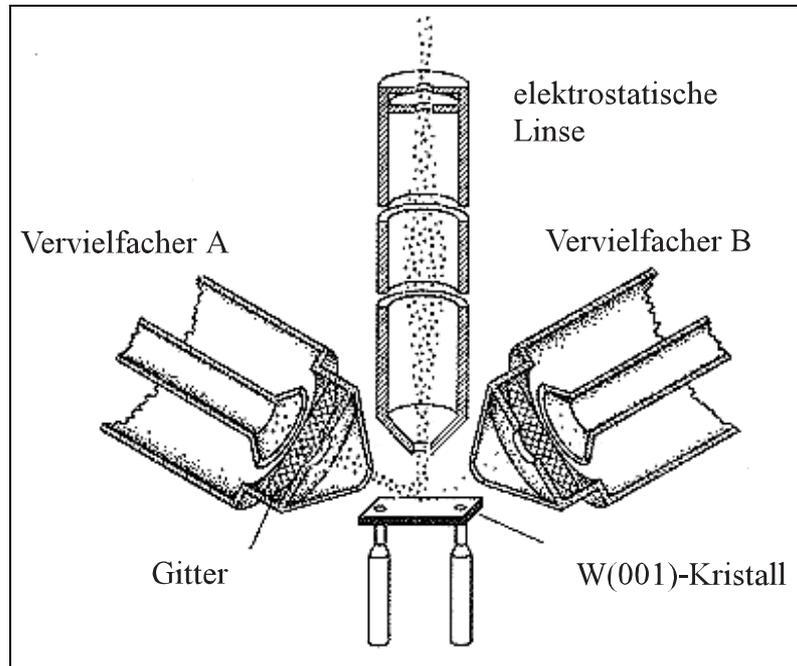


Abbildung 9: Prinzip des LEED-Detektors: Die polarisierten Elektronen werden auf einen Wolframeinkristall fokussiert und dort elastisch gestreut. Im rückwärtigen Raum befindliche Elektronenvervielfacher messen die Intensitäten der Beugungstrahlen zweiter Ordnung. Die Asymmetrie gegenüberliegender Strahlen ist proportional zur Polarisationskomponente parallel zum Streuvektor.

Besteht der einfallende Strahl aus N_+ (N_-) Elektronen mit Spin parallel (antiparallel) zum Streuvektor \vec{n} , so hat die auf diese Achse bezogene Polarisation $P_{\vec{n}}$ den Wert [113]

$$P_{\vec{n}} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}. \quad (31)$$

N_A und N_B seien die in zwei gegenüber liegenden Vervielfachern gemessenen Intensitäten. Die Größe

$$A_{A-B} = \frac{N_A - N_B}{N_A + N_B} \quad (32)$$

bezeichnet man als Streuasymmetrie. Sie ist gegeben durch [113]

$$A_{A-B} = S \cdot P_{\vec{n}} \quad (33)$$

Der Proportionalitätsfaktor S zwischen tatsächlicher Polarisation und im Streuexperiment gemessener Asymmetrie ist die Detektorempfindlichkeit. Für die hier gewählten Bedingungen beträgt sie $S = -0.25^{21}$ [103]. Ursache für die in Abb. 9 dargestellte Situation ($N_A > N_B$) wäre eine Spinpolarisationskomponente, die in die Bildebene hineinzeigt.

²¹Sie ist die Streuasymmetrie, die man bei vollständig polarisiertem einfallenden Strahl messen würde.

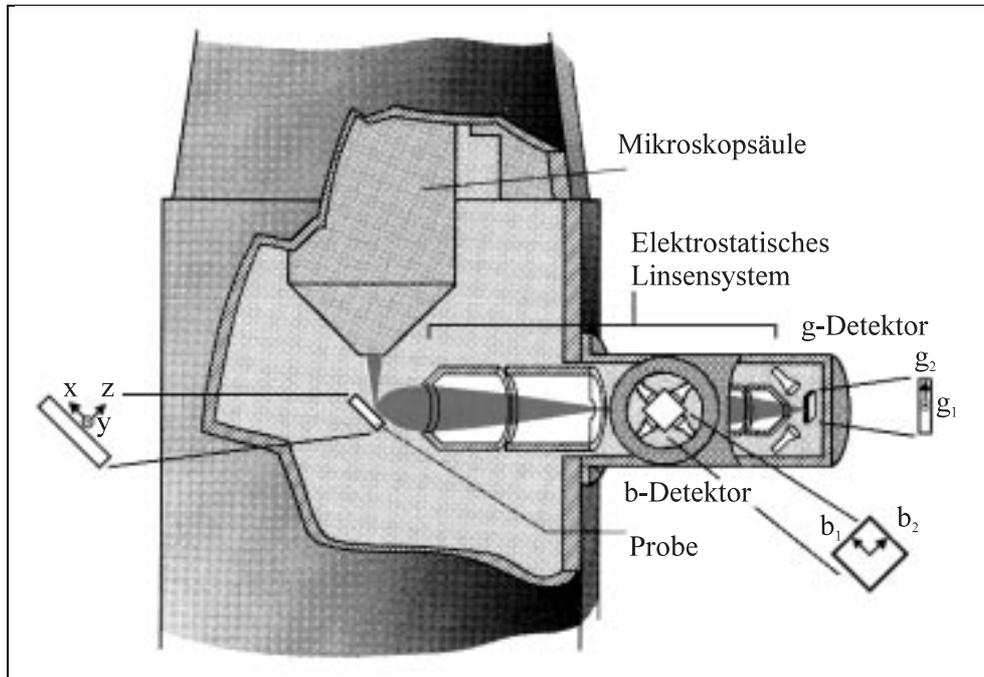


Abbildung 10: Querschnittszeichnung durch das Mikroskop: Die von dem Primärstrahl erzeugten Sekundärelektronen werden durch ein elektrostatisches Linsensystem abgesaugt und auf die LEED-Detektoren fokussiert. Einer, der g-Detektor, befindet sich in Geradeaus-Geometrie, ein zweiter, der b-Detektor, befindet sich, wie angedeutet, vor der Zeichenebene.

Aufgrund der Vierzähligkeit der Wolframoberfläche läßt sich mit dem zweiten Paar Sekundärelektronenvervielfacher eine weitere, zur ersten senkrechte Polarisationskomponente bestimmen. Für die Bestimmung der dritten, unabhängigen Komponente ist ein zweiter Detektor nötig.

Da sowohl das Polarisationsignal der emittierten Sekundärelektronen als auch die bei der Analyse auftretende Streuasymmetrie sehr sensitiv auf Oberflächenkontamination ist, ist das gesamte Mikroskop mit der Spinanalysekammer ins UHV integriert (siehe Abb. 10). Zur Minimierung des Einflusses äußerer Magnetfelder ist der Rezipient mit μ -Metall abgeschirmt. Der Druck beträgt im Mikroskop ca. $5 \cdot 10^{-11}$ mbar, in der Spinanalysekammer ca. $5 \cdot 10^{-10}$ mbar.

Als rasterbare Elektronenquelle dient die Säule eines Hitachi-S800-Feldemissionselektronenmikroskops. Die Probe befindet sich auf der optischen Achse der Säule und ist gegenüber dem Primärstrahl um 45° in Richtung der Elektronenoptik verkippt. Dieser Aufbau stellt einen Kompromiß zwischen erzielbarer Auflösung und maximaler Einfangrate der Elektronenoptik dar.

In der Spinanalysekammer befinden sich zwei zueinander senkrecht angeordnete W(001)-Kristalle (s. Abb. 10). Der g-Detektor befindet sich auf der Symmetrieachse

des sichtbaren Teils des Linsensystems, der b-Detektor²² liegt, wie angedeutet, vor der Zeichenebene. Zum besseren Verständnis der Analysegeometrie sind drei mögliche, unabhängige Komponenten der Polarisierung in der Probenoberfläche (x, y, z) und die mit jedem Detektor bestimmbaren Polarisationskomponenten (b_1, b_2 und g_1, g_2) herausgehoben. Der b-Detektor erlaubt die Bestimmung der zur Probenoberfläche senkrechten Komponente ($b_2 = z$) und der in der Zeichenebene liegenden Oberflächenkomponente ($b_1 = x$). Mit dem g-Detektor kann die zweite, auf der Zeichenebene senkrecht stehende Oberflächenkomponente ($g_1 = y$) bestimmt werden. Die zweite mit dem g-Detektor messbare Komponente setzt sich wegen der 45° -Verkipfung der Probe zu gleichen Teilen aus den beiden im b-Detektor bestimmbaren Komponenten zusammen ($g_2 = (1/\sqrt{2})(b_1 + b_2)$) und dient zur Überprüfung. Durch den gewählten Aufbau ist somit eine vollständige Vektoranalyse der Polarisierung der Sekundärelektronen und damit der Magnetisierung möglich. Ein in die Elektronenoptik integrierter und in Abb. 10 hinter dem b-Detektor verborgener Zylinderspiegelanalysator (CMA²³) ermöglicht das Umschalten zwischen den beiden Detektorkristallen.

Ist Co/Cu(001)-Probe derart orientiert, daß die leichten Achsen der Magnetisierung parallel zu den in Abb. 10 dargestellten Komponenten (x, y) sind, so läßt sich mit der b_1 -Achse des b-Detektors die x-Komponente der Magnetisierung bestimmen. Um jedoch x- und y-Komponente mit dem b-Detektor bestimmen zu können und so die Meßzeiten zu verkürzen, wurde die Probe um ihre Oberflächennormale um $\Phi \approx 20^\circ$ aus dieser hochsymmetrischen Anordnung herausgedreht. Man erhält dann auf der b_1 -Achse des b-Detektors die Projektionen beider Oberflächenkomponenten ($b_1 = x \cos\theta + y \sin\theta$). Die in der Zeichenebene liegende x-Komponente ist auf ca. 93 % ihres ursprünglichen Wertes abgeschwächt, die senkrecht zur Zeichenebene stehende y-Komponente ist auf ca. 34 % ihres nominellen Wertes angehoben. Dieser Unterschied reicht aus, um in den Domänenbildern alle vier möglichen Orientierungen unterscheiden zu können.

Die Steuerung des Primärstrahls und die Verarbeitung der Detektorsignale erfolgt durch einen PC. Der abzurasternde Oberflächenausschnitt wird in 243×243 Bildpunkte eingeteilt und es wird pro Bildpunkt 10 ms gemessen. Die Aufnahme eines Bildes dauert damit ca. 10 Minuten. Grund für die relativ lange Meßzeit ist die geringe Effizienz der Spinanalyse. Sie ist für alle bekannten Detektorsysteme ähnlich und beträgt ca. 10^{-4} [104, 105, 114, 115]. Zur Verbesserung der Statistik werden in der Regel mehrere Bilder aufsummiert.

²²Das Kürzel „b“ stammt von „bent“, der englischen Bezeichnung für „umgelenkt“ und ist historisch bedingt.

²³Das Kürzel „CMA“ stammt von der gebräuchlichen englischen Bezeichnung „Cylindrical Mirror Analyzer“.

Untersuchungen in Magnetfeldern sind nur begrenzt möglich. Zum einen kommt es zur Präzession des Spins der aus der Probenoberfläche austretenden Sekundärelektronen und damit zu einer unmittelbaren Beeinflussung der Meßgröße Polarisation, zum zweiten kann die Ablenkung der Elektronen oberhalb von einigen Oersted nicht mehr in der elektrostatischen Optik kompensiert werden.

3.2 Konstruktion eines elektrostatischen Linsensystems

Parallel zu den Messungen wurde mit dem Aufbau eines zweiten SEMPA begonnen. Die wichtigste Vorarbeit bestand im Entwurf, der anschließenden Simulation und der Konstruktion eines elektrostatischen Linsensystems, das den Anbau der Spinanalysekammer an ein bereits im Institut vorhandenes Rasteraugermikroskop SAN 670 xi ermöglichen sollte. Ausgehend von den geometrischen Gegebenheiten im Mikroskop wurde mit Hilfe des Simulationsprogramms SIMION ein Konzept für die Transferoptik entwickelt, das in der institutseigenen Werkstatt realisiert und in der Folgezeit an einem Rasterelektronenmikroskop JAMP 30 (Fa. JEOL) in ähnlicher Geometrie getestet wurde. Erste Experimente am SAN 670 xi zeigen die Funktionsfähigkeit des Linsensystems.

3.2.1 Motivation

Beim SAN 670 xi handelt es sich um ein hochauflösendes Rasterelektronenmikroskop, bei dem die Elektronenkanone in einen CMA integriert ist. Dies erlaubt neben der Abbildung der Topographie eine chemische Analyse der Oberfläche. Im Rastermodus kann durch die Wahl einer bestimmten Durchlaßenergie im CMA die laterale Verteilung des zugehörigen chemischen Elements bestimmt werden. Im Hinblick auf eine spätere parallele Verwendung als SEMPA ergibt sich die interessante Möglichkeit, die Auswirkung einer unterschiedlichen chemischen Zusammensetzung auf die Domänenstruktur untersuchen zu können, was z.B. in $\text{Fe}_{50}\text{Pt}_{50}$ -Mischkristallen vorkommt [116].

Das SAN 670 xi ist von Reuter [117] schon ausführlich beschrieben worden, weshalb an dieser Stelle nur die Unterschiede zum S800 herausgestellt werden sollen. Als Quelle dient im SAN 670 xi ein thermisch unterstützter Schottky-Feld-Emitter, der bei hoher Auflösung hohe Primärstrahlströme bereitstellt, wie es für Auger-Analysen nötig ist. Im S800 dagegen wird ein kalter Feldemitter (FE) benutzt, dessen Emission nach der Generierung der FE-Spitze stark abfällt und deshalb für SEM-Anwendungen mit

Detektoren höherer Effizienz als die des LEED-Detektors vorgesehen ist. Aus diesem Grund müssen im S800 Blenden aus dem Strahlengang genommen werden, um den Primärstrom für eine annehmbare Meßzeit groß genug zu halten. Dadurch wird die Auflösung auf 30 nm in Linienabtastungen bzw. 50-100 nm in Bildern begrenzt. Beim SAN 670 xi ist auch in Bildern eine Auflösung von bis zu 20 nm zu erwarten.

Ein weiterer Unterschied besteht im geometrischen Aufbau, der für das Hitachi S800 in Abb. 10 skizziert wurde. Im SAN 670 xi wird die Probe für SEMPA-Messungen um 60° aus der Horizontalen gedreht. Die Achse des Flansches, an den später Elektronenoptik und Spinanalysekammer angebracht werden sollen, befindet sich 20° oberhalb der Horizontalen. Als Konsequenz liegt die optische Achse des Linsensystems nur 10° außerhalb der Oberflächennormalen. Zum einen eröffnet dies die Möglichkeit, mit einem in Geradeaus-Geometrie angebrachten Detektorkristall (vgl. Abb. 10) beide Oberflächenkomponenten der Magnetisierung bestimmen zu können²⁴, und zum anderen ergeben sich deutliche Vorteile für die zu erwartenden Eigenschaften der Optik. Die nahezu symmetrische Abgriffgeometrie läßt wegen der $\cos\theta$ -Verteilung der emittierten Sekundärelektronen²⁵ auch eine größere Akzeptanz der Optik erwarten. Dies wird durch den kleineren Arbeitsabstand (und der damit größeren Apertur) verstärkt, der im SAN 670 xi weniger als die 20 mm im S800 beträgt.

Da der Probentransfer ins Mikroskop nur in horizontaler Stellung des Manipulators erfolgen kann, muß die Elektronenoptik aus ihrem Arbeitsabstand heraus zurückfahrbar sein. Die Dimensionen der Elektronenoptik werden vorrangig durch die geometrischen Abmessungen des Flansches bestimmt, an den Optik und Spindetektor abgebracht werden sollen. Sein Durchmesser ist im Vergleich zum S800 wesentlich kleiner (SAN 670 xi: DN 63 CF, S800: DN 100 CF) und seine Länge beträgt 270mm, während im S800 die gesamte Optik nur eine Länge von ca. 180mm hat. Weitere geometrische Begrenzungen ergeben sich durch die Abmessungen des Augerenergieanalysators, der von oben bis kurz vor die Probe in die Mikroskopkammer ragt.

3.2.2 Der elektrische Entwurf

Der elektrische Konzept der Elektronenoptik erfolgte mit Hilfe des Programms SIMION (Version 4.01), das ausführlich in [119] beschrieben ist. Es ermöglicht die theoretische

²⁴Streng genommen erhält man in dieser Geometrie eine reine Oberflächenkomponente und eine die sich wegen der 10° -Verkipfung aus der zweiten (98.5% des nominellen Wertes) und einer eventuell vorhandenen senkrechten Komponente der Magnetisierung (17.3%) zusammensetzt.

²⁵Dies gilt strenggenommen nur für polykristalline Materialien (siehe z.B. [112]). Bei einkristallinen Materialien ist eine Feinstruktur überlagert [118].

Untersuchung der Bewegung geladener Teilchen in elektrostatischen und/oder magnetostatischen Feldern auf einem PC. Unter Berücksichtigung der Symmetrie – möglich sind planar (nicht-)symmetrische und vollständig zylindersymmetrische Anordnungen – wird hierzu zunächst die gewünschte Geometrie der Elektroden in ein zweidimensionales Potential-Gebiet mit maximal 16.000 Gitterpunkten eingegeben. Die Weite des Gitters ist zunächst willkürlich und muß erst bei der Berechnung der Trajektorien in physikalischen Einheiten angegeben werden. Mit steigender Dichte der Gitterpunkte verlängert sich die Rechenzeit, während sich die Genauigkeit der Berechnungen erhöht. Den Gitterpunkten, die die Elektroden repräsentieren, wird als Potential die anliegende Spannung zugeordnet, den anderen der Wert Null. Mit Hilfe der Methode Finiter Differenzen [120] wird dann der Potentialwert an jedem Nichtelektroden-Punkt iterativ berechnet, indem über die Potentiale nächster Nachbarn solange gemittelt wird, bis die Differenz nachfolgender Iterationschritte eine selbst vorzugebende Grenze unterschreitet. Die optischen Eigenschaften des Linsensystems können dann für einen vorgebbaren Satz von Ausgangsparametern wie Startkoordinaten, Startwinkel, räumliche und energetische Verteilung der Teilchen, sowie ihre spezifische Ladung simuliert werden.

Um sich einen Eindruck von der Leistungsfähigkeit des Programms zu verschaffen, wurden zunächst die Elektronentrajektorien in einer am SEMPA des damaligen „National Institute of Standards and Technology“ (Gaithersburg, USA) benutzten Elektronenoptik²⁶ berechnet und mit den in [121] beschriebenen optischen Eigenschaften verglichen. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung. Die aus diesen Simulationen hervorgehenden Werte für Gitterdichte und Abbruchbedingung wurden weiterbenutzt.

Beim Entwurf des Linsensystems sind folgende Randbedingungen zu erfüllen:

- 1.1 Die Elektronen haben eine Energie von einigen Elektronenvolt (\equiv Sekundärelektronen).
- 1.2 Sie starten aus einem Punkt in einen Raumwinkel $\Omega = 2\pi$ und
- 1.3 sollen in Richtung der Oberflächennormalen von der Optik auf ihren Ausgang abgebildet werden.

Zu berücksichtigen sind dabei

- 2.1 eine mögliche Lage des Startpunktes bis $500 \mu\text{m}$ außerhalb der optischen Achse (am SAN 670 xi kann maximal eine Fläche von $500 \cdot 500 \mu\text{m}^2$ abgerastert werden),
- 2.2 die anfängliche Beschleunigung der Elektronen vom Nullpotential der Probe ausgehend,

²⁶Die geometrischen Abmessungen und verwendeten Linsenpotentiale sind veröffentlicht [121].

- 2.3 der Transport auf hohem Potential, um den Einfluß externer Magnetfelder zu minimieren,
- 2.4 die abschließende Abbremsung auf das Eingangspotential des CMA von 300 V,
- 2.5 eine möglichst einfach zu handhabende Verschiebbarkeit des Fokus in den CMA hinein, um den g-Detektor benutzen zu können²⁷,
- 2.6 ein geringer Strahldurchmesser und geringe Strahldivergenz im Fokus, um die Verluste durch Strahlaufweitung in CMA und Spindetektor zu minimieren und
- 2.7 die Notwendigkeit, bei feststehendem CMA-Eingang, die Länge der Optik verändern zu können.

Nicht berücksichtigt werden können

- 3.1 die 10° -Verkipfung der Oberflächennormalen gegen die optische Achse und
- 3.2 die Verwendung von mind. zwei Quadrupolen anstatt zylindersymmetrischer Linsen, um apparative Asymmetrien auszugleichen.

In den Simulationen zeigt sich, daß vor allem den ersten Linsen entscheidende Bedeutung für die optischen Eigenschaften des gesamten Systems zukommt. Einerseits müssen diese Elemente die anfangs divergenten Elektronenstrahlen bündeln, andererseits dürfen sie keinen Zwischenfokus herbeiführen, da sonst die fokussierenden Eigenschaften am Ausgang beeinträchtigt werden. Der Innendurchmesser der vorderen Linsenelemente sollte zudem möglichst groß sein, um auch Elektronen einzufangen zu können, die unter großen Winkeln zur Oberflächennormalen starten. Die äußeren Abmessungen der ersten Elemente werden aber durch eine nötige Abschirmung zur Verhinderung äußerer Streufelder begrenzt. Es erweist sich als günstig, die anfängliche Beschleunigung wie auch spätere Abbremsung der Elektronen mittels mehrerer Linsen mit nicht zu unterschiedlichen Potentialen durchzuführen, weil sonst der eben bereits angesprochene Zwischenfokus wegen der großen Länge der Optik kaum vermieden werden kann.

Der notwendigen Beweglichkeit wird durch die Trennung der Optik in zwei Teile Rechnung getragen: Die ersten fünf Linsen (Q1, L1, L2, Q2 und L3) befinden sich im vorderen, beweglichen Abschnitt (s. Abb. 12). Dort werden die Elektronen gebündelt und auf das Transportpotential von 1500V angehoben. Im feststehenden Teil (L4, Q3 und L5 - L8)

²⁷Im Ablenk-Betrieb bildet der CMA den Fokus am Ausgang der Optik auf den dann benutzten Ausgang ab. Im Geradeaus-Betrieb dagegen ist der CMA feldfrei und die aus der Optik kommenden Elektronen folglich divergent. Um nicht zu große Verluste durch Strahlaufweitung zu haben, wird deshalb der Fokus der Optik möglichst weit in den CMA hineingeschoben. Am Geradeaus-Ausgang findet dann die Bündelung und anschließende Fokussierung der Elektronen auf den Kristall statt.

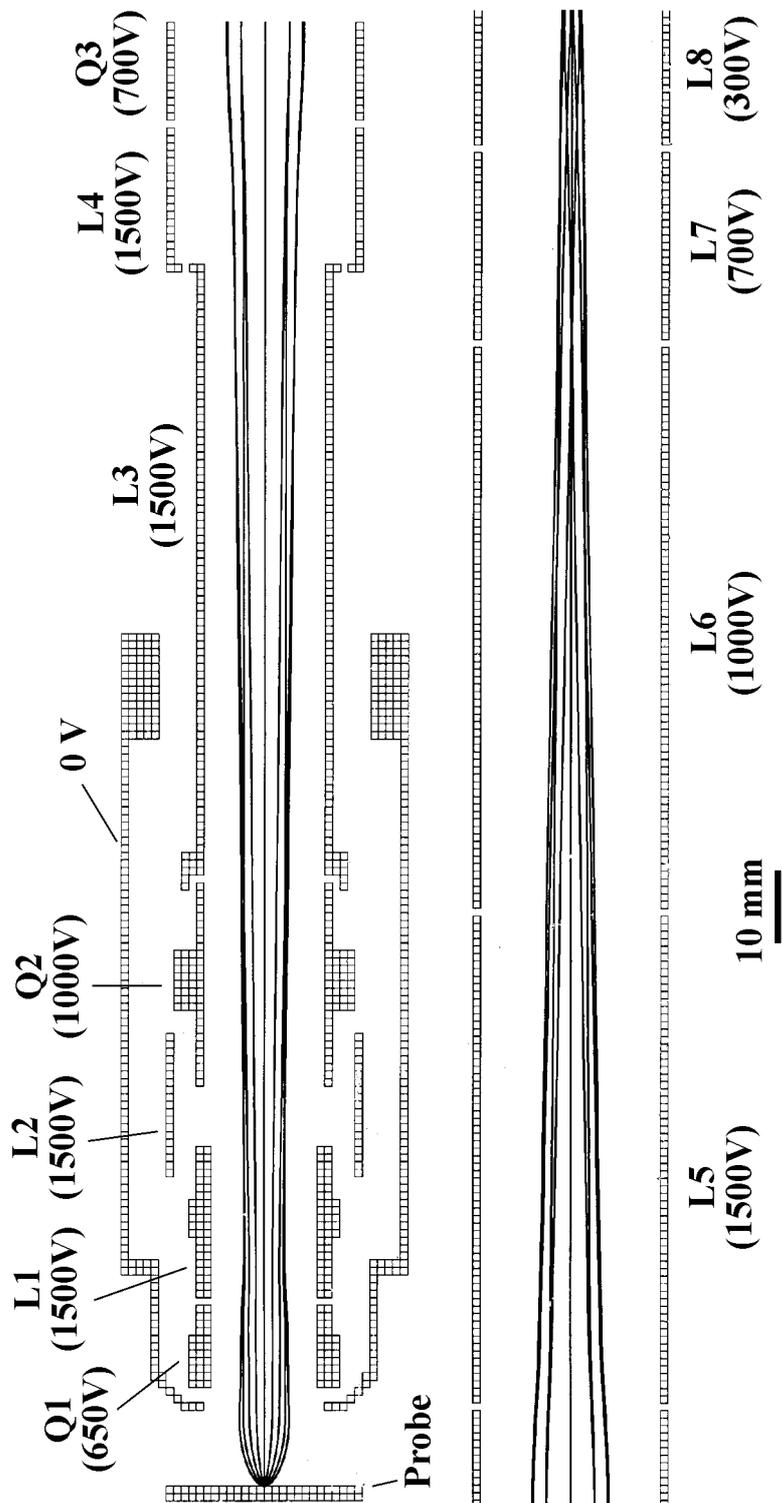


Abbildung 11: Elektronenoptische Simulation der Trajektorien von 6 eV-Elektronen: Die divergent-startenden Elektronen werden im vorderen Teil der Optik gebündelt und auf ihren Ausgang fokussiert. Die Bezeichnung der einzelnen Elemente und ihre Potentiale sind angegeben. Das Linsensystem ist aus Platzgründen in zwei Abschnitten dargestellt.

werden sie langsam auf 300V abgebremst und auf den Ausgang der Optik fokussiert. Die Fokussierung erfolgt durch das Element Q2. Der Fokus kann durch Wahl der Potentiale der Elemente L5 und L6 verschoben werden. Die Spannungen an den Elementen werden so ausgelegt, das im Winkelbereich $[-88^\circ, +88^\circ]$ 100% der von der optischen Achse startenden Elektronen mit einer Energie von bis zu 8 eV transmittiert werden. Der Durchmesser des Fokus nimmt mit der Energie zu und beträgt bei einer Energie von 8 eV ca. 3 mm. Die Strahldivergenz ist bei dieser Energie ebenfalls maximal und hat einen Wert von ca. 2° . Den resultierenden Aufbau des Linsensystems zeigt Abb. 12 in Form einer zweigeteilten Querschnittszeichnung zusammen mit den Linsenbezeichnungen, den Potentialen und einigen Elektronentrajektorien für eine Energie von 6 eV und Startwinkeln zwischen $[-88^\circ, +88^\circ]$.

Die Elemente Q1, Q2 und Q3 werden später als Quadrupol ausgeführt, die ermittelten Potentiale als Mittelwert der vier Quadrupolelemente angesetzt. Die elektrische Ansteuerung der Optik erfolgt über einen in der elektronischen Werkstatt des Instituts angefertigten Spannungsteiler. Die an seinem Eingang anliegenden 1.8 kV werden parallel auf das für jede Linse ermittelte Potential geteilt und über ein Potentiometer mit einem Regelbereich von ± 150 V versehen. Die 12 Quadrupolelemente sind einzeln regelbar. Eine Beschreibung der Steuereinheit befindet sich am Institut [122].

3.2.3 Der mechanische Aufbau

Der vordere Teil der Elektronenoptik ist in Form eines Trichters ausgeführt, der von der auf Erdpotential liegenden Abschirmung aus Edelstahl gebildet wird (s. Abb. 12). Die Linsen- und die Isolatorelemente zwischen den einzelnen Linsen sowie den Linsen und der Abschirmung (der Übersicht wegen nicht eingezeichnet) werden nacheinander, abwechselnd von hinten in den Trichter geschoben. Die einzelnen Elemente sind ineinander zentriert. Die acht Teilelemente der beiden Quadrupole sind an Keramikträgern befestigt. Abgeschlossen wird der vordere Teil durch einen Edelstahlblock, in den vier Linear-Kugellager (Fa. CABURN-MDC) eingelassen sind. In diesen gleiten vier Edelstahlstangen, die am feststehenden Teil der Optik isoliert verschraubt sind und den vorderen Abschnitt beweglich tragen. Der Antrieb erfolgt durch die in einer auf dem Edelstahlblock befestigten Bronzemutter endende Gewindestange aus Edelstahl²⁸. Insgesamt ist der vordere Abschnitt des Linsensystems ca. 50 mm zurückziehbar.

²⁸Die Kombination Edelstahl-Bronze wurde gewählt, um ein Kaltverschweißen der beiden Teile zu verhindern.

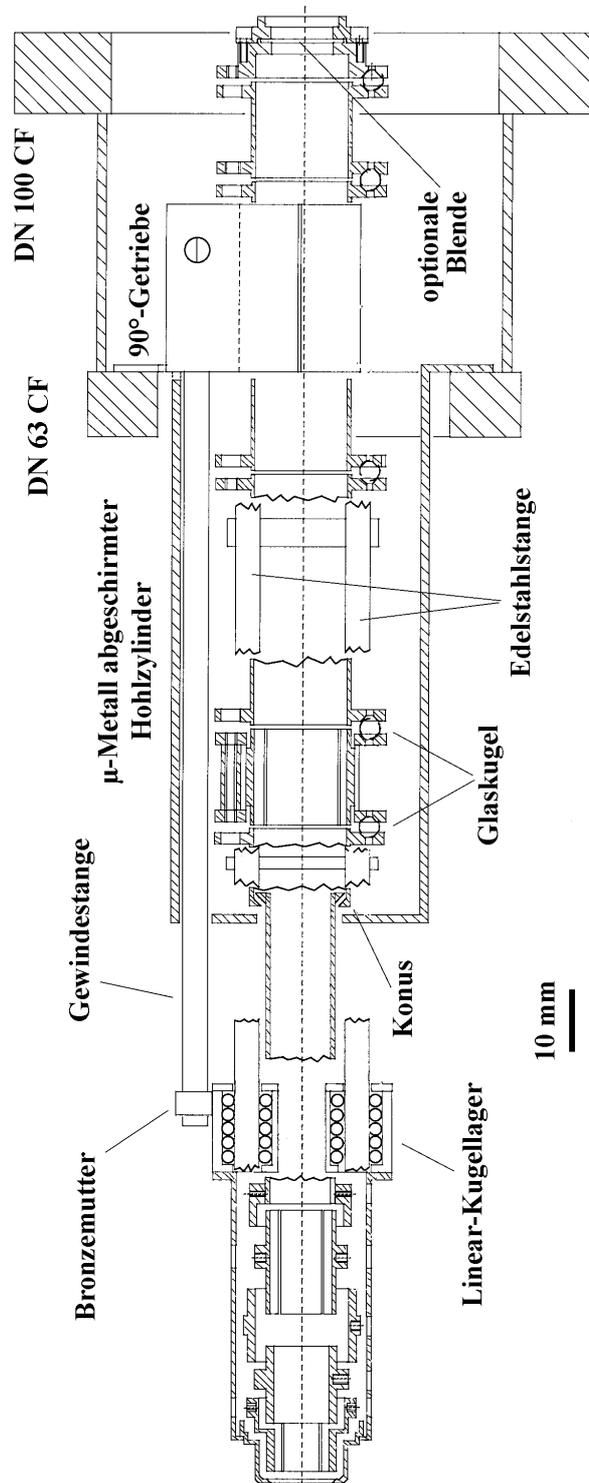


Abbildung 12: Schnittzeichnung durch die Elektronenoptik: Die wichtigsten, auch im Text erwähnten Bauteile, sind benannt.

Der unmittelbare Übergang der beiden Abschnitte wird von den Elementen L3 und L4 gebildet. Die Außenmaße des Elementes L3 sind so gewählt, daß es berührungsfrei in L4 hineinpaßt. Für die Zentrierung im ausgefahrenen Zustand sorgen ein Außenkonus an L3 und einen Innenkonus an L4. Ein Betrieb im zurückgefahrenen Zustand ist zwar prinzipiell möglich, da L4 separat versorgt werden kann, erfordert aber eine Anpassung aller Potentiale auf die neue Position, da sich z.B. der Abstand Probe-Optik ändert und damit die Eigenschaften des ganzen Systems.

Im feststehenden Teil der Optik sind die Elemente direkt hintereinander angebracht. Sie sind als Hohlzylinder mit 1 mm Wandstärke ausgeführt, die an ihrem Ende einen vergrößerten Außendurchmesser haben. Hier findet die isolierte Verschraubung mit dem vorherigen und dem nachfolgenden Element statt. Für die Ausrichtung der einzelnen Elemente untereinander sorgen jeweils 3 unter 120° zueinander angebrachte Glaskugeln. Die Quadrupolelemente sind wieder an Isolatorringen aufgehängt. In Höhe des Elementes L6 befindet sich eine 90° -Getriebebox (Fa. CABURN-MDC), in der die von vorn kommende Gewindestange endet. Die Getriebebox ermöglicht den seitlichen Betrieb des linearbeweglichen vorderen Teils des Linsensystems. Am Ende des Elementes L8, in dem eine Querschnittsverjüngung auf den Durchmesser des CMA erfolgt, kann bei Bedarf eine Blende eingesetzt werden.

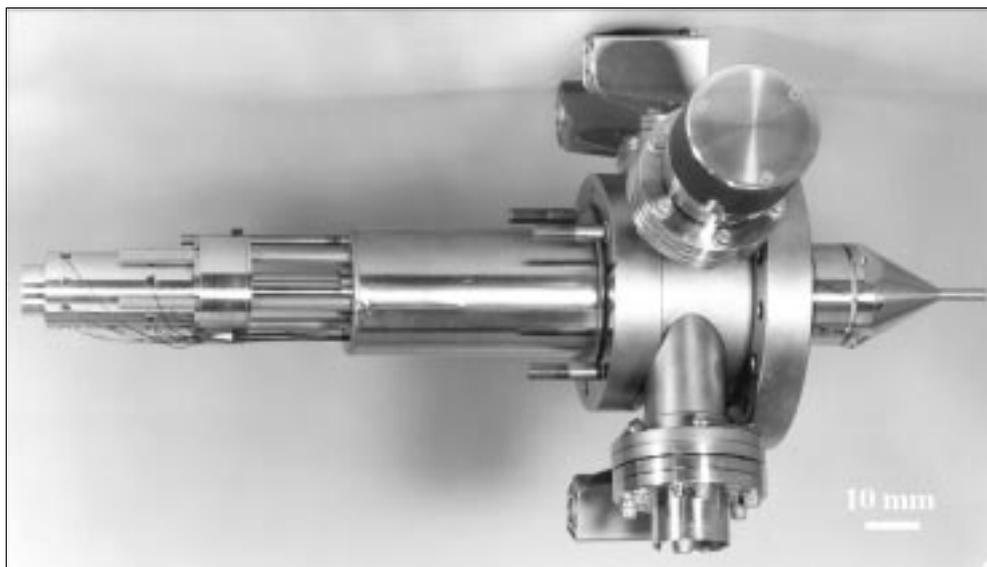


Abbildung 13: Photographische Seitenansicht der Elektronenoptik: Links ist der bewegliche Kopf mit seinen elektrischen Kontakten zu erkennen, am rechten Rand das für die ersten Messungen auf den Ausgang des Linsensystems gesetzte, trichterförmige Element der Einzellinse.

Der feststehenden Teil der Optik ist isoliert in einem nach hinten offenen Hohlzylinder angebracht. Dieser ist in einem auf Höhe des Elementes L6 beginnenden und bis zum letzten Element reichenden, später mit μ -Metall ausgekleideten Reduzierflansch DN63 CF auf DN 100 CF zentriert. Auf der Vorderseite des nachträglich ebenfalls von μ -Metallfolie umgebenden Zylinders sind Löcher für die durchgehenden Stangen, das Element L3 und die elektrische Versorgung der vorderen Elemente eingearbeitet (s. Abb. 13). Seitliche Flansche mit elektrischen und mechanischen Durchführungen ermöglichen die Spannungsversorgung der Linsen und den Betrieb des Getriebes (s. Abb. 13, 14). Alle in der institutseigenen Werkstatt gefertigten, metallischen Bauteile der Optik sind aus 1.3952-Edelstahl, einem unmagnetischen Edelstahl. Als Isolationsmaterial zwischen den Linsen dient MACOR, eine spangebend bearbeitbare Glaskeramik mit u. a. sehr hoher elektrischer Durchschlagsfestigkeit. Die zugekauften Komponenten bestehen aus 1.4301-Edelstahl, einem schwach magnetischen Stahl. Die Kugellager selbst sind aus nicht magnetisierbarem 1.8441-Edelstahl. Zur Versorgung der einzelnen Linsenelemente dient Kapton-beschichteter, versilberter Kupferdraht.

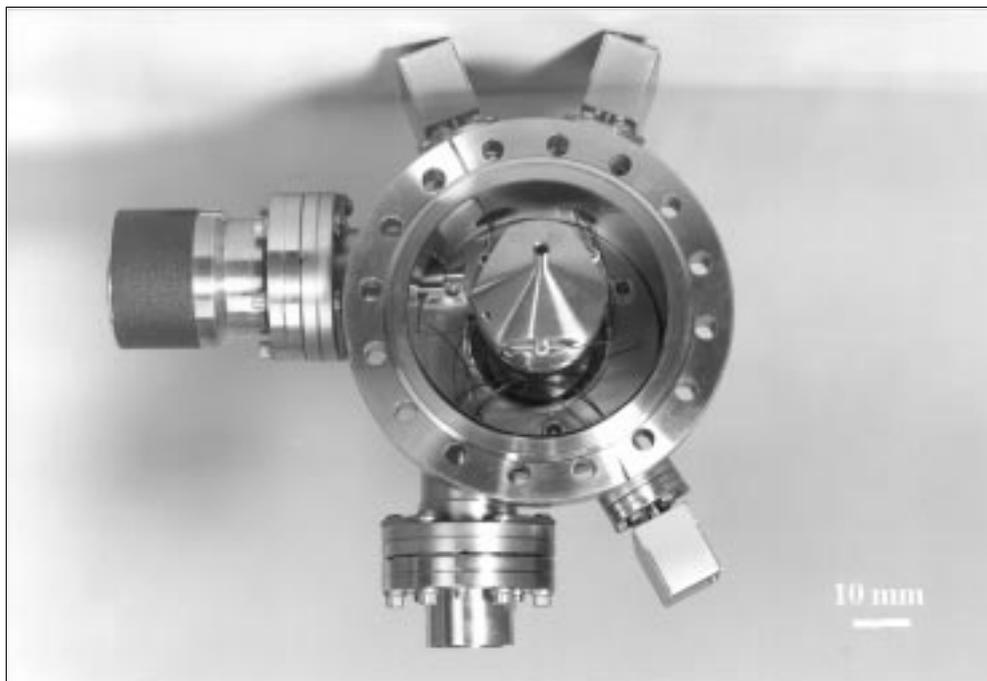


Abbildung 14: Photographische Rückansicht der Elektronenoptik: Zu sehen sind die in den Reduzierflansch eingeschweißten Durchführungen. Die drei radial eingearbeiteten Durchführungen versorgen jeweils einen Quadrupol, die vertikal eingearbeitete die anderen Elemente und die waagerechte Drehdurchführung ermöglicht zusammen mit der nur begrenzt sichtbaren 90°-Getriebebox den seitlichen Zugriff auf die Gewindestange.

3.2.4 Die Tests am JEOL

Zur Überprüfung der in der Simulation ermittelten Linsenpotentiale wurde die Optik in ein JAMP 30 Rasterelektronenmikroskop eingebaut. Als Probe diente ein isoliertes Stück Kupfer, das in der gleichen Abgriffgeometrie wie im SAN 670 xi angebracht war. Zur Messung des Probenstromes konnte die Probe auf ein beliebiges Potential gelegt werden. Das letzte Element der Optik wurde durch einen metallbeschichteten Szintillatorschirm mit Zweigitteroptik ersetzt. Wurde an den Schirm eine positive Hochspannung (3 kV) angelegt, konnten die abbildenden Eigenschaften des Systems untersucht werden, lag er nur auf geringem positiven Potential (+9 V), war Messung des auftreffenden Elektronenstroms möglich. Für alle Tests wurde die Mikroskopsäule bei 10 kV und einem Strom von 10 nA betrieben, was typisch für das SAN 670 xi ist. Der Primärstrahl wurde über eine Fläche von $400 \cdot 400 \mu\text{m}^2$ gerastert.

Zu Beginn der Messungen waren zum Teil sehr unsymmetrische Einstellungen der linken und rechten Elemente der Quadrupole nötig. Der Elektronenstrahl ließ sich nur schlecht fokussieren und eine geringe Transmissionsrate²⁹ von 10-15% wurde erzielt. Ursache war ein starker Einfluß der Streufelder der magnetischen Pumpen auf die optischen Eigenschaften. Aus diesem Grund wurde die Optik für die weiteren Tests mit einer μ -Metallabschirmung versehen. Damit wurde die starke links-rechts-Asymmetrie an den Quadrupolen eliminiert und die bis dahin schlechten optischen Eigenschaften verbesserten sich. Durch Veränderung der Potentiale der Linsen L5 und L6 ließ sich der Durchmesser des Leuchtflecks auf dem Szintillator symmetrisch vergrößern, was eine Verschiebung des Fokus vor bzw. hinter die Szintillatorebene bedeutet.

Bei der folgenden Optimierung von Transmission und optischen Eigenschaften ergeben sich Abweichungen von den durchgeführten Rechnungen. Durch die Erhöhung der Potentiale des ersten Quadrupols auf im Mittel 860 V ließ sich der Szintillatorstrom deutlich erhöhen, der Fokus verschlechterte sich jedoch. Eine SIMION-Simulation zeigte veränderte Elektronentrajektorien und deutete auf zu niedrige Potentiale an den Linsen L2-L4 hin. Diese wurden erhöht. Die daraus resultierende, veränderte Fokussierung wurde durch die Anhebung der Spannungen an den Linsen L5-L8 ausgeglichen. Der Durchmesser des Leuchtflecks und damit der Ort des Fokus kann allein durch die Wahl der Potentiale der Linsen L5 und L6 festgelegt werden. Eine Erhöhung von V_{L6} vergrößert den Leuchtfleck mehr als eine Erniedrigung von V_{L5} . Eine SIMION-Simulation zeigt, daß sich der Fokus in beiden Fällen in Richtung des Ausgangs der Optik verschiebt.

²⁹Als Transmissionsrate sei hier der Quotient aus der Zahl der Elektronen die die Probe mit einer Energie $E < 36$ eV verlassen und dem gemessenen Szintillatorstrom definiert.

Element	Simulation	Experiment
Quadrupol 1	590 V	≈860 V
Linse 1	1500 V	1800 V
Linse 2	300 V	1800 V
Quadrupol 2	1500 V	≈900 V
Linse 3	1500 V	1800 V
Linse 4	1500 V	1800 V
Quadrupol 3	700 V	≈1000 V
Linse 5	1500 V	1800 V
Linse 6	1000 V	550 V
Linse 7	700 V	550 V
Linse 8	300 V	300 V

Tabelle 1: Vergleich der errechneten und anschließend im Experiment ermittelten Linsenspannungen

Mit all diesen Verbesserungen erhält man abschließend eine Transmissionsrate von ca. 42%. Der Leuchtfleck auf dem Szintillator hat einen Durchmesser von ca. 2 mm.

In Tab. 1 sind zum Vergleich die berechneten und die letztendlich im Experiment optimierten Versorgungsspannungen aller Elemente gegenübergestellt.³⁰ Mit Hilfe des Simulationsprogrammes SIMION (Version 4.01) ist zwar eine qualitative Berechnung der optischen Eigenschaften sowie die Abschätzung der benötigten Linsenpotentiale möglich, praktische Tests vor dem letztendlichen Betrieb der berechneten Optiken sind jedoch unbedingt nötig. Die in den Tests gefundenen Versorgungsspannungen der Linsenelemente ergeben ein lokales Optimum von Abbildungseigenschaften und Transmission.

3.2.5 Erste Messungen am SAN 670 xi

Für die ersten Testmessungen wurde das Linsensystem an einer anderen als der ursprünglich vorgesehenen Position angebracht. Die optische Achse lag deshalb ca. 20° statt 10° und zusätzlich dazu senkrecht 35° aus der Oberflächennormalen heraus. Die Spinanalysekammer verblieb zunächst am S800. Es wurde lediglich einer der

³⁰Die Spannung von Linse 8 war von vornherein auf 300 V festgelegt und wurde in den Tests durch den Szintillator ersetzt.

beiden dort vorhandenen Spindetektoren hinter der Optik angebracht. Aus diesem Grund wurde zwischen Optik und Detektor zusätzlich eine aus zwei zylinder- und einem trichterförmigen Element bestehende Einzellinse gesetzt (siehe Abb. 13 rechts, Abb. 14 im Vordergrund), die den Fokus vom Ausgang der Optik auf den hinter ihr sitzenden Wolframkristall abbildet. Die für die Fokussierung der Elektronen auf den Wolframkristall benötigten Versorgungsspannungen dieser drei Elemente wurden mit SIMION berechnet. Eine Optimierung der Geometrie und den einzelnen Potentialen dieser Einzellinse ist jedoch noch nötig. Durch Angleichung der Potentiale vornehmlich der links-recht-Quadrupolelemente war es möglich, die Optik auf die neue Geometrie einzustellen und für die ersten qualitativen Messungen ausreichende Zählraten in den Sekundärelektronenvervielfachern des Detektors zu erzielen.

Aufgrund des größeren Primärstrahlstromes (10nA) und der verbesserten elektronenoptischen Eigenschaften waren in diesen Messungen Meßzeiten von $500 \mu\text{s}$ pro Bildpunkt ausreichend, um die magnetischen Strukturen auf einer Fe(110)-Oberfläche zu erkennen. Bei vergleichbarer Bildauflösung (256·256 Bildpunkte) benötigt man für eine Aufnahme, die im S800 knapp 10 Minuten dauert (dort sind es 243·243 Bildpunkte), nur ca. 32 Sekunden. Die Zählraten betragen bei diesen Messungen 50.000 s^{-1} je Vervielfacher und es wurden für Abb. 15 vier Aufnahmen aufsummiert. Eine ausführliche Beschreibung von Rechner und Zubehör befindet sich am Institut [123].

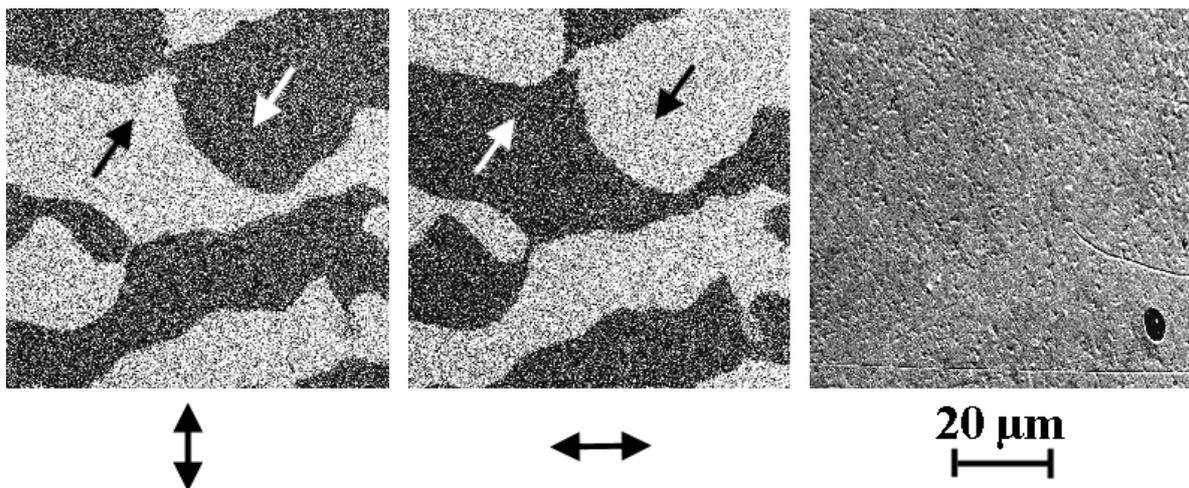


Abbildung 15: Domänenstruktur und Topographie auf einem Fe(110)-Kristall: Im linken Teilbild ist die Polarisationskomponente parallel zur vertikalen Kante des Bildes zu sehen, im mittleren diejenige parallel zur horizontalen Kante. Die Pfeile in den Domänen geben die Richtung der Magnetisierung an. Rechts ist in einem SEM-Bild die Oberfläche des Fe(110)-Kristalls zu sehen.

Der Fe(110)-Einkristall wurde vor den Aufnahmen durch Ar^+ -Ionenbeschuß bei einer Energie von 3 keV von seiner Oxidschicht befreit. krz-Eisen hat auf der (110)-

Oberfläche eine zweizählige Symmetrie, die leichten Achsen der Magnetisierung sind die in der Oberfläche liegenden $<100>$ -Richtungen. Abb. 15 zeigt einige der ersten SEMPA-Aufnahmen am SAN 670 xi. Im linken Teilbild ist im Prinzip die Polarisationskomponente parallel zur linken/rechten Kante des Bildes dargestellt, in der Mitte diejenige parallel zur unteren/oberen Kante. Dies ist durch die Pfeile unter den Bildern angedeutet. Das rechte Bild zeigt in einer SEM-Aufnahme die Topographie der Oberfläche.

In beiden magnetischen Bildern erkennt man entsprechend der zweizähligen Symmetrie der Oberfläche jeweils nur zwei Grautöne. Die zugehörige Richtung der Magnetisierung ist durch die Pfeile dargestellt. Es liegt ein Multidomänenzustand vor, dessen Struktur in beiden Bildern gleich ist. Ursache für die auffallende und auf Oberflächen von Volumenproben gewöhnlich nicht zu beobachtende unregelmäßige Domänenform mit beliebig orientierten Domänenwänden ist eine leichte Fehlorientierung der Kristalloberfläche.

Ein quantitativer Vergleich der beiden SEMPAs S800 und SAN 670 xi ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht möglich. Erst müssen am SAN 670 xi die Einstellungen für das elektrostatische Linsensystem und die Geometrie der hinter der Optik angebrachten Einzellinse optimiert, sowie die maximal erreichbare Auflösung überprüft werden.

3.3 Die Herstellung der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen

Die Präparationskammer des SEMPA S800 ist als auf der Seite liegender Kreiszyylinder mit ca. 200 mm Durchmesser ausgeführt und bietet in zwei zur Achse senkrechten Ebenen die Möglichkeit, die Probe für die SEMPA-Messungen zu präparieren. Die Abb. 16 und 17 zeigen jeweils einen Schnitt durch eine der beiden Ebenen. Die Probe befindet sich in beiden Fällen im Zentrum auf dem als Manipulator dienenden Transferstab und ist um die Symmetrieachse des Zylinders drehbar.

In der dem Mikroskop zugewandten Ebene (Abb. 16) befinden sich ein Zylinderspiegelanalysator (CMA) mit integrierter Elektronenkanone (0-10 kV), ein Quadrupolmassenspektrometer, eine Ionenkanone, ein Heizfilament und ein Fluoreszenzschirm. Der CMA ist mittels eines Federbalgs bewegbar und kann aus der Arbeitsposition für die Augerelektronenspektroskopie (AES) herausgezogen werden, damit der Proben-transfer ins Mikroskop möglich ist. Die Ionenkanone dient zum Ionenätzen und wird bei einem Argon-Partialdruck von $2 \cdot 10^{-5}$ mbar, einer Ionenenergie von 600 eV und streifendem Einfall (Winkel zur Oberfläche ca. 20°) betrieben. Die herunterfahrbare

Probenheizung³¹ erlaubt das Ausheilen der beim Ionenbeschuß entstandenen Defekte an der Kristalloberfläche. Geheizt wird gleichzeitig mittels Strahlung (ca. 20W) und Elektronenstoß (ca. 24W), was eine Probentemperatur von ca. 650°C ergibt. Der Fluoreszenzschirm ermöglicht die Aufnahme von MEED³² -Oszillationen unter Verwendung der Auger-Elektronenkanone.

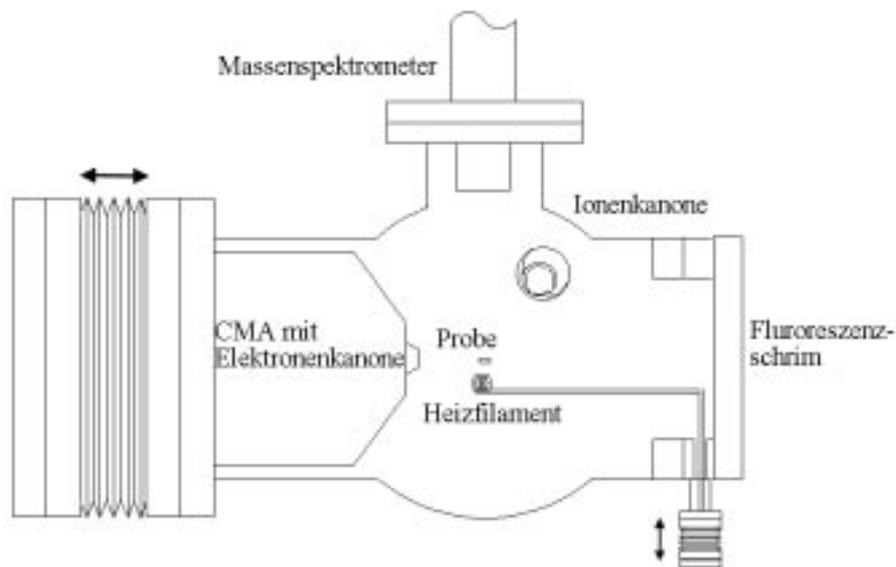


Abbildung 16: Querschnittszeichnung durch Präparationsebene 1: In dieser Ebene befinden sich u.a. ein Augeranalysator mit eingebauter Elektronenkanone, eine Ionenkanone und eine Probenheizung.

In der zweiten Ebene (Abb. 17) befinden sich ein Kobalt-Ofen, ein Helmholtz-Spulenpaar, ein über zwei Linearantriebe beweglicher Maskenhalter und ein ihm gegenüber am Fenster außerhalb der Kammer angebrachtes Fernrohr. Der Ofen ist als wassergekühlter Elektronenstrahlverdampfer ausgeführt und wird über eine im Institut entwickelte Steuerung betrieben. Diese ermöglicht die Messung und Stabilisierung des ionisierten Teils des verdampften Kobalts und damit eine hohe Reproduzierbarkeit der Aufdampftrate. Das Spulenpaar erlaubt die Erzeugung von Magnetfeldern bis zu 160 Oe für ca. 10 Sekunden. Die Einstellung der relativen azimuthalen Orientierung von Magnetfeld und Probenoberfläche erfolgt durch Drehung der Probe auf dem Transferstab und ist auf $\pm 5^\circ$ genau. Auf dem Maskenhalter ist ein Piezokristall-getriebener Schrittmotor befestigt, der wiederum ein geschlitztes Kupferblech (Schlitzbreite ca. 300 μm) und ein mikrostrukturiertes Siliziumplättchen trägt. Kupferblech und Si-Plättchen können

³¹Dies ist zum einen für den Probentransfer ins Mikroskop nötig, zum anderen ist eine definierte Annäherung an die Probe möglich.

³²Kurzform für „Medium Energy Electron Diffraction“ (Beugung mittlereenergetischer Elektronen, siehe z.B. [124, 125]).

mittels der beiden Linearantriebe über der Probe positioniert werden. Dieser Vorgang ist durch das Fernrohr kontrollierbar und erlaubt somit eine definierte Annäherung der Masken an den Cu-Einkristall ohne dessen Oberfläche zu zerstören. Die Schlitzmaske dient zusammen mit dem Schrittmotor zur Durchführung von Keilexperimenten, sei es in Form von Stufen- oder aber kontinuierlichen Keilen. Das Siliziumplättchen wird für die Herstellung der Co-Mikrostrukturen benutzt und zusammen mit der Aufdampfanordnung und der sich daraus ergebenden Qualität der Mikrostrukturen im Anschluß beschrieben. Der Basisdruck in der Präparationskammer beträgt $2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

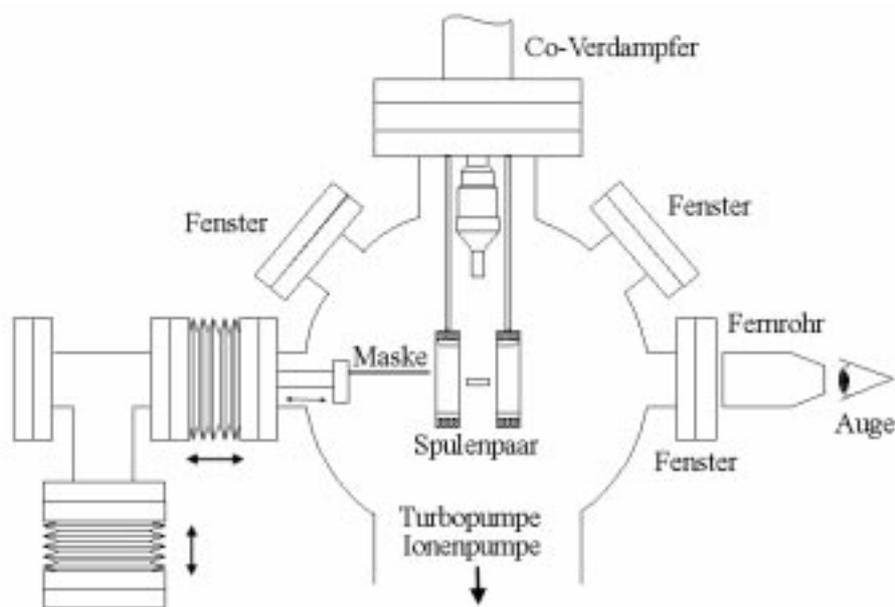


Abbildung 17: Querschnittszeichnung durch Präparationsebene 2: In dieser Ebene befinden sich u.a. Co-Verdampfer und Maske zur Herstellung der Mikrostrukturen, sowie ein Helmholtz-Spulenpaar.

Nach dem Einbau der Cu-Kristalle (Oberflächenorientierung (001) bzw. (1115)) in die UHV-Kammer wurden diese durch mehrere Zyklen von Sputtern und Heizen gereinigt, bis mittels Augerelektrospektroskopie keine Verunreinigungen mehr auf der Oberfläche detektierbar waren.

Das Kobalt (99.9% Reinheit) wurde nach dem Einbau in den Verdampfer über mehrere Stunden ausgegast, um es vom Hauptadsorbat Kohlenstoff zu befreien. Dies wurde ebenfalls durch AES kontrolliert.

Aufgedampft wurde bei Raumtemperatur mit einer Rate von 0.7-0.8 ML pro Minute. Die Kalibrierung der Schichtdicke erfolgte über das AES-Intensitätsverhältnis aus Cu(920 eV)- und Co(776 eV)-Linie. Die hierfür nötige Referenzkurve wurde aus MEED-Oszillationen an einem Cu(001)-Kristall gewonnen [126].

Die Experimente wurden sowohl an kontinuierlichen Filmen, wie auch an lateral strukturierten Proben vorgenommen. Neben der oben schon beschriebenen Schlitzmaske für die Keilversuche stand noch die mikrostrukturierte Siliziummaske zur Verfügung. Es handelt sich um ein $5 \cdot 5 \text{ mm}^2$ großes und $370 \mu\text{m}$ dickes Siliziumplättchen, das in seinem Zentrum auf einer Fläche von $3 \cdot 3 \text{ mm}^2$ bis auf ca. $235 \mu\text{m}$ abgeätzt wurde. Innerhalb dieser Fläche sind dann mittels Elektronenstrahl-lithographie und Ätzen 42 Mikrostrukturfelder in Form eines periodischen Gitters eingebracht worden. Die große Anzahl der Felder erleichtert später nicht nur das Auffinden der Strukturen, sondern ermöglicht gleichzeitig eine statistische Auswertung der beobachteten magnetischen Eigenschaften innerhalb eines Aufdampfexperiments. Abb. 18 zeigt im linken Teil einen Ausschnitt aus einem der 42 Felder.

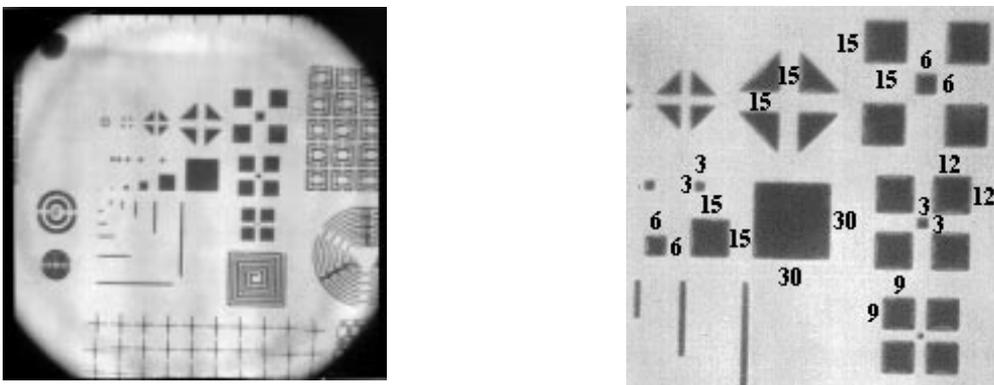


Abbildung 18: Lichtmikroskopische Aufnahme eines Mikrostrukturfeldes auf der Si-Maske (links) und im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Strukturen mit Größenangaben in Mikrometern (rechts).

Im Zentrum sieht man Quadrate und Dreiecke mit verschiedenen Kantenabmessungen, sowie Linienstrukturen mit unterschiedlichen Kantenverhältnissen. Im Bereich der Ränder befinden sich gitterähnliche Strukturen, teils in periodischer Anordnung, teils mehr einer Spirale gleichend. Jeweils an gegenüber liegenden Rändern kann man die gleichen Strukturen wiedererkennen. Dies verdeutlicht die Periodizität der in die Maske geätzten Strukturen. Untersucht wurden im Rahmen dieser Arbeit hauptsächlich die Eigenschaften der Quadrate, da sie in unterschiedlichen Größen in der Maske vorhanden sind. Um mit einer SEMPA-Aufnahme möglichst viele Strukturen zu erfassen, wurde für die meisten Messungen die Vergrößerung so gewählt, daß in den Bildern in etwa der in der rechten Hälfte von Abb. 18 dargestellte Ausschnitt zu sehen ist. Hinzugefügt sind die Abmessungen der einzelnen Strukturen. Die Größe der Quadrate reicht von $3 \cdot 3 \mu\text{m}^2$ bis $30 \cdot 30 \mu\text{m}^2$.

Bevor ein etwaiger Einfluß der Form der Strukturen auf das sich ausbildende Domänenmuster untersucht werden kann, muß zunächst geklärt werden, ob mittels durch das Dampfen durch die Maske überhaupt eine definierte Abbildung der Strukturen möglich ist. Durch die endliche Ausdehnung von Aufdampfquelle, die Dicke der Maske und den Maskenabstand zur Probe können Halbschattenbereiche erwartet werden (s. Abb. 19). In diesen Bereichen wird die Dicke der aufgedampften Strukturen kontinuierlich auf Null abnehmen. Je nach lateraler Ausdehnung der Halbschattenbereiche wird unter Umständen gar nicht die nominelle Schichtdicke in der Struktur erreicht. Diese Einflüsse setzen Grenzen für die Größe der Strukturen, die minimal herstellbar sind.

Mit Hilfe des Strahlensatzes läßt sich leicht berechnen, daß bei punktförmiger Verdampfungsquelle, die Strukturen allein aufgrund des endlichen Abstandes der Maske von der Probenoberfläche verbreitert sind. Diese Verbreiterung ist proportional zum Abstand Maske - Probe und beträgt bei einem $15\ \mu\text{m}$ -Loch in der Maske und einem Abstand zur Probe von $100\ \mu\text{m}$ jedoch nur ca. $5\ \text{nm}$ an jedem Rand.³³ Dies ist jenseits der Auflösungsgrenze des SEMPA.

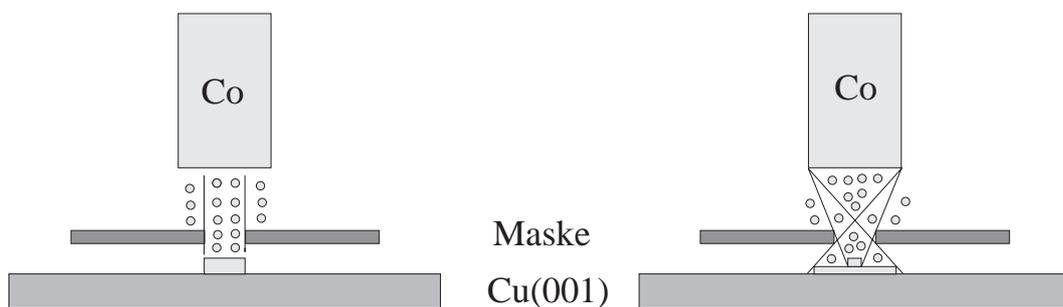


Abbildung 19: Prinzipielle Aufdampfgeometrie: a.) die Co-Atome bilden parallele Strahlen und b.) die Co-Strahlen haben maximale Divergenz.

Tatsächlich handelt es sich bei der Aufdampfquelle jedoch um einen ca. $20\ \text{mm}$ langen und $2\ \text{mm}$ dicken Kobaltstab, von dessen der Probe zugewandten Spitze aus verdampft wird. Wird das Verdampfergut nach dem Einbau und vor jedem Aufdampfprozeß langsam erwärmt, so bildet sich eine Spitze aus, deren Durchmesser weniger als einen Millimeter beträgt. Dennoch ist die resultierende Verdampfungsfläche deutlich größer als die Strukturen in der Maske. Ist die Divergenz der Co-Strahlen vernachlässigbar (s. Abb. 19a), werden die Strukturen in der Maske perfekt auf Substratoberfläche abgebildet.

³³In die Berechnung geht zusätzlich noch der Abstand der Verdampfungsquelle von der Kristalloberfläche ein. Dieser wurde so gewählt, daß die gesamte Oberfläche homogen bedampft werden kann und beträgt etwas $160\ \text{mm}$.

Die Kanten sind scharf und verbreitern sich auch nicht bei größer werdendem Abstand der Maske von der Kristalloberfläche. Bei maximaler Divergenz des Aufdampfstrahls (s. Abb. 19b), ist die Struktur verkleinert und von einem Rahmen geringer Schichtdicke umgeben. Eine geometrische Analyse liefert, daß die Breite des Halbschattenbereiches in erster Näherung proportional zu Ausdehnung der Aufdampfquelle und Maskenabstand ist. Aufgrund der endlichen Dicke der Maske ergäbe sich auch bei Auflegen eine Restunschärfe, die in die Struktur hineinragt. Hebt man die Maske von der Probe ab, verbreitern sich die Strukturen zusätzlich (s. Abb. 19, rechts). Bei einer Abdampffläche mit einem Durchmesser von $500\ \mu\text{m}$ und der Dicke der Maske von $235\ \mu\text{m}$ sowie einem Maskenabstand von wiederum $100\ \mu\text{m}$ ergibt sich ein unscharfer Bereich von ca. $600\ \text{nm}$.

Die reale Divergenz der Kobaltstrahlen wird zwischen den beiden beschriebenen Fällen zu finden sein. Nimmt man den Mittelwert, so sollte jede aufgedampfte Struktur von einem ca. $300\ \text{nm}$ breiten Rand umgeben sein, in dem die Schichtdicke kontinuierlich auf Null abnehmen wird.

Wichtig ist es nun unmittelbar nach dem Aufdampfen schnell und zuverlässig entscheiden zu können, ob die Strukturen mit maximaler Schärfe aufgebracht wurden. Neben dem oben erwähnten Effekt können unscharfe Strukturen auch durch äußere Störeinflüsse entstehen, was durch das Verrutschen von Maske bzw. Transferstab verursacht wird. Trotz der Schwingungsdämpfung des UHV-Systems trat dieser Fall häufiger auf. Im SE-Bild läßt sich diese Unschärfe durch die veränderte Form oder den fehlenden Kontrast zum Kupfer-Substrat leicht ausmachen.

Für das Erkennen der durch die Abschattungseffekte bedingten Unschärfe kann man einen dunkel-hell-Umschlag im SE-Kontrast zwischen Kupfer und Kobalt nutzen. Abb. 20 zeigt links das SE-Bild eines Co-Stufenkeils auf Cu(001). Zu sehen sind im unteren Drittel das Kupfersubstrat, im Zentrum die Stufe mit 1 ML mittlerer Bedeckung und oben mit 3 ML Co. Es ist deutlich der zunächst helle Co-Kontrast für die Monolage und der dann dunkle für 3 ML Bedeckung zu sehen. Da dieser Effekt auch für andere Systeme wie z.B. Fe/Cu(001) bekannt ist [127], kann er vermutlich der relativ großen Rauigkeit der Schichten unterhalb von zwei Monolagen Bedeckung zugeschrieben werden. Lagenwachstum tritt in beiden Systemen erst oberhalb dieser Bedeckung auf. Ein Austrittsarbeitseffekt kann ebenfalls nicht ausgeschlossen werden.

In der mittleren Aufnahme von Abb. 20 sind unscharf gedampfte, 2 ML dicke Co-Strukturen auf Cu(001) im SE-Bild zu sehen. Deutlich ist der helle Rand der Strukturen zu erkennen. In den Strukturen ist zu erkennen, das 2 ML Kobalt kaum Kontrast zum Kupfersubstrat zeigen. Um scharf gedampfte Strukturen dieser Dicke auf der Kristallo-

berfläche zu finden, muß deshalb der SEV im Mikroskop positiv vorgespannt werden³⁴. Die Linienstrukturen am linken unteren Rand sind kaum noch als solche zu erkennen, da ihre beiden Ränder schon fast verschmelzen. Ihr Profil ist pyramidenartig.

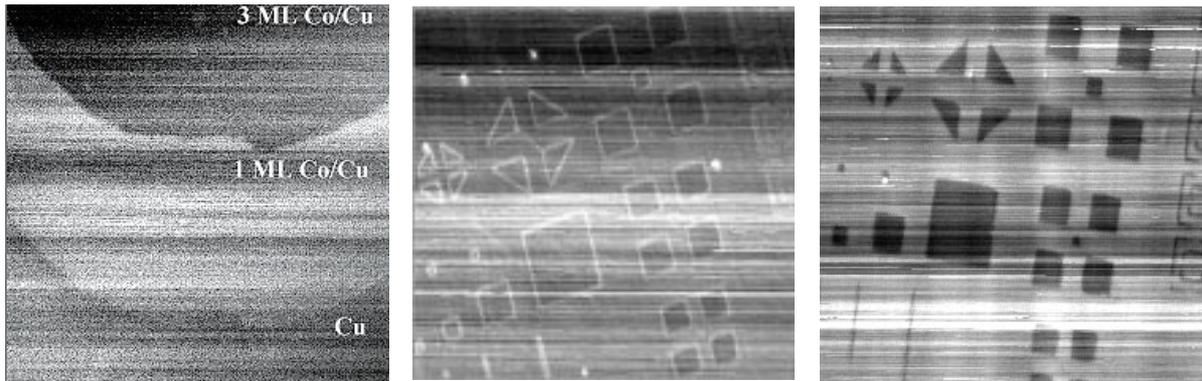


Abbildung 20: Die Schärfe der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen: Kontrastumschlag im SE-Bild eines Co-Stufenkeils (links), SE-Aufnahme unscharf aufgedampfter Mikrostrukturen mit 2 ML Dicke (mitte) und SE-Bild scharf aufgedampfter Mikrostrukturen mit 10 ML Dicke (rechts). Die waagerechten Balken entstehen durch Schwankungen der Intensität des Primärstrahls.

Die Unschärfe der Strukturen nimmt mit zunehmendem Maskenabstand zu. In den ersten Experimenten war zu beobachten, daß der helle Rand der Strukturen einige Mikrometer breit war und somit auch größere Quadrate ein mehr kissenförmiges als rechteckiges Profil aufwiesen.

Im rechten Teil von Abb. 20 ist zu sehen, daß bei richtiger Wahl des Abstandes Maske-Probe eine definierte Abbildung der Strukturen auf die Substratoberfläche möglich ist. Im Gegensatz zur mittleren Aufnahme ist in diesem Mikrostrukturfeld kein heller Rand zu erkennen. Aufnahmen höherer Vergrößerung zeigen jedoch, daß eine Restunschärfe von ca. 400 nm nicht vermieden werden kann.

³⁴Einige hundert Volt am SEV führen zu einer Verstärkung des Unterschiedes der Elektronenausbeuten von Kobalt und Kupfer.

4 Eigenschaften ultradünner Co/Cu(001)-Filme

Das System Co/Cu(001) ist eines der am besten untersuchten Systeme auf dem Gebiet ultradünner magnetischer Schichten. Wegen seiner gut verstandenen Eigenschaften hat es geradezu Modelcharakter. In einer Vielzahl von Arbeiten ist Co/Cu(001) hinsichtlich seines Wachstums, seiner strukturellen und seiner magnetischen Eigenschaften charakterisiert worden [1], [129]-[155].

Wächst man Kobalt (Co) auf einer (001)-Oberfläche des kubischflächenzentrierten Kupfers (Cu) auf, so läßt sich Co in einer kubischflächenzentrierten Struktur stabilisieren. Der Zustand ist jedoch metastabil, da Co bei Raumtemperatur in hexagonaler Kristallstruktur vorliegt und erst bei höheren Temperaturen (> 710 K) eine Umstrukturierung in eben diese kfz-Phase erfolgt [102]. Der Unterschied der Gitterkonstanten von kfz-Cu ($a_{Cu}=3.615$ Å) [102] und kfz-Co ($a_{Co}=3.545$ Å) [102] von 1.9% ergibt eine tetragonale Verzerrung der Co-Einheitszelle. Innerhalb der Filmebene wächst der Film gedehnt auf, in Richtung der Filmmormalen ist er kontrahiert [129, 133, 137]. RHEED³⁵-Untersuchungen haben gezeigt, daß die atomaren Abstände in der obersten Lage während des Wachstums zwischen dem des Kupfers und dem des Kobalts oszillieren [153].

Die geringe Gitterfehlpassung von Co- und Cu-kfz-Gitter führt zu einem guten Lagenwachstum der Cobaltfilme. Auger-Intensitätsverhältnisse der Co- und Cu-Linien zeigen scharfe Knickpunkte mit jeder gefüllten atomaren Lage [128, 129, 132] und MEED [126, 131] bzw. TEAS³⁶[131] ergeben ausgeprägte Intensitätsoszillationen bis zu einer Dicke von einigen 10 Monolagen (ML). Dies verdeutlicht, daß die absolute Rauigkeit der

³⁵Kurzform für „Reflection High Energy Electron Diffraction“ (Beugung hochenergetischer Elektronen) siehe z.B. [124, 125]).

³⁶Kurzform für „Thermal Energy Atom Scattering“ (Beugung von Atomen mit thermischer Energie, siehe z.B. [124])

Kobaltfilme während des Wachstums nur langsam zunimmt. Nach STM³⁷-Messungen beträgt sie unterhalb von 10 ML nur ± 1 ML [142].

Lediglich unterhalb von zwei atomaren Lagen existieren Abweichungen von diesem nahezu idealen Lagenwachstum. STM-Untersuchungen ergaben, daß das Kobalt teilweise in Form von Doppellageninseln auf dem Cu-Substrat nukleiert [136, 141, 142, 154]. Die Schicht ist also unterhalb einer Dicke von zwei Monolagen im allgemeinen nicht vollständig geschlossen. Da Kupfer im Vergleich zum Kobalt eine geringere Oberflächenenergie besitzt [156], ist die Diffusion des Kupfers aus den unbedeckten Cu-Bereichen auf das Cobalt möglich. Bei zeitintensiven Experimenten in diesem Schichtdickenbereich ist deshalb auch bei Raumtemperatur mit einer Beeinflussung durch aufschwimmendes Kupfer zu rechnen.

Ferromagnetische Ordnung wird im Co/Cu(001)-System bereits ab einer mittleren Schichtdicke von weniger als zwei Monolagen beobachtet [130, 131]. Die Curie-Temperatur (T_c) dieser Schichten liegt jedoch weit unterhalb der des Volumen-Kobalts (1388 K) [102] und beträgt für 1.5 ML Co nur ca. 120 K. Mit zunehmender Schichtdicke steigt T_c dann nahezu linear an, erreicht bei ca. 1.7 ML Raumtemperatur und beträgt bei 2.5 ML Dicke ca. 500 K [134, 135]. Für größere Schichtdicken wird die Bestimmung der Curie-Temperatur durch die einsetzende Interdiffusion von Kobalt und Kupfer beeinträchtigt, da Cobaltatome in einer Cu-Matrix nicht mehr zum Magnetismus beitragen. Nachträglich aufgedampft Kupfer reduziert die Curie-Temperatur [135, 137].

MOKE³⁸- [131, 147] und SEMPA-Experimente [100, 159] haben gezeigt, daß die spontane Magnetisierung für alle untersuchten Schichtdicken (> 1.5 ML) in der Filmebene liegt. Nicht nur der magnetostatische Anteil der freien Energie, der eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zu Oberflächen erreichen will (vgl. Kap. 2), sondern auch ein aufgrund der tetragonalen Verzerrung auftretender Anisotropiebeitrag [17, 160] und der nach Néel [4] ebenfalls zu berücksichtigende Anisotropiebeitrag der Co/Vakuum-Oberfläche tragen hierzu bei [99]. Die Co/Cu-Grenzfläche dagegen favorisiert eine Stellung der Magnetisierung parallel zur Filmmormalen [99].

Innerhalb der Oberflächenebene hat Co/Cu(001) eine biaxiale kristalline Anisotropie. Die leichten Achsen der Magnetisierung sind die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen [100, 132, 140]. Für die Winkelabhängigkeit des Anisotropiebeitrags zur freien Energie gilt in der Entwicklung bis zur zweiten Ordnung gilt [161]

$$E_{ani} = \frac{1}{4}(K_{p1} + \frac{2}{D}K_{p2}) \sin^2(2\Phi) \sin^4\theta + \frac{2}{d}k_s \sin^2\theta. \quad (34)$$

³⁷Kurzform für „Scanning Tunneling Microscope“ (Raster-Tunnel-Mikroskop, siehe z.B. [124, 125])

³⁸Kurzform für „Magneto-Optical Kerr Effect“ (Magneto-optischer Kerr-Effekt, siehe z.B. [157, 158])

θ bezeichnet hier den Winkel zwischen der Filmnormalen und der Magnetisierung, Φ denjenigen zwischen der $\langle 100 \rangle$ -Richtung und der Magnetisierung und D ist die Schichtdicke. k_s ist die Oberflächenanisotropiekonstante und die Summe $K_{p1} + (2/D) K_{p2}$ beschreibt die zuerst von Heinrich [17] beobachtete und dann von [99] quantitativ bestimmte Dickenabhängigkeit der vierzähligen Anisotropie in der Oberflächenebene. Während K_{p1} magnetokristalline Ursachen hat [17, 160], ist der Ursprung für den dickenabhängigen Anteil K_{p1} nicht bekannt. Für energetische Betrachtungen innerhalb der Filmebene, in denen ein Anisotropiebeitrag zu berücksichtigen ist (vgl. Kap. 2.1.2), ist der Term innerhalb der ersten Klammer maßgebend. Der Wert der einzelnen Anisotropiekonstanten wurde von [99] in BLS³⁹-Experimenten bestimmt: $K_{p1} = -2.3 \cdot 10^6$ erg/cm³, $K_{p2} = 0.034$ erg/cm² und $k_s = -0.46$ erg/cm².

Wächst man Kobalt auf zu Cu(001) vizinalen Oberflächen Cu(11n) ($n > 1$) auf, so ist die magnetische Anisotropie des Co/Cu(11n)-Systems gegenüber dem Co/Cu(100) verändert. Als Folge der Verkipfung der Oberflächennormalen um wenige Grad in $\langle 110 \rangle$ -Richtung – im Fall des Cu(1113) sind es 6.2° , beim Cu(1115) sind es 5.4° – treten auf der Oberfläche in äquidistanten Abständen parallel zur $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ -Richtung verlaufende, monoatomare Stufen auf. Diese geben den Co/Cu(11n)-Systemen eine der vierzähligen überlagerte, zweizählige magnetische Anisotropie. Die leichten Achsen der Magnetisierung verlaufen bis zu einer Schichtdicke von ca. 20 ML parallel zu den Stufen. Die sich in den Co-Filmen ausbildende magnetische Domänenstruktur ist ebenfalls in einigen Arbeiten untersucht worden (Co/Cu(001) [100, 144, 145, 159], Co/Cu(1113) [95], Co/Cu(1115) [163]). Es handelt sich dabei ausschließlich um SEMPA-Untersuchungen. Wie vom theoretischen Standpunkt aus für in der Schichtebene magnetisierte Systeme zu erwarten, liegen die Filme nach dem Wachstum in einem eindomänigen Zustand vor. Nur am Rand kommt es aufgrund magnetostatischer Wechselwirkung zur Ausbildung von Kantendomänen. Die gefundene Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb der magnetisch vierzähligen Filmebene wird der praktisch nicht zu vermeidenden Existenz eines Restfeldes während des Wachstums zugeschrieben [145]. Dieses Restfeld führt zur parallelen Ausrichtung der Wachstumsinseln in der dem Restfeld nahegelegensten leichten Richtung [95] und somit nach der Koaleszenz zum eindomänigen Zustand im Zentrum des Filmes.

Durch Anlegen eines magnetischen Wechselfeldes parallel zur Schichtebene lassen sich in den Co-Filmen Domänen erzeugen [95, 100, 144]. Es ergibt sich ein Multidomänenzustand, in dem alle vier leichten Richtungen der Magnetisierung gleichermaßen vorkommen [100, 144]. Die Struktur dieses Zustandes ist jedoch entgegen den Beobachtungen bei

³⁹Kurzform für „Brillouin Light Scattering“ (Brillouin Licht Streuung, siehe z.B. [162])

Schichtdicken von einigen 10 nm sehr unregelmäßig [95, 164] und läßt sich bei Wiederholung nicht im Detail reproduzieren. Zwischen den Domänen werden fast ausschließlich die aufgrund ihres geringeren Drehwinkels energetisch bevorzugten 90° -Wände beobachtet [95, 100, 144]. Die selten vorkommenden 180° -Wandabschnitte haben immer nur Längen von einigen 10 μm und scheinen durch die sie umgebende Domänenstruktur stabilisiert [95]. Sowohl die 90° - als auch die 180° -Wände verlaufen nicht entlang bestimmter kristallographischer Richtungen [95, 100, 144].

Die zweizählige Anisotropie in den vizinalen Co/Cu(11 n)-Systemen spiegelt sich nach dem Entmagnetisieren in der Domänenstruktur wieder. Beispielsweise weisen Co/Cu(11 13)-Filme lediglich zwei verschiedene Magnetisierungsrichtungen auf [95]. Diese sind parallel zu den Stufen orientiert. Zwischen den Domänen können sich folglich nur 180° -Wände ausbilden.

Alle beobachteten Domänenwände haben Néel-Charakter [95], d.h. die Magnetisierung dreht innerhalb der Filmebene von der Ausrichtung in der einen angrenzenden Domäne in die der anderen (vgl. Kap. 2.2). Die Weite dieser vorrangig in dünnen Schichten vorkommenden Wandart liegt um Größenordnungen über der im Volumenmaterial dominierenden Blochwände⁴⁰. Die 90° -Néelwände haben eine Wandweite von ca. 300 nm, die 180° -Néelwände können eine Weite von bis zu einigen Mikrometern haben [95, 148]. Chui und Ryzhov [165] konnten unter Berücksichtigung der magnetoelastischen Wechselwirkung zeigen, daß auch in ultradünnen Co/Cu(001)-Filmen die Anziehung zweier 90° -Wände zur Bildung einer 180° -Wand führen kann⁴¹. Mit Hilfe ihres Modells konnten sie auch die von Berger [95] gefundenen 180° -Wände mit unsymmetrischem Magnetisierungsprofil erklären.

Legt man nach dem Wachstum ein konstantes äußeres Feld in eine der vier leichten Richtungen an, so läßt sich ein eindomäniger Zustand mit einer Magnetisierungsorientierung in die betreffende Richtung herbeiführen. Die Umorientierung der Magnetisierung erfolgt nicht durch Drehung [166, 167], sondern durch Wandwanderung, d. h. durch Ausbreitung einer oder mehrerer Domänen mit der Magnetisierung in Richtung des äußeren Feldes. Eine Drehung kann unter Berücksichtigung der oben angegebenen Anisotropie-Konstanten ausgeschlossen werden, da hierzu Felder im kOe-Bereich nötig wären [43]. In diesen Filmen werden jedoch Ummagnetisierungsfeldstärken von nur einigen Oe beobachtet (Brown'sches Paradoxon [43]). Als Keime für die Wandwanderung dienen die Kantendomänen am Rand der Probe mit der entsprechenden Ausrichtung des Magnetisierungsvektors [168, 169].

⁴⁰In einer Blochwand dreht die Magnetisierung innerhalb der Wandebene (vgl. Kap. 2.2). Ihre Weite beträgt je nach Material einige 10 nm.

⁴¹Entsprechende Betrachtungen für Volumenmaterialien sind schon länger bekannt [96, 97].

5 Magnetische Domänen in Co/Cu(001)-Mikrostrukturen

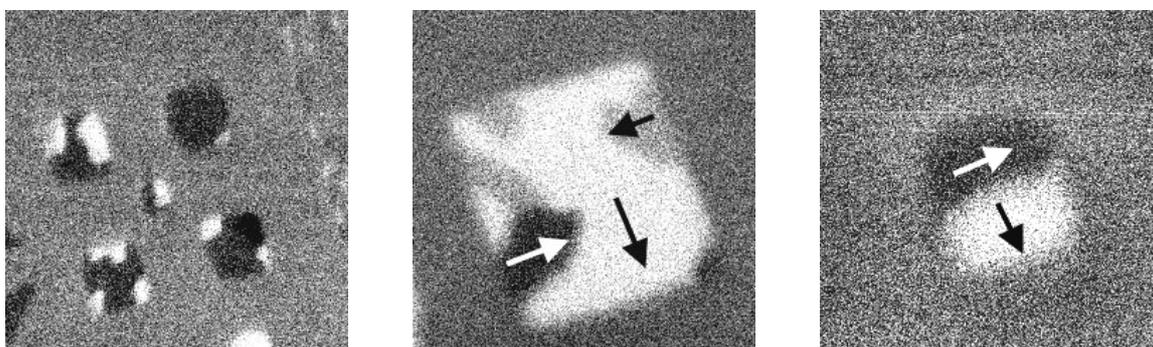
5.1 Der wie-gewachsene Zustand

In der vorliegenden Arbeit ist die magnetische Domänenstruktur in mikrostrukturierten Co/Cu(001)-Filmen im Schichtdickenbereich von 2-15 Monolagen (ML) untersucht worden. Um für alle Experimente einen reproduzierbaren Ausgangszustand zu schaffen, sind die Co-Strukturen für jede zu untersuchende Schichtdicke neu auf das Cu(001)-Substrat aufgebracht worden. Um substratinduzierte Effekte auszuschließen, wurden die Untersuchungsergebnisse auf einem zweiten Cu(001)-Kristall reproduziert.

Im gesamten untersuchten Schichtdickenbereich liegt die Magnetisierung in der Ebene. Dies ist in Übereinstimmung mit den Untersuchungen an ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen [95, 100]. Im Unterschied zu dem dort gefundenen, eindomänigen Zustand sind von den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen jedoch nur die *kleinsten Quadrate mit 3 μm Kantenlänge eindomänig!* Alle größeren Strukturen liegen nach dem Wachstum in einem *Multidomänenzustand* vor. Lediglich ca. 5% der Strukturen mit mehr als 3 μm Kantenlänge sind eindomänig.

Noch überraschender ist der experimentelle Befund, daß der Charakter der beobachteten magnetischen Struktur *keine Abhängigkeit von der Schichtdicke* zeigt! Dies steht im Gegensatz zu den im theoretischen Abschnitt durchgeführten Rechnungen.

Abb. 21 zeigt die magnetische Domänenstruktur in einigen Quadraten nach dem Wachstum. Die Kantenlängen der Strukturen sind angegeben. In allen Teilbildern ist die gemessene Polarisationskomponente parallel zur linken/rechten Kante der Bilder zu sehen. Während die Magnetisierung in den schwarzen/weißen Bereichen entlang der linken/rechten Kante der Strukturen nach oben/unten verläuft, zeigt sie in den hell-/dunkelgrauen Bereichen entlang der oberen/unteren Kante nach links/rechts. Die Pfeile in den Domänen deuten die verschiedenen Magnetisierungszustände an. Im Gebiet des Kupfers findet man keine Magnetisierung. Dies ist durch den „mittleren Grauwert“ dargestellt.



vier $15\mu\text{m}$ -Quadrate und
ein $6\mu\text{m}$ -Quadrat

$30\mu\text{m}$ -Quadrat

$6\mu\text{m}$ -Quadrat

Abbildung 21: Typische magnetische Domänenstruktur in quadratischen Co-Mikrostrukturen auf Cu(001). Die Schichtdicke beträgt 7 ML, die Pfeile deuten die Magnetisierungsrichtung in den Domänen an.

Es fällt auf, daß die magnetische Struktur in den Quadraten sehr unregelmäßig ist. Obwohl die magnetisch leichten Achsen des Systems parallel zu den Kanten der Strukturen orientiert sind, existieren keine symmetrischen Strukturen, wie sie beispielsweise im theoretischen Abschnitt behandelt worden sind. Allenfalls in den Quadraten mit $6\mu\text{m}$ Kantenlänge kann die Struktur als symmetrisch bezeichnet werden.

Im Prinzip kommen alle vier möglichen Magnetisierungsrichtungen in den Strukturen vor, aber nicht alle vier Richtungen in jeder Struktur. In den $15\mu\text{m}$ -Quadraten im linken Teilbild findet man 1, 2 bzw. 3 unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen in den Domänen, im $30\mu\text{m}$ -Quadrat sind es 3, im $6\mu\text{m}$ -Quadrat wieder nur 2. In den größeren Strukturen besteht diese Konfiguration zum Teil aus einer großen und mehreren kleineren Domänen. Die Größe dieser Domänen variiert jedoch von Struktur zu Struktur. In allen vier $15\mu\text{m}$ -Quadraten hat die größte Domäne die gleiche Magnetisierungsrichtung. Obwohl sie ebenfalls in allen Quadraten größer als das zentrale $6\mu\text{m}$ -Quadrat im glei-

chen Teilbild ist, bildet sich in diesem ein Zwei-Domänen-Zustand aus.

Diese Charakteristika der magnetischen Struktur gelten nicht nur für die quadratischen Mikrostrukturen. Auch in den Dreiecken bildet sich ein Multidomänenzustand mit unregelmäßiger Struktur aus. Dies ist in der Übersichtsaufnahme in Abb. 22 zu sehen.

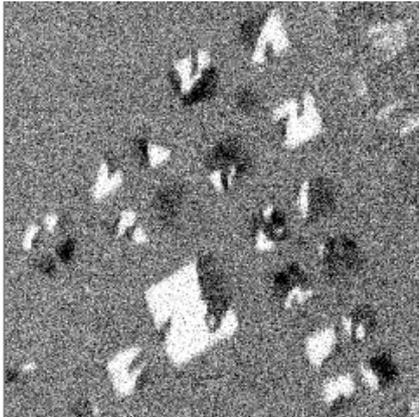


Abbildung 22: Magnetische Domänenstruktur in einem Mikrostrukturfeld. Auch in den Dreiecken ist die Struktur unregelmäßig. Eine magnetostatische Beeinflussung benachbarter Strukturen wird nicht beobachtet.

Innerhalb eines Mikrostrukturfeldes ist keine gegenseitige Beeinflussung der Strukturen erkennbar. Die Magnetisierung an den gegenüberliegenden Rändern benachbarter Strukturen nimmt beliebige relative Orientierungen ein. Eine magnetostatische Wechselwirkung, die je nach relativer Lage eine parallele oder antiparallele Ausrichtung begünstigen würde, scheint nicht stattzufinden.

Um eine Eingrenzung der möglichen Ursachen für:

- a.) den Multidomänenzustand und
- b.) die Existenz einer kritischen Kantenlänge für dessen Ausbildung

vornehmen zu können, wird im folgenden eine detaillierte Analyse der beobachteten Domänenstruktur durchgeführt. Trotz des im allgemeinen sehr unregelmäßigen Domänenmusters und seiner scheinbar sehr unterschiedlichen Merkmale in verschiedenen Strukturen, lassen sich durch eine statistische Auswertung bestimmte „Gesetzmäßigkeiten“ erkennen.

Wie in den Abb. 21 und 22 zu sehen, ist die Domänenstruktur auch in gleichgroßen Co-Mikrostrukturen sehr unterschiedlich. So variiert z.B. die Anzahl der vorkommenden Magnetisierungsrichtungen genauso wie die der Domänen. Die Form der Domänen zeigt ebenfalls keine Systematik. Dennoch erkennt man in beiden Abbildungen, daß in größeren Strukturen in der Regel mehr Domänen existieren als in kleineren. In Abb. 21 sind es in den beiden $6\mu\text{m}$ -Quadraten sind es jeweils zwei, in den $15\mu\text{m}$ -Quadraten

zweimal 4, einmal 3 und einmal 2 und in dem $30\mu\text{m}$ -Quadrat sieben Domänen. Mittelt man beispielsweise für alle untersuchten Größen der Quadrate die in ihnen vorhandene Domänenanzahl über mehrere Mikrostrukturfelder und wegen der fehlenden Dickenabhängigkeit der Charakteristika des Multidomänenzustandes zusätzlich über alle untersuchten Schichtdicken, so erhält man die in Abb. 23 dargestellte Abhängigkeit der mittleren Domänenanzahl von der Kantenlänge der Strukturen.

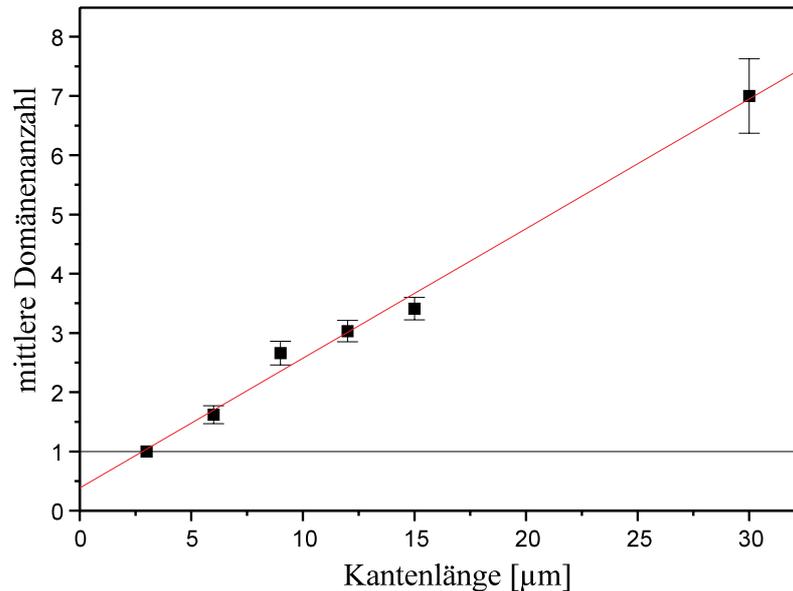


Abbildung 23: Abhängigkeit der mittleren Domänenanzahl in den Co-Quadraten von der Kantenlänge. Es ergibt sich ein linearer Zusammenhang. Die Linie dient zur Führung des Auges. Der eindomänige Zustand ist durch eine waagerechte Gerade angedeutet.

Wie bereits eingangs erwähnt, sind die kleinsten untersuchten Strukturen mit $3 \cdot 3\mu\text{m}^2$ Fläche immer eindomänig. Werden die Quadrate größer, so bestehen sie aus mehreren Domänen. Bis zu einer Kantenlänge von $30\mu\text{m}$ ergibt sich eine lineare Abhängigkeit der mittleren Domänenanzahl von der Kantenlänge der Strukturen. Der große Fehler für die mittlere Domänenanzahl in den $30\mu\text{m}$ -Quadraten entsteht aufgrund der geringen Anzahl dieser Quadrate in den Mikrostrukturfeldern⁴².

Die $6\mu\text{m}$ -Quadrate sind entweder eindomänig oder bestehen aus zwei in etwa gleich großen Domänen (vgl. Abb. 21, links und rechts). Nie waren drei Domänen in diesen Quadraten zu sehen. Beide Zustände kommen im Mittel in etwa gleich oft vor. Dies könnte darauf hindeuten, daß der energetische Unterschied dieser beiden Konfigurationen sehr klein ist.

⁴²Jedes Feld besteht aus nur einem $30\mu\text{m}$ -Quadrat, aber fünf $15\mu\text{m}$ -Quadraten, jeweils vier $12\mu\text{m}$ - und $9\mu\text{m}$ -Quadraten, zwei $6\mu\text{m}$ -Quadraten und drei $3\mu\text{m}$ -Quadraten.

Wertet man die Kantenlängenabhängigkeit der mittleren Domänenzahl für verschiedenen Schichtdicken aus, folgt durch Interpolation der Meßwerte oberhalb von $3 \mu\text{m}$ Kantenlänge stets ein linearer Zusammenhang. Die Steigung der Geraden variiert leicht, die Gerade selbst deutet aber jeweils auf eine für den eindomänigen Zustand kritische Kantenlänge von $2\text{-}4 \mu\text{m}$ hin (s. Abb. 23).

Aus den Aufnahmen in den Abb. 21 und 22 geht hervor, daß sich in größeren Strukturen im Mittel auch größere Domänen befinden als in den kleinen. Das $6\mu\text{m}$ -Quadrat in Abb. 21 besteht aus 2 in etwa $3\cdot 6\mu\text{m}^2$ großen Domänen, in den $15\mu\text{m}$ -Quadraten sind jeweils 1 große und unterschiedlich viele kleinere Domänen zu sehen, die zum Teil aber so groß wie das gesamte $6\mu\text{m}$ -Quadrat sind. Im $30\mu\text{m}$ -Quadrat sind sowohl Haupt- als Randdomänen in der Mehrzahl deutlich größer als in den kleineren $15\mu\text{m}$ -Quadraten.

Definiert man die mittlere Domänenfläche \overline{A}_{Dom} als Quotient aus der quadratischen Fläche einer Struktur ($A = l^2$) und der in ihr vorhandenen mittleren Domänenzahl (\overline{N}_{Dom}), so folgt unmittelbar, daß die mittlere Domänengröße nicht konstant sein kann. Wegen der linearen Abhängigkeit der mittleren Domänenanzahl von der Kantenlänge ($\overline{N}_{Dom} \propto l$, s. o.) hängt \overline{A}_{Dom} ebenfalls linear von der Kantenlänge ab. Für die $3\mu\text{m}$ -Quadrat gilt dies wegen des eindomänigen Zustandes natürlich nicht. Dort ist die Domänenfläche gleich der Fläche der Struktur ($\overline{A}_{Dom} = A = l^2$).

Vergrößert man die Kantenlänge der Strukturen über die in dieser Arbeit untersuchten $30 \mu\text{m}$ hinaus, sollten die Domänen im Mittel immer größer werden. Hält zusätzlich der Trend an, daß es sich in der Regel jeweils um eine immer größer werdende Zentraldomäne und mehrere kleinere, vom Rand ausgehende handelt, ergibt sich im Grenzfall des ausgedehnten Films ein eindomäniger Zustand mit Randdomänen. Genau dieser Zustand wird in ausgedehnten Filmen beobachtet!

Je nach relativer Lage der Magnetisierung in den aneinandergrenzenden Domänen, handelt es sich in ultradünnen Kobalt Filmen um 90° - oder 180° -Wände. In den Mikrostrukturen findet man fast ausschließlich die aufgrund des geringeren Drehwinkels der Magnetisierung energetisch bevorzugten 90° -Wände (vgl. Kap. 2.2), die nicht entlang bestimmter kristallographischer Richtungen orientiert sind. Dies ist in voller Übereinstimmung mit den Beobachtungen an im Wechselfeld entmagnetisierten, kontinuierlichen Filmen [95, 100].

Die endliche Größe der Strukturen ermöglicht es, die Domänenwände zu vermessen. Ihre Länge bestimmt nach den Betrachtungen im theoretischen Abschnitt (siehe Kap. 2.3) maßgeblich den energetischen Beitrag der Wände zur Gesamtenergie einer Mikrostruktur. Aus diesem Grund wurde in ca. 650 Strukturen mit unterschiedlicher Kan-

tenlänge und Schichtdicke die Gesamtlänge der Domänenwände bestimmt. Abb. 24 zeigt die Abhängigkeit der totalen Domänenwandlänge in einer Struktur von deren Kantenlänge⁴³. In den kleinsten untersuchten, eindomänigen Strukturen existieren natürlich keine Wände. Die $6\mu\text{m}$ -Quadrate bestehen aus maximal zwei in etwa gleichgroßen Domänen (vgl. Abb. 21), die Domänenwandlänge ist daher ungefähr gleich der Kantenlänge. In den größeren Strukturen nimmt die mittlere Wandlänge dann linear mit der Kantenlänge zu.

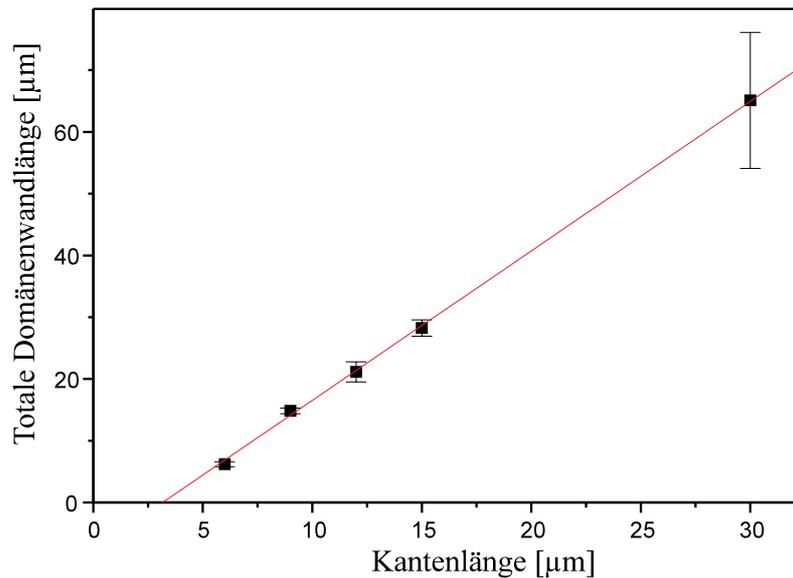


Abbildung 24: Abhängigkeit der gesamten Domänenwandlänge von der Kantenlänge der Strukturen. Oberhalb einer kritischen Kantenlänge von ca. $3\mu\text{m}$ ist ein linearer Anstieg der totalen Domänenwandlänge zu beobachten.

Aus der in einfacher Weise zur Kantenlänge korrelierten Gesamtlänge der Domänenwände folgt, daß die Wände nicht beliebig dicht angeordnet sein können. Tatsächlich findet man zwischen den 90° -Wänden in den Mikrostrukturen im Mittel einen bestimmten minimalen Abstand. Rastert man beispielsweise parallel zu den Kanten durch ein Quadrat, so ist die auf dieser Strecke gefundene, maximale Wandzahl unmittelbar mit der Kantenlänge korreliert. In einem $6\mu\text{m}$ -Quadrat trifft man maximal auf eine Wand, in einem $15\mu\text{m}$ -Quadrat dagegen liegen maximal 4 Wände nebeneinander vor. Der minimale Abstand zweier 90° -Wände beträgt also ca. $3\mu\text{m}$.

In etwa der gleiche Abstand wird in den maximal aus zwei Domänen bestehenden $6\mu\text{m}$ -Quadraten zwischen der dort vorhandenen einen 90° -Domänenwand und dem Rand der

⁴³Wegen der fehlenden Dickenabhängigkeit wurde auch hier über alle untersuchten Schichtdicken gemittelt.

Quadrate beobachtet (vgl. Abb. 21). Die Existenz dieses minimalen Abstandes zwischen zwei Domänenwänden oder einer Domänenwand und einer Begrenzungsfläche der Mikrostrukturen liefert eine Erklärung für den beobachteten eindomänigen Zustand in den $3\mu\text{m}$ -Quadraten: In diese Quadrate läßt sich unter Einhaltung dieser Abstände keine Domänenwand einfügen.

Neben den Grenzflächen zu anderen Domänen, den Domänenwänden, besitzen die Domänen in den Mikrostrukturen eine weitere Grenzfläche, den Rand. Da in den Mikrostrukturen alle Domänen Kontakt zu den Kanten haben, läßt sich die mittlere Länge des Abschnitts, auf dem jede Domäne Kantenkontakt hat, vermessen. Abb. 25 zeigt die Kantenlängenabhängigkeit dieser Größe. Zum Vergleich ist die totale Kantenlänge der Strukturen durch die Gerade angedeutet.

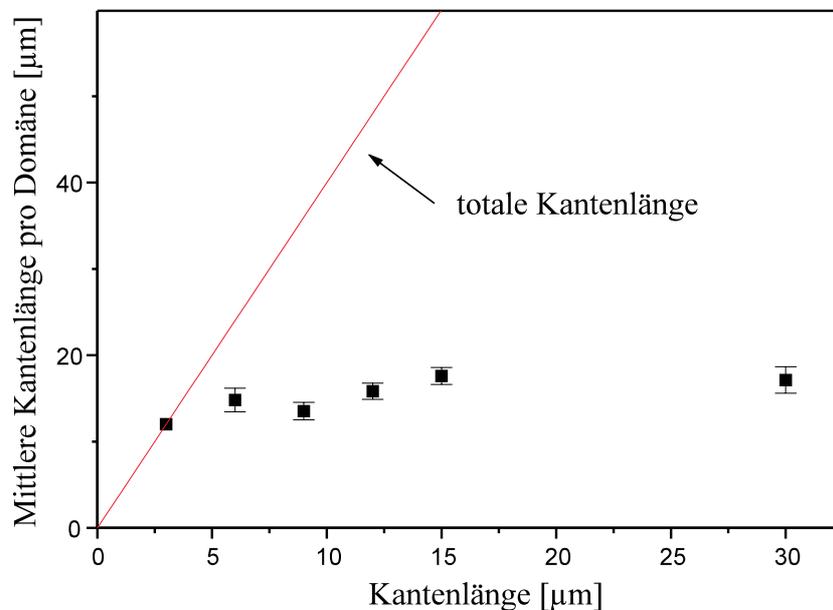


Abbildung 25: Abhängigkeit der Kantengrenzfläche pro Domäne von der Kantenlänge. Zum Vergleich ist zusätzlich die totale Kantenlänge der Quadrate eingezeichnet.

Im Mittel grenzt jede in den Mikrostrukturen vorhandene Domäne nur auf einer bestimmten Länge an den Rand der Mikrostrukturen. In den eindomänigen $3\mu\text{m}$ -Quadraten hat die Domäne Kontakt zum gesamten Rand. Dieser hat eine Länge von $12\mu\text{m}$. In den größeren Quadraten hat jede Domäne nahezu unabhängig von der Kantenlänge der Quadrate auf einer Strecke von $15\text{--}17\mu\text{m}$ Kontakt zu den Kanten. Die Ursache für den leichten Anstieg dieser Größe mit der Kantenlänge, ist die sich in den Strukturen herausbildende, große Zentraldomäne, deren Randkontakt mit zunehmender Kantenlänge ansteigt.

Legt man eine horizontale Gerade durch die Meßwerte oberhalb von $3 \mu\text{m}$ Kantenlänge, so deutet ihr Schnittpunkt mit der Geraden für die totale Kantenlänge auf eine für den eindomänigen Zustand kritische Kantenlänge von ca. $4 \mu\text{m}$ hin.

Aus dem beobachteten häufigen Kontakt der Domänen zum Rand lassen sich noch keine Rückschlüsse auf die magnetostatischen Energieverhältnisse in den Mikrostrukturen ziehen. Denn nur wenn die Magnetisierung in den angrenzenden Domänen eine Komponente parallel zur Kantennormalen besitzt, kommt es dort zur Bildung von magnetischen Polarisationsladungen und damit zu einem magnetostatischen Energiebeitrag (vgl. Kap. 2.1.1). Ein Maß für die Anzahl der Polarisationsladungen an den Rändern ist die Summe aller Kantenabschnitte, an denen Domänen mit einer zu den Kanten senkrechten Magnetisierung an die Ränder der Strukturen grenzen⁴⁴. Für diese Größe ergibt sich die in Abb. 26 dargestellte Abhängigkeit von der Kantenlänge der Strukturen.

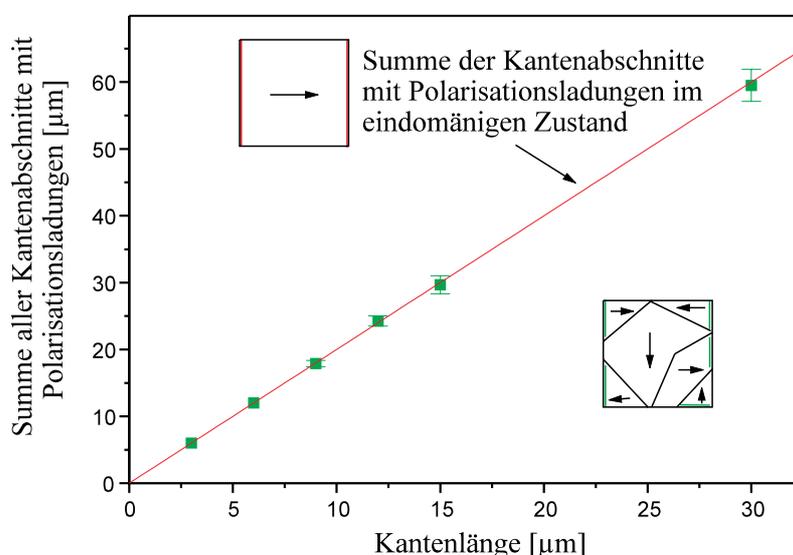


Abbildung 26: Abhängigkeit der Summe aller Kantenabschnitte mit magnetischen Polarisationsladungen von der Kantenlänge der Strukturen. Zum Vergleich ist zusätzlich die sich für den eindomänigen Zustand ergebende, zweifache Kantenlänge eingezeichnet.

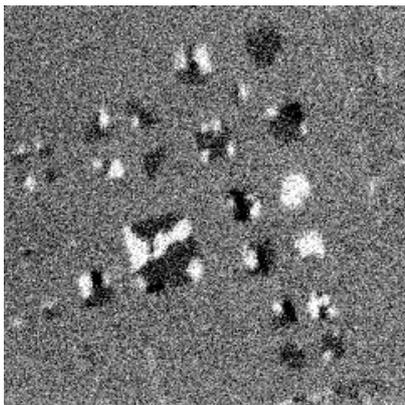
Im Mittel ist in den Quadraten das Zweifache der Kantenlänge mit magnetischen Polarisationsladungen besetzt. Diese Summe ist überraschenderweise gleich der, die sich im eindomänigen Zustand ergibt. Dort ist eine Kante positiv und eine zweite, die der ersten gegenüberliegt, negativ geladen. Trotz der Domänenbildung findet in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen keine Polvermeidung nach dem Polverhütungsprinzip statt!

⁴⁴Andere, einen Beitrag liefernde Orientierungen der Magnetisierung relativ zu den Kanten sind aufgrund der speziellen Ausrichtung der Mikrostrukturen auf dem Cu(001)-Substrat nicht möglich.

Der in den ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen gefundene, eindomänige Zustand wird einem immer in der Präparationskammer vorhandenen magnetischen Restfeld zugeschrieben [95, 145]. Diese Vermutung ist jedoch bisher nicht durch quantitative Untersuchungen belegt worden.

In den Mikrostrukturen ist zu beobachten, daß zwar im Prinzip alle vier möglichen Magnetisierungsrichtungen vorkommen, aber ein Besetzungsungleichgewicht existiert. Aus diesem Grund wurde der Wert des Restfeldes und seine Orientierung innerhalb der Probenoberfläche mit einer Hall-Sonde bestimmt. Es zeigt sich, daß eine unmittelbare Korrelation der Feldrichtung mit den relativen Besetzung der vier möglichen leichten Richtungen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen existiert.

Abb. 27 zeigt die Magnetisierungsverteilung in einem Mikrostrukturfeld, das, wie auch die zu Beginn dieses Abschnitts gezeigten Aufnahmen, in diesem im Restfeld aufgebracht wurde. Am häufigsten ist in den Domänen ein weißer bzw. dunkelgrauer Kontrast zum Kupfersubstrat zu beobachten. Schwarze Domänen kommen weniger oft vor, hellgraue nur sehr selten. Entsprechend der Kodierung zeigt die Magnetisierung in den weißen Domänen entlang der linken/rechten Kante der Quadrate nach unten, in den dunkelgrauen entlang der oberen/unteren Kante nach rechts. Das in der Präparationskammer vorhandene Feld war in etwa entlang der Winkelhalbierenden zwischen weißer und dunkelgrauer Magnetisierungsrichtung orientiert. Sein Wert betrug ca. 0.25 Oe.



↙ 0.25 Oe

Abbildung 27: Magnetische Domänenstruktur in einem Mikrostrukturfeld, das im Restfeld aufgebracht wurde: Die Orientierung und der Wert des Restfeldes sind angegeben. Die Orientierung des Feldes spiegelt sich unmittelbar in der relativen Besetzung der vier möglichen Magnetisierungsrichtungen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen wieder. Die Dicke beträgt 7 ML.

Offensichtlich führt das beim Wachstum vorhandene Feld tatsächlich zu einer bevorzugten Ausrichtung der Magnetisierung in den Wachstumsinseln. Das zwischen weißer und dunkelgrauer Magnetisierungsrichtung orientierte Feld hat eine Überbesetzung eben dieser beiden magnetisch leichten Richtungen gegenüber der schwarzen bzw. hellgrauen zur Folge. Dennoch kann es eine Domänenbildung nicht verhindern.

Diese Beobachtungen lassen erwarten, daß nur wenig größere Feldstärken als die 0.25 Oe des immer vorhandenen Restfeldes die magnetische Mikrostruktur bereits entscheidend beeinflussen könnten. Aus diesem Grund sind einige Aufdampfexperimente in definierten magnetischen Feldern variabler Richtung durchgeführt worden. In jedem Experiment sind die Strukturen in einem anderen äußeren Feld hergestellt worden. Das Feld wurde nicht nach dem Wachstum angelegt! Abb. 28 zeigt die Auswirkungen einer veränderten Feldorientierung und angelegter Feldstärken von 0.5 Oe bzw. 0.9 Oe.

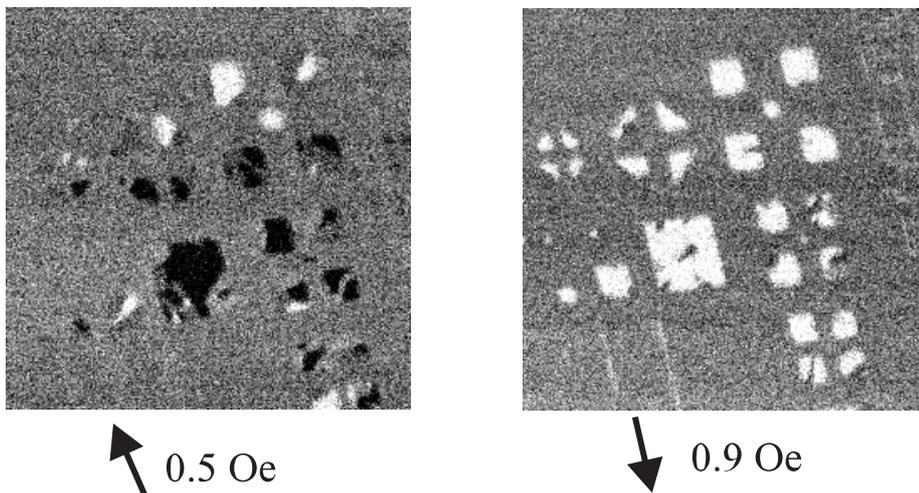


Abbildung 28: Magnetische Domänenstruktur in Co/Cu(001)-Mikrostrukturen aufgenommen nach dem Wachstum in definierten Feldern unterschiedlicher Stärke und Richtung. Diese beiden Parameter sind unter den Aufnahmen angegeben. Bereits mit einem Feld von weniger als 1 Oe läßt sich in den Strukturen ein nahezu eindomäniger Zustand einstellen.

Anlegen eines Feldes von ca. 0.5 Oe entlang der linken/rechten Kante der Quadrate nach oben führt bereits zu einer Dominanz der zum Feld parallelen (schwarzen) Magnetisierungsrichtung. In vielen Strukturen ist schwarzer Kontrast vorherrschend (s. Abb. 28, links). Aber auch dieses Feld reicht nicht aus, den Multidomänencharakter der magnetischen Struktur der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen vollständig zu zerstören.

Stellt man die Strukturen in einem parallel zur weißen Magnetisierungsrichtung orientierten Feld von ca. 0.9 Oe her, hat dies erneut eine stark veränderte magnetische Struktur in den Mikrostrukturen zur Folge (s. Abb. 28, rechts). In allen Strukturen dominiert die weiße Magnetisierungsrichtung deutlich.

Bereits mit einem während des Wachstums angelegten Feld von nur ca. 1 Oe kann der Multidomänenzustand in den Mikrostrukturen fast vollständig zerstört werden!

Neben der ausführlichen Charakterisierung der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen wurden ausgewählte Experimente auf einem Co/Cu(1115)-Kristall durchgeführt. Bringt man die Mikrostrukturen auf dieses Substrat auf, so liegen sie zu ca. 96% in einem eindomänigen Zustand vor. Die Magnetisierung ist parallel zu den Stufen des Cu(1115)-Kristalls orientiert. Abb. 29 zeigt im bildlichen Vergleich die unterschiedliche magnetische Struktur in den Systemen Co/Cu(001) (links) und Co/Cu(1115) (rechts).

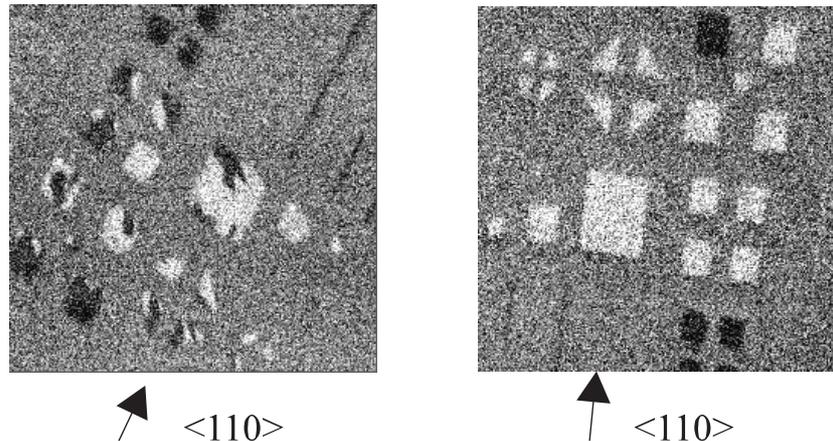


Abbildung 29: Unterschiedliche magnetische Domänenstruktur in Co/Cu(001)- (links) und Co/Cu(1115)-Mikrostrukturen (rechts): Während die auf Cu(001) aufgebrachten Strukturen in einem Multidomänenzustand vorliegen, zeigen die auf Cu(1115) hergestellten Strukturen eine eindomänige Konfiguration. Die Schichtdicke beträgt 4 Monolagen.

Die mittlere Besetzung der in den Co/Cu(1115)-Mikrostrukturen möglichen Magnetisierungsrichtungen wird, genau wie im Co/Cu(001)-System, durch die Orientierung des Restfeldes beeinflusst. Da dieses Feld eine Komponente in $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ -Richtung besitzt, ist die dem weißen Kontrast entsprechende Magnetisierungsrichtung gegenüber entgegengesetzt orientierten (schwarzen) Richtung bevorzugt.

Die nicht eindomänen der Co/Cu(1115)-Strukturen sind ausschließlich quadratisch und bestehen aus zwei in etwa gleichgroßen, rechteckigen Domänen mit antiparalleler Magnetisierung⁴⁵. Die 180°-Wand zwischen den Domänen verläuft parallel zur magnetisch leichten Richtung und ist entsprechend des Polverhütungsprinzips ausgerichtet. Die gegenüber dem Co/Cu(001) veränderte Anisotropie des Co/Cu(1115)-Systems (vgl. Kap. 4) spiegelt sich in den Mikrostrukturen bereits in der Domänenstruktur des ausgewachsenen Zustandes wieder. Die ist ein bedeutender Unterschied zu den Beobachtungen an ausgedehnten Filmen [100, 163].

⁴⁵Vgl. schematische Darstellung in Kap. 2.3.

Im Verlauf des Wachstums der ersten Monolagen bildet sich in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen ein Multidomänenzustand aus, der sich auch mit zunehmender Schichtdicke nicht verändert, obwohl bis zu einer Schichtdicke von ca. 5-7 ML das energetisch tieferliegende Minimum des eindomänen Zustandes existiert. Nur ein zusätzlicher Einfluß von außen kann das System von dem lokalen in das dieses tieferliegende Energieminimum überführen. Hier sind folgende Möglichkeiten vorstellbar:

- Eine thermische Aktivierung der Domänenwandbewegung.

Die in den Mikrostrukturen vorhandenen Domänenwände befinden sich in lokalen Energieminima. Durch thermische Aktivierung ist ein Lösen der Wände von den Haftzentren und so eine Neuordnung möglich. Bereits in den Untersuchungen an im Wechselfeld entmagnetisierten, ausgedehnten Filmen hat sich jedoch gezeigt, daß die dort erzeugten, metastabilen Zustände bei Raumtemperatur über Tage stabil waren und nach diesem Zeitraum keine erkennbaren Veränderungen aufwiesen [95]. In den Mikrostrukturen wird auf einer Stunden-Zeitskala ebenfalls keine Änderung der Mikrostruktur beobachtet. Bei Raumtemperatur ist eine Überwindung der Aktivierungsbarriere folglich nicht möglich!

Heizen auf Temperaturen oberhalb seiner Curie-Temperatur erlaubt es dem System, beim darauffolgenden Abkühlen und erneuten Unterschreiten der Ordnungstemperatur eine magnetische Mikrostruktur entsprechend der energetisch günstigsten Konfiguration auszubilden. Begrenzt wird diese Möglichkeit eines Eingriffs durch die bei ca. 500 K einsetzende Interdiffusion von Kobalt und Kupfer [134, 135]. Somit steht für diese Untersuchungen lediglich der Schichtdickenbereich unterhalb von 2 ML zur Verfügung, da für alle größeren Dicken die Curie-Temperatur höher als die Interdiffusionstemperatur ist. Da die Schicht unterhalb von 2 ML noch nicht geschlossen ist, kommt zum ohnehin geringen Kontrast aufgrund unpolarisierter Sekundärelektronen aus dem Kupfer, eine zusätzliche Verminderung des Signals durch aufschwimmendes Kupfer hinzu. Das Experiment ist durchgeführt worden, hat aber wegen der genannten Beeinträchtigungen lediglich Hinweise darauf gegeben, daß die Strukturen nach dem Abkühlen in einem eindomänen Zustand vorliegen.

- Eine Anregung der Domänenwandbewegung durch Anlegen eines externen Magnetfeldes.

Zur Bestimmung der in diesem Fall stattfindenden Veränderungen der magnetischen Struktur wurden nach der Herstellung magnetische Felder angelegt, die parallel zu einer der vier $\langle 110 \rangle$ -Richtungen orientiert waren. Da SEMPA-Messungen in magnetischen Feldern nur bedingt möglich sind, wurden die externen Felder

zwischen den einzelnen Aufnahmen angelegt und sukzessive vom Nullfeld ausgehend in 4Oe-Schritten erhöht. Die erste Aufnahme fand dementsprechend nach dem Wachstum statt, die zweite nach Anlegen eines Feldes von 4 Oe, die dritte nach 8 Oe usw. Das Feld wurde jeweils für ca. 10 Sekunden konstant gehalten und dann innerhalb von ca. 20 Sekunden auf Null reduziert. Die beobachteten Veränderungen in der magnetischen Mikrostruktur werden im folgenden Abschnitt aufgezeigt.

5.2 Die Neukurve

Die prinzipielle Struktur des Multidomänenzustandes in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen und die des eindomänen Zustandes in ausgedehnten Filmen weist Ähnlichkeiten auf: In beiden Systemen existieren am Rand Domänen.

Wird ein externes Feld entlang einer der leichten Richtungen an einen ausgedehnten Co/Cu(001)-Film angelegt⁴⁶, dienen die am Rand vorhandenen Domänen als Startpunkte für den Aufmagnetisierungsprozeß. Die Energie der Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld wird abgesenkt, diejenige antiparallel zum Feld magnetisierter Domänen wird erhöht. Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung senkrecht zum Feld erfahren keine Änderung ihrer Energie. Durch Domänenwandverschiebung wachsen die Domänen mit einer bevorzugten Magnetisierungsrichtung auf Kosten der anderen. Dieser Prozeß wird durch Störungen, an denen die Wände haften, beeinflußt und behindert. Sind keine Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum äußeren Feld vorhanden, so müssen sie nukleiert werden. Ort und Reihenfolge dieser Veränderungen in der magnetischen Struktur sind nicht vorhersehbar.

In den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen ergibt sich aufgrund der beschränkten lateralen Dimensionen und der daraus resultierenden limitierten Anzahl vorhandener Domänen die Möglichkeit, alle diese Prozesse zu erfassen und zu unterscheiden. Wird nun ein externes Feld parallel zu einer der vier Richtungen leichter Magnetisierbarkeit angelegt, so gibt es nach den im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Beobachtungen Strukturen, in denen eine Domäne mit einer Magnetisierungsorientierung parallel zum Feld existiert und solche, in denen eine entsprechende Domäne nicht vorhanden ist. Im ersten Fall wird sich die Domäne wie in den ausgedehnten Filmen ausbreiten, bis sie die gesamte

⁴⁶Ist das Feld nicht parallel zu einer der leichten Achsen des kfz-Kobalts orientiert, gelten die folgenden Betrachtungen entsprechend für die Komponenten der Magnetisierung in bzw. senkrecht zur Feldrichtung. Nach Abschluß der Wandbewegungen findet abschließend noch eine Drehung der Magnetisierung in die Feldrichtung statt.

Struktur erfaßt. Im zweiten Fall ist dagegen eine Nukleation dieser Domäne nötig. Der Verlauf der Magnetisierungskurve wird also auch für von den Abmessungen her identische Strukturen vom wie-gewachsenen Zustand abhängen.

Abb. 30 (S. 68) zeigt die im Verlauf des Aufmagnetisierungsprozesses eines 12 ML dicken Mikrostruktur-Feldes gemachten Aufnahmen. Oben links ist der wie-gewachsene Zustand zu sehen, unten links der nach dem Anlegen eines Feldes von 24 Oe resultierende eindomänige Zustand.

Im wie-gewachsenen Zustand (Abb. 30a) liegen die Mikrostrukturen in dem bereits aufgezeigten Multidomänenzustand mit irregulärer Struktur vor. Auch die bisher nicht angesprochenen linienförmigen Strukturen am linken unteren Rand sind nicht eindomänig. An der Kontrastabfolge⁴⁷ in der rechten Linie ist zu erkennen, daß in diesen Strukturen auch Magnetisierungsrichtungen senkrecht zur langen Kante vorkommen. Die extreme Form ($3 \cdot 90 \mu m^2$, Kantenlängenverhältnis 1:30), oder besser die Formanisotropie (vgl. Kap. 2.1.1) kann eine Stellung der Magnetisierung parallel zur kurzen Kante, wie sie aufgrund der kristallinen Anisotropie allein möglich ist, nicht verhindern. Vor allem in der oberen Hälfte der Aufnahme sind Strukturen zu sehen, in denen eine (schwarze) Domäne mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld vorhanden ist. Zum Teil sind die Strukturen bereits eindomänig, zum Teil sind die schwarzen Domänen nur sehr klein (Pfeile!).

Nach Anlegen eines Feldes von 4 Oe ist die Domänenstruktur unverändert (Abb. 30b). Unterhalb dieser Feldstärke reicht die zwischen benachbarten Domänen entstandene Energiedifferenz nicht aus, um die Wand aus dem sie festhaltenden lokalen Energieminimum herauszuheben. Durch den vom Feld auf die Wand ausgeübten Druck ist zwar ihre Auslenkung aus der Gleichgewichtslage möglich, nach Abschalten des Feldes kehrt die Wand jedoch in ihre ursprüngliche Position zurück. Es handelt sich um *reversible Wandbewegungen*, die in den in Remanenz aufgenommenen Bildern nicht zu sehen sind.

Erhöht man die angelegte Feldstärke auf 8 Oe (Abb. 30c), werden erste Veränderungen sichtbar. In drei der vier $15 \mu m$ -Quadrate (oben rechts) haben sich die schwarzen Domänen bereits über die gesamte Struktur ausgebreitet, in der Linienstruktur sind ebenfalls einige der Domänen verschwunden. Die schwarze Domäne im großen Zentralquadrat hat sich vergrößert, im obersten $15 \mu m$ -Quadrat hat sich die rechte schwarze Domäne ebenfalls vergrößert und ist mit der linken verschmolzen.

⁴⁷ von oben: schwarz-hell-schwarz-dunkel-schwarz-hell, was gleichbedeutend mit einer Magnetisierungsorientierung, bezogen auf die lange Achse der Struktur, oben-rechts-oben-links-oben-links ist.

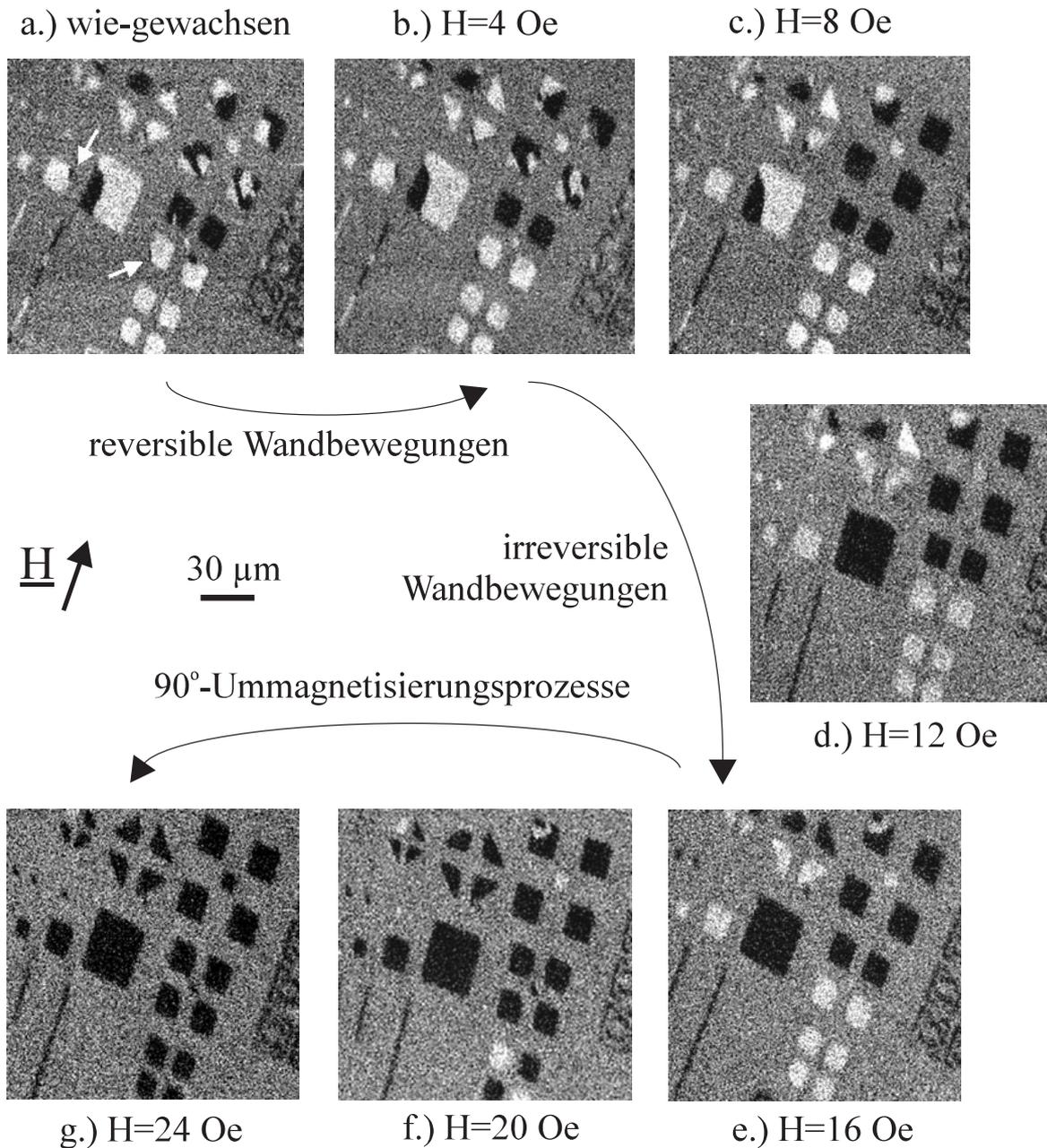


Abbildung 30: Magnetische Domänenstrukturen in einem 12 ML dicken Mikrostruktur-Feld nach dem Anlegen eines externen Feldes parallel zur schwarzen $\langle 110 \rangle$ -Richtung (Richtung der Magnetisierung in den schwarz kodierten Domänen). Die jeweilige Feldstärke ist angegeben. Bei kleinen Feldstärken sind nach dem Abschalten des Feldes keine Veränderungen sichtbar. Oberhalb von 8 Oe finden irreversible Wandbewegungen statt. Die energetisch bevorzugten schwarzen Domänen breiten sich aus. In den Strukturen, in denen nach dem Wachstum keine (ausbreitungsfähige) schwarze Domäne vorhanden ist, verschwinden stattdessen die energetisch ungünstigen weißen Domänen. In diesen Strukturen findet oberhalb von 16 Oe ein Ummagnetisierungsprozeß statt.

Die Wandbewegungen sind bei dieser Feldstärke bereits irreversibel. Durch das Feld werden einige Wände aus ihrem energetischen Minimum gehoben und die Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum äußeren Feld breiten sich aus, bis die Wand in einem tieferliegenden lokalen Energieminimum hängenbleibt. Einige Strukturen sind nach Abschluß der Bewegung bereits vollständig aufmagnetisiert, der Pfad der Wandwanderung ist nicht sichtbar.

Ein Unterschied zum wie-gewachsenen Zustand, der kaum auffällt, ist das Fehlen der dort mit den Pfeilen gekennzeichneten, kleinen Domänen. Diese sind verschwunden, obwohl sie eine Magnetisierungsrichtung *parallel zum äußeren Feld hatten!*

Nach Anlegen eines Feldes von 12 Oe (Abb. 30d) scheinen die irreversiblen Wandbewegungen abgeschlossen. Fast alle Strukturen sind eindomänig, aber nur die Hälfte ist parallel zum Feld magnetisiert. Die Strukturen, in denen anfänglich die parallel zum Feld orientierte, schwarze Domäne in ausreichender Größe vorhanden war, sind in Feldrichtung magnetisiert, die Strukturen in denen sie nicht vorkam, sind senkrecht zum Feld magnetisiert.

Dies wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß ein externes Feld die Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld gegenüber denen mit einer Magnetisierungsrichtung senkrecht zum Feld energetisch absolut genauso absenkt, wie diese relativ gegenüber denen mit einer Magnetisierungsrichtung antiparallel zum Feld. Der resultierende Druck auf die zwischen den entsprechenden Domänen vorhandenen Wände ist der gleiche. Aus diesem Grund bilden sich weiße Domänen genauso zurück wie sich schwarze ausbreiten.

Nach dem Abschluß der irreversiblen Wandbewegungen sind somit alle Strukturen, in denen die durch das Feld aufgeprägte Vorzugsrichtung bereits nach dem Wachstum vorhanden war, vollständig in Feldrichtung magnetisiert, während die, in denen eine entsprechende Domäne nicht vorkam, senkrecht zum Feld magnetisiert sind.

Unterhalb von 12 Oe findet offensichtlich keine Nukleation parallel zum Feld orientierter Domänen statt!

Nach einer weiteren Erhöhung der Feldstärke auf 16 Oe (Abb. 30e) sind die beiden verbliebenen, entgegengesetzt zum Feld magnetisierten Strukturen und zwei der drei $3\mu\text{m}$ -Quadrate am linken Rand der Aufnahme vollständig ummagnetisiert worden. Das kleine, vorher weiße Dreieck, ist jetzt senkrecht zum Feld magnetisiert. Die Magnetisierung scheint sich gedreht zu haben. Der Ablauf dieses „90°-Ummagnetisierungsprozesses“ ist nicht ersichtlich. Wieder sind in den Aufnahmen nur Ausgangs- und Endzustand zu sehen.

Im oberen $15\mu\text{m}$ -Quadrat, das sich bisher immer noch in einen Zwei-Domänen-Zustand befand, ist eine Domäne mit zum Feld paralleler Magnetisierung nukleiert worden. Dies deutet darauf hin, daß der Ummagnetisierungsprozeß durch Nukleation und anschließende Ausbreitung einer Domäne mit zum Feld paralleler Magnetisierung erfolgt.

Nach Anlegen eines Feldes von 20 Oe (Abb. 30f) haben weitere Ummagnetisierungsprozesse stattgefunden. Alle Strukturen, bis auf ein Dreieck, ein $3\mu\text{m}$ -, ein $6\mu\text{m}$ -, zwei $9\mu\text{m}$ - und das eben erwähnte $15\mu\text{m}$ -Quadrat sind vollständig in Feldrichtung magnetisiert. Die in diesem Quadrat nukleierte Domäne scheint in Position und Größe unverändert.

Bei $H = 24$ Oe bis auf eines der kleinen Dreiecke alle Strukturen vollständig in Feldrichtung magnetisiert (Abb. 30g). Der Aufmagnetisierungsprozeß ist abgeschlossen.

Ein systematischer Einfluß von Größe und Form der Strukturen auf das zum Aufmagnetisieren benötigte Feld oder die stattfindenden Vorgänge wird nicht beobachtet. Viel bedeutender für den Verlauf der jungfräulichen Magnetisierungskurve und das zum Aufmagnetisieren benötigte Feld ist der wie-gewachsene Zustand.

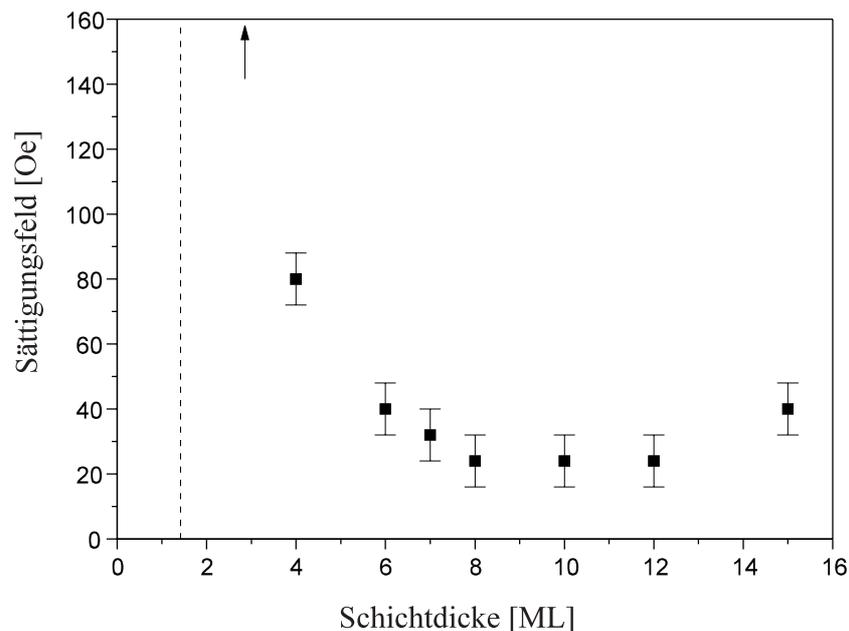


Abbildung 31: Dickenabhängigkeit der zur vollständigen Aufmagnetisierung benötigten Feldstärke: Die Feldstärke hängt nichtlinear von der Schichtdicke ab und zeigt ein Minimum bei einer Dicke von ca. 10 ML. Die gestrichelte Linie deutet die für den Einsatz des Ferromagnetismus bei Raumtemperatur kristische Schichtdicke an (vgl. Kap. 4). Der Pfeil zeigt, daß das zur Aufmagnetisierung benötigte Feld von 3 ML dicken Strukturen die zur Verfügung stehenden 160 Oe überschreitet.

Führt man das Experiment bei veränderter Schichtdicke durch, so stellt sich heraus, daß es einen weiteren Parameter gibt, der einen noch wesentlich größeren Einfluß hat: die Dicke. Sowohl in Strukturen die dicker als 12 ML sind, als auch in den dünnsten untersuchten Schichten benötigt man z.T. deutlich größere Feldstärken, um die Strukturen aufzumagnetisieren.

Abb. 31 zeigt die nichtlineare Dickenabhängigkeit der für den vollständigen Magnetisierungsprozeß benötigten Feldstärke. Die größten Werte ergeben sich im Bereich dünnster Schichten, zwischen 8-12 ML findet man ein Minimum.

Die zur Verfügung stehenden 160 Oe reichen nicht aus, um die Strukturen unterhalb von 3 Monolagen Schichtdicke aufzumagnetisieren!

In diesen Strukturen bleibt die Domänenstruktur auch nach Anlegen dieses Feldes nahezu unverändert erhalten. Die Position der Wände ist unverändert, lediglich die Magnetisierung hat in einigen Domänen eine andere Orientierung. Die Domänenwände können möglicherweise nicht von etwaigen „Haftstellen“ gelöst werden. Die Wandbehinderung ist umso stärker, je dünner die Strukturen sind.

5.3 Der Ummagnetisierungsprozeß

Der durch Anlegen eines Feldes erzwingbare eindomänige Zustand in den Mikrostrukturen ist stabil und bleibt auch nach dem Abschalten des Feldes erhalten. Innerhalb einer Zeitspanne von mehreren Stunden tritt keine Domänenbildung auf. Dies ist in Übereinstimmung mit den Beobachtungen an ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen [95].

Auch nach dem Anlegen von magnetischen Wechselfeldern parallel zur $\langle 110 \rangle$ -Richtung mit Frequenzen von ca. 1 Hz konnten keine Domänen erzeugt werden. Dies wiederum ist in kontinuierlichen Co/Cu(001)-Filmen möglich [95]. Offensichtlich stellt der eindomänige Zustand der Mikrostrukturen bei alle untersuchten Schichtdicken ein tiefes lokales Energieminimum dar.

Die Stabilität dieses Zustandes erlaubt es, das Ummagnetisierungsverhalten der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen mit dem SEMPA zu untersuchen. Einmal aufmagnetisiert, lassen sich die Strukturen wegen ihrer magnetischen Vierzähligkeit durch ein konstantes, parallel zu einer der drei anderen $\langle 110 \rangle$ -Richtungen orientiertes magnetisches Feld entweder um 180° oder um $\pm 90^\circ$ ummagnetisieren. Das Feld wurde wie beim Aufmagnetisierungsprozeß sukzessive erhöht, die Aufnahmen wurden erneut jeweils nach Anlegen des Feldes gemacht.

Es zeigt sich, daß innerhalb eines Feldintervalls von 4 Oe jeweils die gesamte Mikrostruktur ummagnetisiert wird, sie „schaltet“. Da der Verlauf der Ummagnetisierung selbst nicht sichtbar ist, wird an dieser Stelle auf eine bildliche Darstellung der Ergebnisse verzichtet. Aus den Mikroskopaufnahmen läßt sich der jeweilige Schaltzustand des einzelnen Teilchens ablesen. Trägt man den Schaltzustand in Abhängigkeit von der angelegten Feldstärke auf, so ergibt sich das in Abb. 32 dargestellte Verhalten.

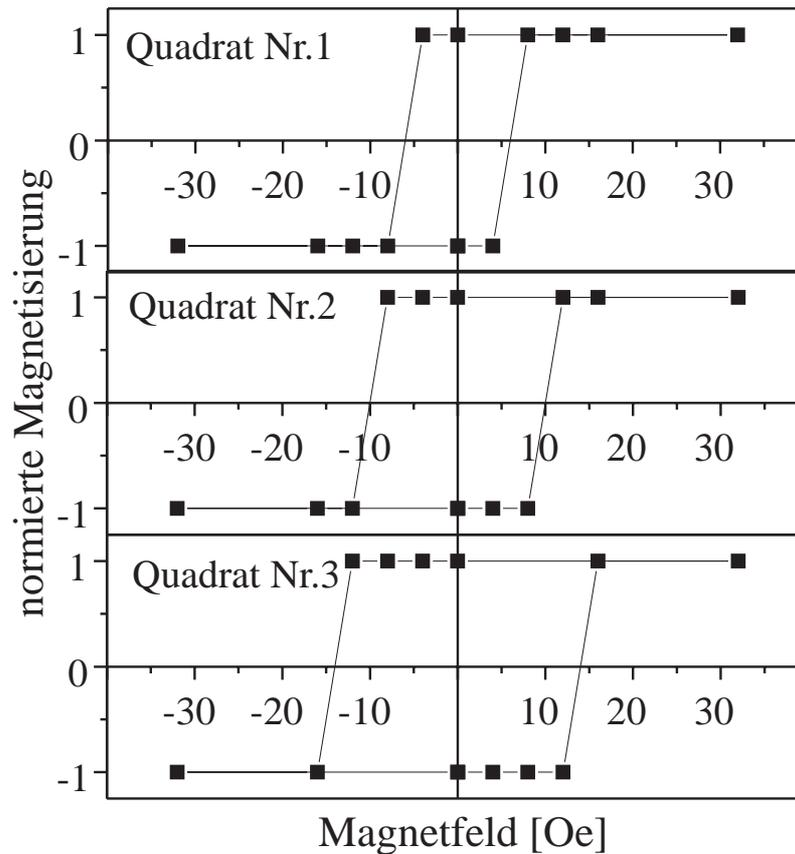


Abbildung 32: Schaltzustand einiger 10 ML dicker $15\mu\text{m}$ -Quadrate in Abhängigkeit von der Feldstärke. Die Strukturen magnetisieren innerhalb eines 4 Oe-Fensters vollständig um. Die Linien dienen der Führung des Auges.

Der Ausgangszustand nach dem Aufmagnetisieren wird als „+1“ bezeichnet, der Endzustand als „-1“. Die Magnetisierung ist bei kleinen Feldern noch entgegengesetzt zum Feld orientiert und „springt“ dann in die Feldrichtung. Das für die Umorientierung nötige Feld variiert von Struktur zu Struktur.

In allen Messungen zum Ummagnetisierungsprozeß wurde lediglich ein Ast der Schaltkurve meßtechnisch erfaßt. Der zweite wurde durch Punktspiegelung am Koordinatenursprung erzeugt. Die Linien dienen der Führung des Auges.

In ca. 20% aller Strukturen geschieht der Ummagnetisierungsprozeß nicht durch einen Sprung $1 \rightarrow -1$, sondern über einen Zwischenzustand. Die Magnetisierung verweilt zwischendurch im Schaltzustand 0, d. h. sie „springt“ zweimal um 90° statt einmal um 180° . Abb. 33 zeigt dieses Verhalten im Vergleich zum 180° -Sprung.

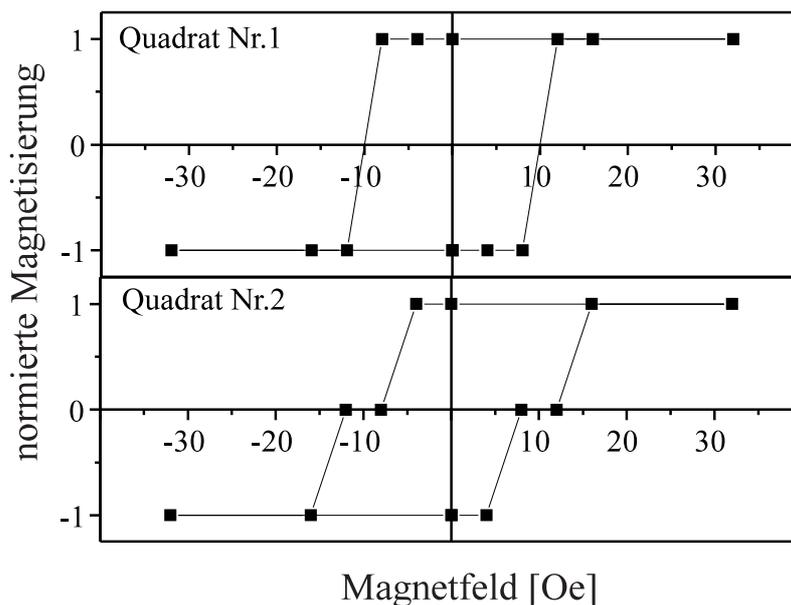


Abbildung 33: Existenz eines 90° -Zwischenzustandes bei der 180° -Ummagnetisierung 4 ML dicker Quadrate. Während Quadrat Nr.1 im Feldintervall 12-16 Oe um 180° ummagnetisiert, verweilt Quadrat Nr.2 in diesem Feldintervall in einer zum Feld senkrechten Magnetisierungsrichtung.

Mittelt man die Schaltkurven über mehrere Strukturen gleicher Größe, so erhält man mittlere Schaltfelder, die in ihren Werten mit den in MOKE-Messungen bestimmten Koerzitivfeldern von kontinuierlichen Co/Cu(001)-Filmen vergleichbar sind [147]. In Abb. 34 sind die so konstruierten, gemittelten Schaltkurven für Quadrate mit unterschiedlicher Kantenlänge dargestellt. Eine systematische Abhängigkeit des mittleren Schaltfeldes von Größe und Form (nicht gezeigt) der Strukturen ist nicht erkennbar. Die entnehmbaren Schaltfelder betragen sowohl für 4 als auch 10 ML dicke Mikrostrukturen ca. 10-12 Oe.

Das zur Ummagnetisierung nötige Feld hängt offenbar nicht von der Dicke der Strukturen ab!

Im Rahmen der Aufmagnetisierung hat sich gezeigt, daß in einigen Strukturen ein 90° -Ummagnetisierungsprozeß abläuft, nach dem sie durch Wandbewegungen senkrecht zum Feld aufmagnetisiert worden sind (vgl. Abb. 30). Aus diesem Grund wurden

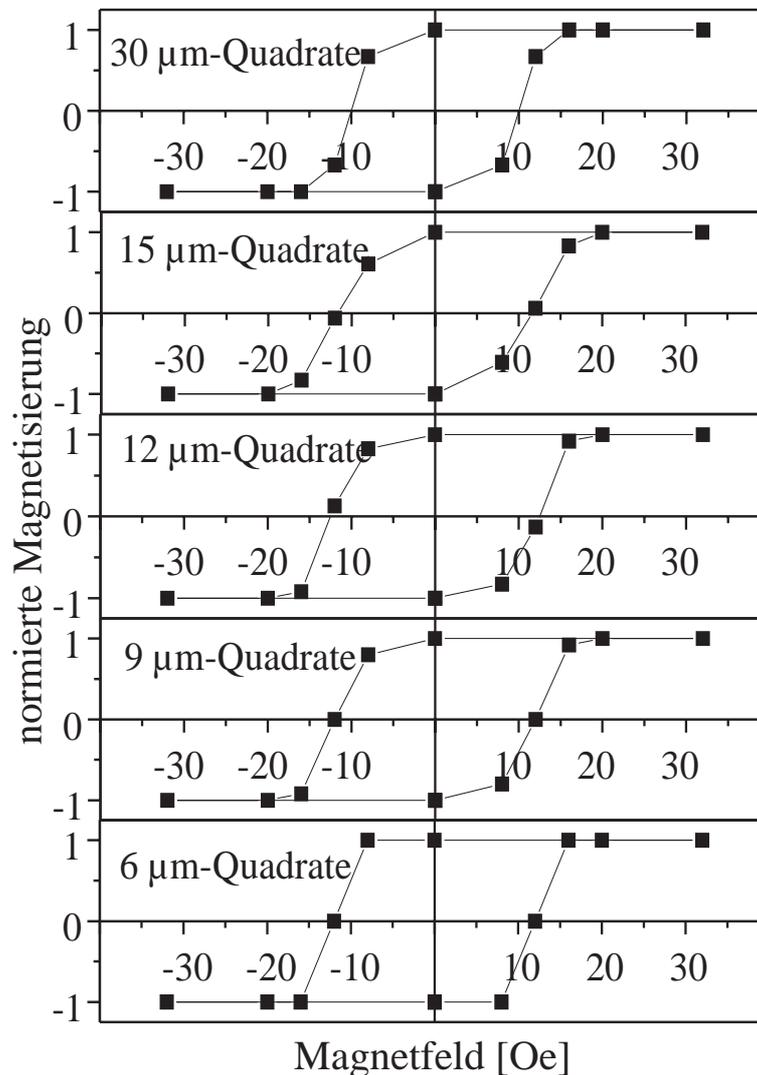


Abbildung 34: Gemittelte 180° -Schaltkurven von 10 ML dicken Quadraten mit unterschiedlicher Kantenlänge: Die Linien dienen der Führung des Auges. Ihr Schnittpunkt mit der Ordinate deutet auf mittlere Schaltfelder hin, die mit den Koerzitivfeldstärken ausgedehnter Filme vergleichbar sind.

ebenfalls Experimente durchgeführt, in denen ganze Mikrostrukturfelder um 90° ummagnetisiert wurden. Auch in diesen Aufnahmen sind nur Ausgangs- und Endzustand des Ummagnetisierungsprozesses zu sehen. Die Schaltkurven einzelner Strukturen sind erneut eckig, das Schaltfeld variiert wieder von Struktur zu Struktur. Durch Mittelung über mehrere Strukturen gleicher Größe, ergibt sich das in Abb. 35 dargestellte, im Rahmen der Meßgenauigkeit erneut *dickenunabhängige* Schaltverhalten.

Bei kleinen Feldstärken sind die Strukturen senkrecht zum Feld magnetisiert (Zustand „0“). Mit zunehmender Feldstärke magnetisieren immer mehr Strukturen um, im Intervall 13-16 Oe sind es ca. 50%. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ist dieser Wert

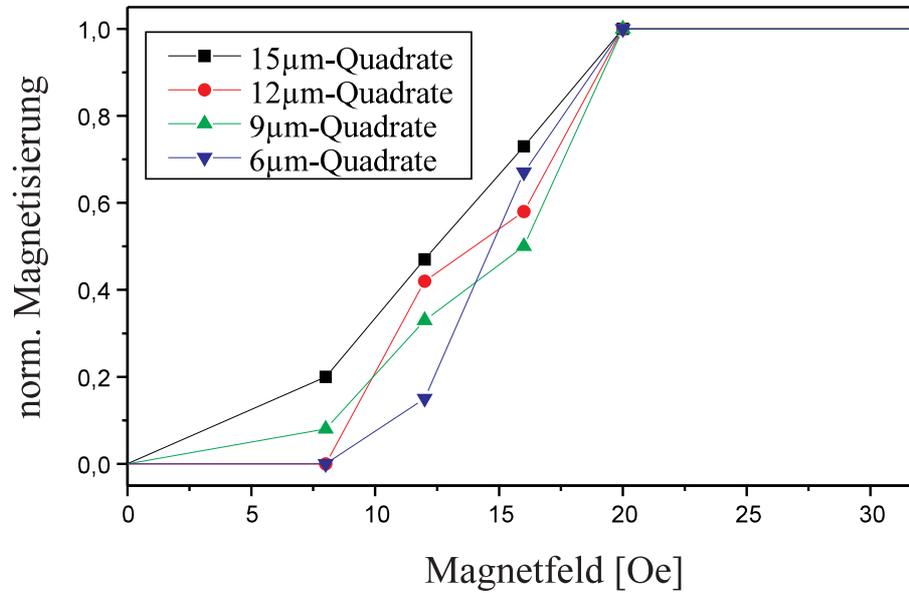


Abbildung 35: Gemittelte 90° -Schaltkurven für 10 ML dicke Quadrate mit unterschiedlicher Kantenlänge. Die Linien dienen der Führung des Auges. Im Feldintervall 12-16 Oe magnetisieren ca. 50% der Strukturen um.

für das Schaltfeld gleich dem beim 180° -Ummagnetisierungsprozeß (s. Abb. 34). Eine systematische Abhängigkeit des 90° -Schaltfeldes von der Größe der Strukturen wird, wie auch beim 180° -Ummagnetisierungsprozeß, nicht beobachtet.

6 Diskussion der Ergebnisse

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt, ist die magnetische Struktur in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen im gesamten untersuchten Schichtdickenbereich von 2-16 ML sehr unregelmäßig und zeigt keine dickenabhängigen Merkmale. Dieser Befund, der bei Berücksichtigung der bekannten, eindomänigen Struktur ausgedehnter Co/Cu(001)-Filme (s. Kap. 4) umso überraschender ist, und die nach dem Anlegen eines externen Magnetfeldes beobachteten Veränderungen in der magnetischen Struktur werden in diesem Abschnitt sowohl mit den im Rahmen der Rechnungen erzielten Ergebnissen, als auch mit aus der Literatur entnommenen Daten verglichen und diskutiert.

6.1 Der wie-gewachsene Zustand

Das Ergebnis, daß für alle untersuchten Schichtdicken ein Multidomänenzustand beobachtet wird, steht im klaren Widerspruch zu den im theoretischen Abschnitt (s. Kap. 3.3) gemachten Ausführungen: Vom Standpunkt der Minimierung der mikromagnetischen Energie aus betrachtet, sollten die Strukturen unterhalb von ca. 5 ML eindomänig sein. Offensichtlich kann das System jedoch seine Energie nicht minimieren!

Die nicht vorhandene Dickenabhängigkeit des Charakters der beobachteten magnetischen Struktur läßt vielmehr darauf schließen, daß die die Domänenbildung verursachenden Prozesse im Bereich kleinster Schichtdicken stattfinden. Hat sich in einer wachsenden Co/Cu(001)-Mikrostruktur erst einmal ein Multidomänenzustand ausgebildet,

so scheint dieser auch bei größer werdender Schichtdicke erhalten zu bleiben. Die magnetischen Momente der Elektronen, der im Verlauf des weiteren Wachstums auf der Oberfläche ankommenden Co-Atome, richten sich parallel zur Magnetisierung in den einzelnen Domänen aus. Folglich müssen sich die Domänen unmittelbar bei der Schichtdicke bilden, bei der die Mikrostruktur ferromagnetisch wird. Diese beträgt 1.7 ML und ist dieselbe wie für den eindomänigen, ausgedehnten Film.

Die Existenz des in den ausgedehnten Filmen beobachteten eindomänigen Zustandes wird dem Zusammenwirken der Morphologie mit dem während des Wachstums immer vorhandenen magnetischen Restfeld in der Präparationskammer bei genau dieser Schichtdicke zugeschrieben [95, 145]. Da der Film unterhalb von 2 ML noch nicht geschlossen ist (vgl. Kap. 4), wird er bei 1.7 ML nicht homogen ferromagnetisch werden. Je nachdem, ob beim Einsatz des Ferromagnetismus zuerst Magnetostatik oder Anisotropie vorherrschend ist, ergeben sich folgende mögliche Abläufe für die Entstehung des eindomänigen Zustandes in ausgedehnten Filmen:

Im ersten Fall wird sich in einer soeben ferromagnetisch gewordenen Wachstumsinsel (I_1) die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausrichten (s. Abb. 36a). Ihr Streufeld verändert in ihrer Umgebung die ansonsten durch das äußere Restfeld aufgeprägte (homogene) Feldverteilung. Wachstumsinseln in der Umgebung dieser Insel spüren dann das aus der Superposition dieser beiden Feldverteilungen resultierende Feld. In einer zweiten, paramagnetischen Insel (I_2) wird sich die Magnetisierung parallel zu diesem resultierenden Feld ausrichten. Abhängig von der relativen Lage zur ersten Insel sind dabei verschiedene Orientierungen denkbar (s. Abb. 36b-d).

Liegen die Inseln nebeneinander, wird sich die Magnetisierung in der zweiten Insel antiparallel zur Magnetisierung in der ersten ausrichten (s. Abb. 36c). Befinden sich die Inseln in Richtung des äußeren Feldes vor- bzw. hintereinander, erfolgt eine parallele Ausrichtung (s. Abb. 36b). Mit dem R&R-Modell läßt sich zeigen, daß der Zustand b bereits ohne äußeres Feld mit einer niedrigeren magnetostatischen Energie verbunden ist als der Zustand c. Das vorhandene äußere Feld ergibt lediglich eine zusätzliche energetische Absenkung der Konfiguration b. Folglich wird das System versuchen, Ketten von in Feldrichtung liegenden Wachstumsinseln zu bilden, in denen die Magnetisierung parallel zum äußeren Feld ausgerichtet ist; ähnlich einer Kette von parallel zum Feld ausgerichteten Dipolen. Mit anderen Worten: der magnetische Fluß wird ins Unendliche abgeleitet. Da im Zentrum des Films im Prinzip ein Gitter aus Wachstumsinseln existiert, liegen die Ketten mit parallel zum äußeren Feld ausgerichteter Magnetisierung nebeneinander und der Film ist nach dem Zusammenwachsen der Inseln eindomänig.

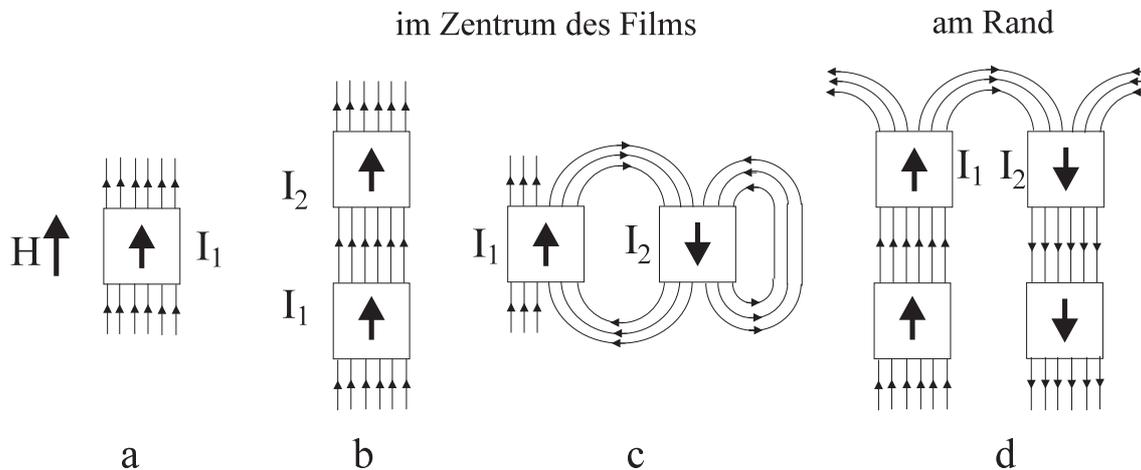


Abbildung 36: Mögliche Ausrichtungen der Magnetisierung in (benachbarten) Wachstumsinseln beim Einsatz des Ferromagnetismus. Die ferromagnetische Insel (I_1) ist parallel zum äußeren Feld orientiert (a). Das von dieser Insel hervorgerufene Feld am Ort der Insel I_2 ist parallel (b) bzw. antiparallel (c,d) zum Restfeld.

Im zweiten Fall der zuerst einsetzenden Anisotropie spüren die magnetischen Momente in der ferromagnetischen Insel zunächst nur die kristalline Vierzähligkeit der kfz-Kobalts. Aufgrund eines unidirektionalen Beitrages durch das äußere Feld ist eine der vier Richtungen bevorzugt – die mit der größten Komponente parallel zum Feld. Da zwischen den Inseln keine magnetostatische Wechselwirkung stattfindet, richten sich alle Inseln unabhängig voneinander parallel zum Feld aus. Wachsen sie zusammen, befindet sich der Film ebenfalls in einem eindomänen Zustand.

Zwar sind die lateralen Abmessungen der Co-Mikrostrukturen um Größenordnungen kleiner als die der kontinuierlichen Filme (typisch einige mm), bei Berücksichtigung der Ausdehnung der Co-Wachstumsinseln von „nur“ 5-20 nm [141], sind sowohl Film als auch Mikrostruktur auf dieser Längenskala als unendlich anzusehen. Dementsprechend sollte jeder der beiden oben beschriebenen Prozesse, gleich welcher sich letztendlich für die magnetische Struktur verantwortlich zeigt, zu einem eindomänen Zustand in Film und Mikrostruktur führen.

Im Fall des ausgedehnten Films kommt es aufgrund der oben beschriebenen magnetostatischen Wechselwirkungen zur Ausbildung von Kantendomänen. Am Rand ist das Inselgitter unterbrochen, und die erwähnten Streufelder der Wachstumsinseln führen zu einer gegenseitigen Beeinflussung der Magnetisierungsrichtung in den Inseln (s. Abb. 36d). Nach der Koaleszenz der Inseln entstehen am Rand Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung antiparallel zu der im Filmzentrum.

In den Mikrostrukturen jedoch stellt der „vollständig“ eindomänige Zustand bis zu einer Dicke von ca. 5 ML den energetisch günstigsten Zustand dar! Nach den Rechnungen im theoretischen Abschnitt (s. Kap. 2) überwiegt die zur Bildung der Domänen aufzuwendende Energie für alle untersuchten Kantenlängen die eingesparte magnetostatische Selbstenergie. Auch die Energie eines, dort nicht betrachteten und dem eindomänigen Zustand in ausgedehnten Filmen ähnlichen, Kantendomänenmusters (vgl. hierzu Abb. 37, S. 82) ist größer als die des eindomänigen Zustandes⁴⁸. Vom energetischen Standpunkt aus ist eine Domänenbildung in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen folglich nicht zu erwarten!

Die beobachtete Abhängigkeit der mittleren Besetzung der vier leichten Richtungen von Stärke und Richtung eines externen Feldes läßt für den Fall des absoluten Nullfeldes eine gleichmäßige Besetzung der vier Richtungen erwarten. Auch wenn eine Überprüfung dieser These nicht möglich war, so zeigt dies doch, daß die vier Richtungen absolut gleichberechtigt sind und der Multidomänenzustand somit nicht durch die für diese Arbeit verwendeten Substrate induziert wird.

Später und unabhängig am Institut durchgeführte PEEM-Untersuchungen von Frömter [170] bestätigen dies. Dort wurde in einem periodischen Gitter aus $18 \cdot 18 \mu\text{m}^2$ großen Co/Cu(001)-Quadraten ebenfalls ein Multidomänenzustand beobachtet.

Der experimentelle Befund, daß ein sehr kleines Feld ausreicht, um die Domänenbildung in den Mikrostrukturen zu verhindern, zeigt, daß während des Wachstums ein geringer energetischer Beitrag existieren muß, der eben diese Domänenbildung begünstigt.

Da Austausch und Anisotropie zusammen einen eindomänigen Zustand mit entlang einer der leichten Achsen des kfz-Kobalts orientierter Magnetisierung bevorzugen, kann nur die Magnetostatik für die Domänenbildung verantwortlich sein. Tatsächlich führt die häufig zu beobachtende Unterteilung der $6\mu\text{m}$ -Quadrate in zwei gleichgroße Domänen mit zueinander senkrechter Magnetisierung zu einer minimalen Absenkung der magnetostatischen Energie gegenüber dem eindomänigen Zustand. Wird jedoch der Energiebeitrag der Domänenwand berücksichtigt, so ist die resultierende Gesamtenergie größer als die des eindomänigen Zustands (vgl. Abb. 2.3 auf S. 22). Dies deutet darauf hin, daß der Wandbeitrag bei der Domänenbildung vernachlässigbar ist.

Da dieser Beitrag primär durch das Produkt $A \cdot K$ aus Austausch- (A) und Anisotropiekonstante (K) bestimmt ist (s. Kap. 2), folgt, daß mindestens eine dieser beiden Konstanten zum Zeitpunkt der Domänenbildung zumindest deutlich gegenüber dem Volumenwert des kfz-Kobalts reduziert ist. Die Austauschkonstante ist atomarer Herkunft

⁴⁸Die Energie dieser Konfiguration läßt sich mit dem R&R-Modell berechnen, wenn man den Kantendomänen eine quadratische Form gibt. Bei einer dreieckigen Form läßt sich die Energie abschätzen.

und wird deshalb auch im Bereich dünnster Schichten nur schwach von der Schichtdicke abhängen. Eine bei verminderter Schichtdicke reduzierte Anisotropiekonstante würde im Einklang mit den Ergebnissen von Heinrich [17] und von Krams [99] stehen, die in Kapitel 4 angeführt wurden.

Die sich ausbildende mikromagnetische Struktur kann jedoch nicht ausschließlich durch die Magnetostatik bestimmt sein. Dies folgt aus der Beobachtung, daß keine Landau-Lifshitz-Strukturen existieren, wie sie aus der Minimierung dieses energetischen Betrags resultieren würden.

Eine bei einer geringen Schichtdicke reduzierte Anisotropie hat Auswirkungen auf die Struktur der sich ausbildenden Wände. Beispielsweise ist die Weite der Wände durch den Quotienten $\sqrt{A/K}$ aus Austausch - und Anisotropiekonstante bestimmt [96]. Bei gegenüber dem Volumenwert verminderter Anisotropie ist die Wandweite deshalb vergrößert. Der minimale Abstand zweier Wände wird zum Zeitpunkt der Domänenbildung gleich ihrer Wandweite sein. Würden sie sich überlappen, so könnte eine attraktive Wechselwirkung zur Bildung einer 180° -Wand führen [165]. Dieser Wandtyp wird in den Mikrostrukturen jedoch nur sehr selten beobachtet. Steigt die Anisotropie im Verlauf des weiteren Wachstums an, wird sich die Wandweite verringern, der Abstand der Wände jedoch erhalten bleiben. Der in den Mikrostrukturen gefundene minimale Abstand zweier Wände von ca. $3 \mu m$ ist somit ein Maß für die Weite der Domänenwände beim Einsatz des Ferromagnetismus. Dieser Wert ist in etwa 10 Mal größer als in ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen im Dickenbereich 5-9 Monolagen [95]. Folglich wäre die Anisotropie zum Zeitpunkt der Domänenbildung um einen Faktor 100 kleiner als in diesen Schichten. Der gefundene, stets eindomänige Zustand der $3\mu m$ -Quadrate bestätigt, daß die Wandweite zum Zeitpunkt der Domänenbildung mindestens $3 \mu m$ beträgt. In diesen Strukturen kann sich dann keine Wand ausbilden und sie verbleiben eindomänig.

Der Wert von $3 \mu m$ für die in den Experimenten beobachtete kritische Größe für die Ausbildung eines Multidomänenzustandes bei allen untersuchten Schichtdicken ist deutlich größer als es aus energetischen Betrachtungen zu erwarten ist. Im theoretischen Abschnitt wurde beispielweise gezeigt, daß auch in den $3\mu m$ -Quadraten oberhalb einer Schichtdicke von ca. 6 ML Domänenbildung energetisch günstig ist (s. S. 23). Nach diesen Rechnungen ist auch in Quadraten mit nur 100 nm Kantenlänge oberhalb einer bestimmten Schichtdicke mit Domänenbildung zu rechnen. Solche Abmessungen liegen jedoch unterhalb der Weite der Néel-artigen Domänenwände in ultradünnen Co/Cu(001)-Filmen. Die für die Ausbildung eines Multidomänenzustandes minimalen lateralen Abmessungen sind folglich allein durch die Domänenwandweite bestimmt.

In den Co/Cu(1115)-Mikrostrukturen wird nach der Herstellung keine metastabile mikromagnetische Struktur beobachtet. Die Mikrostrukturen dieses Systems liegen zu ca. 96% im energetisch günstigen eindomänigen Zustand vor. Nach den eingangs der Diskussion in dargestellten Überlegungen wäre aber auch in diesen Strukturen die Bildung von antiparallel magnetisierten Domänen und dazwischenliegenden 180°-Wänden möglich. Aber in nur ca. 4% der Co/Cu(1115)-Mikrostrukturen findet Domänenbildung statt. Suszeptibilitätsmessungen an Co/Cu(117) und Co/Cu(1117) zeigten, daß die in diesen Systemen auftretende zweizählige Anisotropie bereits unmittelbar bei Einsatz des Ferromagnetismus ausgeprägt ist [19]. Die Bildung der im Co/Cu(1115)-System ausschließlich möglichen 180°-Wände wäre somit auch bei reduzierter Schichtdicke mit einem nur wenig verminderten Energieaufwand verbunden.

Die sich in den Mikrostrukturen ausbildende magnetische Struktur ist somit durch das Wechselspiel von Magnetostatik und Anisotropie bei geringen Schichtdicken bestimmt. Ist die Anisotropie klein, so kommt es wie im Fall der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen zur Ausbildung eines metastabilen Multidomänenzustandes, der auch bei größerer Schichtdicke erhalten bleibt. Ist die Anisotropie bereits ausgebildet, bildet sich in den Mikrostrukturen bis zu einer Kantenlänge von 30 μm der von Austausch und Anisotropie favorisierte eindomänige Zustand aus. Der Wert der vierzähligen Anisotropie zum Zeitpunkt der Domänenbildung kann für das Co/Cu(001)-System zu $K_p (\approx 1.7ML) \leq 10^4 \text{ erg/cm}^3$ abgeschätzt werden.

Die durch die statistische Auswertung der Eigenschaften des unregelmäßigen Domänenmusters in den Mikrostrukturen mit mehr als 3 μm Kantenlänge gefundene, lineare Abhängigkeit

- a.) der mittleren Domänenanzahl \bar{N}_{Dom} ,
- b.) der mittleren Domänenfläche \bar{A}_{Dom} und
- c.) der totalen Domänenwandlänge \bar{L}_{Dom}

von der Kantenlänge, erlaubt eine Eingrenzung bezüglich des geometrischen Charakters der Domänenstruktur. Vergrößert man hypothetisch die Abmessungen der Quadrate, so steigt nach b.) auch die mittlere Domänengröße kontinuierlich an. Im Grenzfall der unendlichen Ausdehnung gelangt man zum kontinuierlichen Film mit unendlicher, mittlerer Domänengröße, was einem eindomänigen Zustand gleichkommt.

Sehr oft sind in den Mikrostrukturen vom Rand in die große Zentraldomäne hineinragende Domänen zu beobachten. Dieser Zustand unterscheidet sich beispielsweise deutlich

von streifen- oder schachbrettartigen Domänenmustern, wie sie häufig zur Beschreibung senkrecht magnetisierter Systeme herangezogen werden [23, 53]. Vielmehr ähnelt er demjenigen, der in ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen beobachtet wird [100, 144].

Die dort vorhandene Kantendomänenkonfiguration gleicht der Anordnung von 90°-Abschlußdomänen, deren Form und Größe theoretisch vorhersagbar ist [171]. Trotz der im allgemeinen unregelmäßigen Form der Kantendomänen gehorcht diese Struktur somit gewissen Gesetzmäßigkeiten. In einem Quadrat mit der Kantenlänge l kann dieser Zustand schematisch wie in Abb. 37 dargestellt und durch geometrische Parameter, die die Abmessungen der Kantendomänen beschreiben, charakterisiert werden.

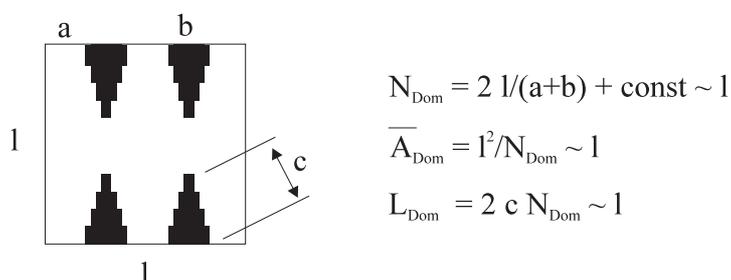


Abbildung 37: Schematische Darstellung des Domänenmusters in ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen: In einem eindomänigen Zustand mit Kantendomänen sind die Domänenanzahl N_{Dom} , die mittlere Domänenfläche $\overline{A}_{\text{Dom}}$ und totale Wandlänge L_{Dom} proportional zur Kantenlänge. Die Größe a beschreibt Abstand der Domänen, b ist ihre Breite am Rand und c die Eindringtiefe in die Zentraldomäne.

Die Kantendomänen haben die Form von Dreiecken, die am Rand eine Ausdehnung b bzw. einen Abstand a zueinander haben und die Eindringtiefe c in die große Zentraldomäne besitzen. Der schwarz-weiß-Kontrast soll nicht nur das Domänenmuster hervorheben, sondern auch die entgegengesetzte Orientierung der Magnetisierung in Zentraldomäne und Kantendomänen andeuten. Eine geometrische Analyse führt auf eine lineare Abhängigkeit der drei Größen Domänenanzahl N_{Dom} , mittlere Domänengröße $\overline{A}_{\text{Dom}}$ und totale Wandlänge L_{Dom} von der Kantenlänge. Dies wird in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen für die mittleren Werte dieser Größen beobachtet!

Auch wenn in den Mikrostrukturen vier unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen vorkommen, so deutet diese rein geometrische Analyse darauf hin, daß der in den Mikrostrukturen beobachtete Multidomänenzustand die Skalierung des in ausgedehnten Filmen zu beobachtenden eindomänigen Zustandes mit Kantendomänen auf die Mikrometerskala darstellt!

Das einfache geometrische Modell in Abb. 37 hat jedoch auch Schwächen. Beispielsweise ist bereits in den Mikrostrukturen zu beobachten (vgl. Abb. 21 auf S. 55), daß die Größe der vom Rand aus in die Struktur hineinragenden Domänen nicht, wie hier

angenommen, konstant ist. Sie nimmt mit größer werdender Kantenlänge zu. Die eingeführte Größe c wird folglich eine Funktion der Kantenlänge sein. Die Grenzfläche a der Domänen zu den Kanten kann dagegen nach Abb. 25 als konstant angenommen werden.

Obwohl die Mikrostrukturen in einem Multidomänenzustand vorliegen, ist keine Polvermeidung gegenüber dem eindomänen Zustand zu beobachten. Die durch die Polarisationsladungen bedingte magnetostatische Energie der eindomänen Konfiguration wurde im theoretischen Abschnitt mit Hilfe des R&R-Modells berechnet und mit der Gesamtenergie einfacher Multidomänenkonfigurationen verglichen. Die durch den Herstellungsprozeß bedingten unscharfen Ränder der Strukturen wurden bei diesen Betrachtungen nicht berücksichtigt. Die Rändern sind jedoch nicht ideal, sondern haben eine endliche Ausdehnung von mehreren 100 Nanometern. In ihnen nimmt die nominelle Schichtdicke in ein- oder mehratomaren, ungerichteten Stufen bis auf Null ab. Ersetzt man diese unregelmäßige Randstruktur durch ein Treppenprofil (s. Abb. 38), so läßt sich ihr Einfluß auf die magnetostatische Energie mit dem R&R-Modell berechnen.

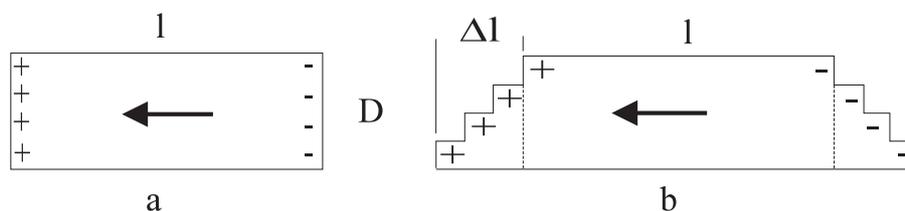


Abbildung 38: Querschnitt durch eine homogen magnetisierte Mikrostruktur mit scharfen (a) bzw. unscharfen Rändern (b). Letztere sind durch ein Treppenprofil angenähert. Ihre Breite ist im Vergleich zur experimentellen Situation übertrieben dargestellt.

Eine homogen in der Zeichenebene magnetisierte Mikrostruktur mit scharfen Kanten (Abb. 38a) der Dicke D besitzt zwei Flächen mit Polarisationsladungen unterschiedlichen Vorzeichens (durch „+“ und „-“ angedeutet). Hat der Rand Struktur wie im Fall der untersuchten Co/Cu(001)-Mikrostrukturen die Form einer Treppe (Abb. 38b, Unschärfe Δl), so werden diese Flächen in mehrere kleinere, gegeneinander verschobene Flächen unterteilt. Ist in der dort gezeigten Geometrie die Unschärfe Δl sehr viel kleiner als die Kantenlänge l , so wird die reduzierte attraktive Wechselwirkung zwischen Ladungen an den gegenüberliegenden Kanten durch die verminderte repulsive Wechselwirkung der Ladungen innerhalb der Ränder überkompensiert. Eine Unschärfe $\Delta l \approx 300$ nm und eine konstante Stufenbreite ergeben bei einer 3 ML dicken Mikrostruktur mit einer Kantenlänge $l = 15 \mu\text{m}$ bereits eine Reduzierung der magnetostatischen Energie um ca. 41%! Bei vier Monolagen sind es 45%, bei fünf Monolagen 47%.

Die durch den Herstellungsprozeß bedingten unscharfen Ränder der Mikrostrukturen führen folglich zu einer erheblichen Reduzierung der von den dort vorhandenen Polarisationsladungen verursachten magnetostatischen Energie des Systems. Dies kann die häufige Existenz von Domänen mit zum Rand senkrechter Magnetisierung erklären. Da der Mechanismus sowohl im eindomänigen als auch im Multidomänenzustand wirksam ist, kann er jedoch nicht den Multidomänenzustand selbst erklären!

6.2 Magnetisierungsverhalten

Im Rahmen des Aufmagnetisierungsprozesses laufen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen die gleichen Vorgänge ab, wie sie auch aus Volumenmaterialien bekannt sind [96]. Unterhalb einer bestimmten Feldstärke sind die Wandbewegungen reversibel, darüber irreversibel. Da in einer Struktur nur sehr selten alle vier möglichen Magnetisierungsrichtungen beobachtet werden, entsteht interessanterweise oft auch dann der Eindruck einer Drehung der Magnetisierung, wenn das Feld entlang einer der leichten Richtungen orientiert ist: Die Strukturen, in denen keine Domäne mit parallel zum Feld orientierter Magnetisierung vorhanden ist, werden durch Wandbewegungen senkrecht zum Feld aufmagnetisiert, bevor sie in Feldrichtung „schalten“.

Reversible Wandbewegungen sind in den Aufnahmen grundsätzlich nicht zu sehen. Die durch das Feld zugeführte Energie scheint jedoch bereits auszureichen, um Wände aus lokalen Minima zu lösen. Der im gleichen Feldintervall zu beobachtende Kollaps kleiner Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum angelegten Feld deutet darauf hin, daß das System Wandenergie einzusparen versucht. Dies bestätigt, daß der nach der Herstellung der Mikrostrukturen zu beobachtende Multidomänenzustand tatsächlich metastabil ist.

Für das senkrecht magnetisierte System Fe/Cu(100) durchgeführte Rechnungen haben gezeigt, daß kleine magnetische Felder aber auch eine negative Geschwindigkeit, d.h. eine Rückbildung bevorzugter Domänen verursachen können [172]. In den beobachteten Fällen hätte dies eine Bewegung der Wand in Richtung des inhomogenen Randes der Strukturen zur Folge, wo eine Auflösung denkbar wäre.

Die, im weiteren Verlauf der Aufmagnetisierungskurve stattfindenden, Veränderungen in der magnetischen Mikrostruktur sind gekennzeichnet durch

- a.) irreversible Wandbewegungen, die oberhalb einer dickenabhängigen Feldstärke einsetzen, und

- b.) 90° -Ummagnetisierungsprozesse, die dann auftreten, wenn nach dem Wachstum keine Domäne mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum äußeren Feld in der betreffenden Mikrostruktur vorhanden ist.

Die durchgeführten Untersuchungen zum 90° - bzw. 180° -Ummagnetisierungsverhalten von 4 und 10 ML dicken Strukturen deuten darauf hin, daß das zur Ummagnetisierung nötige Feld dagegen nicht von der Schichtdicke abhängt und ca. 12-16 Oe beträgt. Im gleichen Feldintervall ist im Rahmen der Aufmagnetisierung zum einen die Nukleation von Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld (siehe Abb. 30e) und die Ummagnetisierung einzelner Domänen bzw. eindomäniger Strukturen (siehe Abb. 30 d-f) zu beobachten. Dies und die im Rahmen der Meßgenauigkeit als rechteckig anzusehenden Schaltkurven der einzelnen Mikrostrukturen deuten darauf hin, daß der Ummagnetisierungsprozeß durch Nukleation und anschließende Ausbreitung einer Domäne mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld erfolgt.

Auch wenn die Ausbreitung der Domänen in der Regel nicht in den Bildern zu sehen ist, kann eine ebenfalls mögliche Drehung der Magnetisierung ausgeschlossen werden. Zum einen sollte das hierfür nötige Feld aufgrund der Anisotropieverhältnisse mehrere hundert Oersted betragen [43], zum anderen sollten 90° -Ummagnetisierungen wegen des größeren Drehmomentes, das das Feld in dieser Geometrie auf die Magnetisierung ausübt, gegenüber 180° -Ummagnetisierungen bevorzugt sein. Die Versuchsreihen zeigen aber, daß man für beide Prozesse gleichgroße Felder benötigt.

Die Dickenunabhängigkeit des zur Ummagnetisierung nötigen Feldes wird verständlich, wenn man die inhomogenen Ränder der Strukturen berücksichtigt. Der der Ummagnetisierung zugrundeliegende Mechanismus der Domänennukleation tritt bevorzugt an Probenrändern auf, da dort die Nukleationsfeldstärken aufgrund der inhomogenen Entmagnetisierungsfelder herabgesetzt sind [173]. Im Fall der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen erweist sich die Inhomogenität der Ränder als zusätzlich günstig, da in den Randbereichen alle Schichtdicken bis hinunter zur Monolage vorkommen. Die der Domänenbildung vorausgehende lokale Spindrehung bedeutet dort wegen der verminderten Anisotropie einen wesentlich geringeren Energieaufwand, als zum Beispiel im Zentrum der Struktur. Die inhomogenen Ränder kommen unabhängig von der Schichtdicke in allen Strukturen gleichermaßen vor.

Die beobachtete Unabhängigkeit des mittleren Schaltfeldes von der Größe der Quadrate läßt vermuten, daß in allen untersuchten Strukturen der gleiche Mechanismus für die Ummagnetisierung verantwortlich ist. Die $3\mu\text{m}$ -Quadrate liegen zwar im wie-

gewachsenen Zustand stets als Eindomänenteilchen vor, dies ist jedoch, wie bereits herausgestellt wurde, durch die Herstellung bedingt.

Der minimale Domänenradius für die Domänennukleation, ergibt sich aus der Bilanz der für die Domänenbildung aufzubringenden Domänenwandenergie, der eingesparten magnetostatischen Energie sowie der eingesparten Feldenergie und kann mit Hilfe bekannter Ausdrücke [174] abgeschätzt werden. Setzt man für die Koerzitivfeldstärke einen Wert von ca. 12 Oe ein, wie er sich aus den Schaltkurven ergibt, so beträgt der kritische Domänenradius im Fall der Nukleation einer entgegengesetzt magnetisierten Domäne ca. 1 μm und für die Nukleation einer 90° -Domäne ca. 500 nm. Berücksichtigt man die endliche Ausdehnung der Wände (180°-Wand: 1-2 μm [95], 90°-Wand ca. 500 nm [95]), so folgt, daß die Abmessungen der nukleierten Domänen nur dann mit den Kantenlänge der kleinsten untersuchten Strukturen vergleichbar sind, wenn die Bildung einer 180°-Wand nötig ist.

Die in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen bestimmten, im Rahmen der Fehlergrenzen gleichen Beträge für die mittleren Schaltfelder von 90° - und 180° -Ummagnetisierungsprozeß deuten jedoch bereits darauf hin, daß in beiden Fällen die gleichen mikroskopischen Prozesse bestimmend sind.

Von energetische Seite wären nach den eben durchgeführten Rechnungen deutliche Unterschiede zu erwarten. Hinzu kommt, daß eine 90° -Spindrehung aufgrund des vom Feld ausgeübten, größeren Drehmoments leichter als eine Spinumkehr ist. Möglicherweise besteht somit jeder 180° -Ummagnetisierungsprozeß aus zwei diskreten 90° -Ummagnetisierungsprozessen.

Das den rechteckigen Schaltkurven einzelner Strukturen zu entnehmende Schaltfeld variiert auch bei gleichgroßen Strukturen deutlich. Die gleichen Beobachtungen sind sowohl an mikrostrukturierten Au/Co/Au-Mehrlagen [37] als auch an polykristallinen Co-Nanostrukturen [175] gemacht worden. Dies zeigt, daß jede Struktur auch bei gleicher Größe und Form ihre eigene „Koerzitivfeldstärke“ besitzt. Makroskopisch sind äquivalente Strukturen zwar gleich, mikroskopisch können sie sich jedoch deutlich unterscheiden. Im Fall der untersuchten Co/Cu(001)-Mikrostrukturen ist dies allein schon durch die unregelmäßige Struktur der inhomogenen Ränder gegeben.

Ein nach dem Abschalten eines Feldes zurückbleibender, senkrecht zum Feld magnetisierter Zustand paßt nicht in die einfache Modellvorstellung einer sich vom Rand aus gleichmäßig über die Mikrostruktur ausbreitenden Domäne mit parallel zum Feld orientierter Magnetisierung. Eine Fehlausrichtung der Magnetfeldes kann als Ursache für die Existenz des 90° -Zustandes ausgeschlossen werden. Damit dieser Zustand energetisch

gegenüber demjenigen „parallel“ zum Feld magnetisierten günstig wird, müßte das Feld um mehr als 45° fehlorientiert sein.

In Experimenten an ausgedehnten Filmen wurde ein ähnliches Ummagnetisierungsverhalten gefunden, wenn das System eine der vierzähligen überlagerte, zweizählige Anisotropie aufwies [176]-[178]. Dort fand man dann sogar einen Schaltmechanismus, der nacheinander beide 90° -Zustände innerhalb eines 180° -Ummagnetisierungsprozesses besetzt.

Wie die Untersuchungen im Fall der Co/Cu(1115)-Mikrostrukturen jedoch zeigen, führt eine überlagerte zweizählige Anisotropie zur Ausbildung eines eindomänigen Zustandes nach der Herstellung der Strukturen. Die Co/Cu(001)-Mikrostrukturen liegen jedoch zu ca. 95% in einem Multidomänenzustand vor.

Das von Daboo [176] vorgestellte Modell sagt aber auch für den Grenzfall der verschwindenden zweizähligen Anisotropie die Möglichkeit einer 180° -Ummagnetisierung durch zwei 90° -Prozesse voraus. Cowburn [177] erklärte dieses Verhalten durch ein Modell, das auf den im Feld veränderten Anisotropieverhältnissen beruht:

Der unidirektionale Beitrag des Feldes hebt die Spinausrichtung antiparallel zum Feld energetisch an und senkt diejenige parallel zum Feld energetisch ab. Die Tiefe der dann lokalen Energieminima mit Spinausrichtung senkrecht zum Feld verringert sich mit zunehmender Feldstärke, die Minima selbst bleiben jedoch bei geringen Feldstärken erhalten⁴⁹. Aufgrund der relativen Absenkung der beiden Ausrichtungen senkrecht zum Feld gegenüber derjenigen antiparallel zum Feld sind lokale Spinübergänge aus der antiparallelen Orientierung in eine der beiden senkrechten zum Feld orientierten Richtungen möglich. Als Folge entsteht eine senkrecht zum Feld orientierte Domäne.

Die im Verlauf des Aufmagnetisierungsprozesses des Co/Cu(001)-Mikrostrukturen gemachten Aufnahmen zeigen, daß eine Domäne mit antiparallel zum Feld orientierter Magnetisierung instabil ist, wenn noch eine Domäne mit andersorientierter Magnetisierung in der Struktur vorhanden ist (vgl. Ausführungen auf S. 69). Bildet sich die instabile Domäne, wie dort beobachtet, zurück und breitet sich die senkrecht zum Feld magnetisierte Domäne aus, so befindet sich die Mikrostruktur im 90° -Zwischenzustand. Voraussetzung für das beobachtete Auftreten dieses Zustandes auch nach dem Abschalten des Feldes ist jedoch, daß bis zu diesem Zeitpunkt des Feldes keine Domäne mit zum Feld paralleler Magnetisierung nukleiert wird. Ist dies geschehen, so wird die Magnetisierungsrichtung senkrecht zum Feld instabil und die Struktur wird in Feldrichtung ummagnetisiert. Folglich wird der nach dem Abschalten des Feldes zu beobachtende

⁴⁹Im Fall des Co/Cu(001) sind ca. 500 Oe nötig, um die Minima aufzulösen [180].

Schaltzustand entscheidend davon abhängen, wie lange das Feld angelegt wird. Je länger das Feld unverändert ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Mikrostruktur in Feldrichtung magnetisiert ist. Legt man das Feld dagegen für eine deutliche kürze Zeit als die in dieser Arbeit gewählten 10 Sekunden an, so sollte der Anteil der nach Abschalten des Feldes senkrecht zum Feld magnetisierten Mikrostrukturen mehr als die beobachteten 20% betragen. Für den Fall, daß das äußere Feld nur sehr kurz angelegt wird, ließe sich stets einen senkrecht zum Feld magnetisierten Zustand erwarten!

Den unscharfen Kanten der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen kommt somit entscheidende Bedeutung für den Ummagnetisierungsprozeß zu. Zum einen ist dort die Nukleation energetisch bevorzugter Domänen wegen der verminderten Anisotropie begünstigt, zum anderen führt die inhomogene Struktur der Ränder dazu, daß die nukleierten Domänen nicht ausschließlich parallel zum Feld orientiert sind. Der auch nach dem Abschalten des Feldes in 20% der untersuchten Strukturen zurückbleibende, senkrecht zum Feld magnetisierte Zustand deutet darauf hin, daß jeder 180°-Ummagnetisierungsprozeß in zwei 90°-Schritten abläuft.

Gestützt wird die mögliche Nukleation von Domänen mit senkrecht zum Feld orientierter Magnetisierung durch theoretische Untersuchungen von Moschel [179]. Er konnte zeigen, daß ein durch die Rauigkeit der Filme hervorgerufener, an den atomaren Stufen auftretender und nach Néel zweizähliger Anisotropiebeitrag [4] ebenfalls lokale 90°-Ummagnetisierungsprozesse begünstigt.

Theoretische Untersuchungen an kleinen Teilchen ergaben, daß eine unregelmäßige Struktur des Randes zu einem gegenüber dem Zustand mit idealen Begrenzungsflächen veränderten Ummagnetisierungsverhalten führt [181].

Ein derartiger Einfluß des Randes könnte auch das beobachtete, gleiche Schaltverhalten von Co/Cu(001)-Quadraten und -Dreiecken erklären. Beispielsweise haben Lorentzmikroskopische⁵⁰ Untersuchungen an senkrecht magnetisierten Co-Nanostrukturen gezeigt, daß unter kleinen Winkeln aufeinandertreffende Kanten das Ummagnetisierungsverhalten entscheidend beeinflussen können. Die in diesen Bereichen behinderte Domänenbildung führt zu einer deutlich vergrößerten Ummagnetisierungsfeldstärke [182].

Makroskopisch besitzen die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Quadrate und Dreiecke zwar eine unterschiedliche Form, bedingt durch die inhomogene Struktur der Ränder hat dies jedoch keinen Einfluß auf das Ummagnetisierungsverhalten.

⁵⁰Spezielle Form der Transmissionselektronenmikroskopie (siehe z.B. [183])

Trotz einer von der Schichtdicke unabhängigen Feldstärke zur Ummagnetisierung zeigt das zur Aufmagnetisierung nötige Feld eine ausgeprägte Dickenabhängigkeit. Obwohl auch im Multidomänenzustand eine Domänennukleation im Feldintervall von 12-16 Oe möglich ist, können diese Strukturen nicht aufmagnetisiert werden.

Im Rahmen der Ummagnetisierung kann sich eine nukleierte Domäne, so ihre Bewegung nicht durch Störungen behindert wird, über die gesamte Struktur ausbreiten. Für eine ungehinderte Domänenwandbewegung spricht, daß irreversible Veränderungen in den Aufnahmen immer nur durch eine veränderte Orientierung in den stets eindomänigen Strukturen zu erkennen sind. Der Pfad der Wandbewegung ist nicht sichtbar.

Im Unterschied zu den eindomänigen Strukturen bei der Ummagnetisierung, sind im wiegewachsenen Zustand bereits Domänenwände in den Strukturen vorhanden, wenn das externe Feld angelegt wird. Die mit der Nukleation einer zusätzlichen Domäne verbundene Wandbildung und die anschließende Bewegung der Wand werden möglicherweise durch die bereits vorhandenen Wände beeinflußt und behindert.

Bei geringerer Schichtdicke ist die Anisotropie vermindert, was eine Vergrößerung der Wandweite zur Folge (vgl. S. 81) hat. Dies könnte die Wechselwirkung der Wände im Bereich dünnster Schichten verstärken und zum beobachteten Anstieg des zur Aufmagnetisierung nötigen Feldes führen.

In senkrecht magnetisierten, ausgedehnten Co/Au(111)-Filmen [16], Fe/Cu(001)-Filmen [184] bzw. Co/Pd(111)-Multilagen [185] wurde beispielsweise eine $1/D^2$ -Abhängigkeit der Koerzitivfeldstärke im Bereich von wenigen Monolagen gefunden. Im Fall der Co/Au(111)-Filme wurde dies durch die Rauigkeit der Filme erklärt [186]. Ein daraus resultierender Haftmechanismus für die Domänenwände kann jedoch nur dann effektiv sein, wenn die Korrelationslänge der Rauigkeit im Bereich der Wandausdehnung liegt [60]⁵¹. Im Co/Cu(001)-System ist die Ausdehnung der Wachstumsinseln jedoch um ca. zwei Größenordnungen kleiner als die Wandweite [95, 141]. Außerdem sollte dieser Mechanismus die Wandbewegung sowohl im Verlauf der Aufmagnetisierung als auch bei der Ummagnetisierung beeinflussen.

Eine Behinderung der Wandbewegung wäre ebenfalls durch die inhomogenen Ränder der Strukturen denkbar, da deren Ausdehnung in der Größenordnung der Wandweite liegt. Der Einfluß der Ränder wird nach Néel [4] mit zunehmender Schichtdicke abnehmen und könnte daher die gefundene Dickenabhängigkeit zumindest qualitativ erklären. Vorstellbar wäre ebenso eine Wechselwirkung der Domänenwände mit den monoatomaren Stufen des Kupfersubstrats. Ihr Abstand beträgt einige hundert Nanometer [142].

⁵¹In senkrecht magnetisierten Systemen ist dies aufgrund der dort auftretenden Bloch-Wände möglich.

Auch dieser Einfluß wird nach Néel [4] mit zunehmender Schichtdicke abnehmen. In beiden Fällen ist jedoch kein Unterschied zwischen Auf- und Ummagnetisierung zu erwarten.

Oberhalb einer Dicke von 10 ML nimmt das zur Aufmagnetisierung der Strukturen nötige Feld wieder zu. In diesem Schichtdickenbereich relaxieren die Spannungen im tetragonal verzerrten kfz-Kobalt [187]. Der resultierende, senkrecht zur Oberfläche orientierte Anisotropiebeitrag [16] sollte jedoch keinen Einfluß auf die Energieverhältnisse in den Domänenwänden haben. Allerdings kommt es als Folge der Gitterrelaxation zur Ausbildung von Versetzungen, die unter Umständen zu einer Behinderung der Domänenwandbewegung führen könnten.

Offenbar kommt dem im wie-gewachsenen Zustand der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen beobachteten Multidomänenmuster entscheidende Bedeutung bei der Aufmagnetisierung zu. Wu [188] fand in Entmagnetisierungsexperimenten an magneto-optischen Speichermedien aus senkrecht magnetisierten Co/Pd-Multilagen bzw. $Tb_{20.3}(FeCo)_{79.9}$ -Filmen, daß das zur Aufmagnetisierung nötige Feld von der durch die Art der Entmagnetisierung bestimmten Domänengröße abhängt. Sind die Domänen klein, so ist die Aufmagnetisierung durch Nukleationsereignisse bestimmt [189]. Bei großen Domänen ist die Wandwanderung der begrenzende Mechanismus, was in diesen Experimenten einen höheren Wert für das zur Aufmagnetisierung benötigte Feld ergibt.

Im Gegensatz zu den in der Wu-Arbeit [188] vorgestellten Ergebnissen, ist der Wert des zur Aufmagnetisierung der Co/Cu(001)-Mikrostrukturen nötigen Feldes jedoch zum Teil beträchtlich größer als die den gemittelten Schaltkurven entnehmbaren Koerzitivfeldstärken. Dies hätte zur Folge, daß die jungfräuliche Kurve *außerhalb* Hysterese liegen würde! Eine Erklärung für dieses ungewöhnliche Verhalten kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht gegeben werden.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit ist das magnetische Domänenmuster in mikrostrukturierten Co/Cu(001)-Monolagen untersucht worden. Die Kantenlänge der hauptsächlich untersuchten Quadrate variierte zwischen 3 und 30 μm . Zum einen wurde die magnetische Domänenstruktur im Dickenbereich von 2-15 Monolagen mittels eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (SEMPA) untersucht, zum anderen wurden ausgewählte Domänenmuster theoretisch hinsichtlich ihrer mikromagnetischen Energie klassifiziert. Ebenfalls durchgeführte experimentelle wie theoretische Untersuchungen an Co/Cu(11 15)-Mikrostrukturen ergänzen die gewonnenen Erkenntnisse.

Für die Bestimmung der Energie einfacher Domänenkonfigurationen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen wurde ein aus der Literatur entnommenes Modell von Rhodes und Rowlands zur Berechnung der magnetostatischen Selbstenergie quaderförmiger Teilchen auf ultradünne Quadrate angewendet und mit bekannten Ausdrücken für die Energie der Domänenwände kombiniert. Aufgrund der unterschiedlichen Abhängigkeit der beiden Beiträge von der Dicke D und der Kantenlänge l der Quadrate existieren im D - l -Diagramm verschiedene stabile Phasen. Während unterhalb von ca. 4-6 Monolagen der wandfreie, eindomänige Zustand die energetisch günstigste der untersuchten Konfigurationen darstellt, ist es oberhalb von ca. 8-11 ML die streufeldfreie Landau-Lifshitz-Struktur. Im Bereich mittlerer Schichtdicken sind dagegen Domänenstrukturen energetisch bevorzugt, in denen der Einbau kurzer 90° -Wandstücke zu einer Reduktion der magnetischen Polarisationsladungen an den Kanten der Quadrate gegenüber dem eindomänigen Zustand führt.

Die Herstellung der Co/Cu(001)- und Co/Cu(11 15)-Mikrostrukturen erfolgte im Ultrahochvakuum mittels Aufdampfen durch eine strukturierte Siliziummaske. Bedingt durch den Herstellungsprozeß treten Abschattungseffekte auf, die zur Ausbildung eines inhomogenen Randes der Strukturen führen, in dem die Schichtdicke kontinuierlich auf Null

abnimmt. Bei geeigneter Wahl des Maskenabstandes von der Substratoberfläche ist jedoch eine reproduzierbare Abbildung der Strukturen mit Kantenlängen zwischen 3 und 30 μm möglich.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen an ausgedehnten Filmen sind alle Co/Cu(001)-Strukturen im gesamten untersuchten Schichtdickenbereich in den Filmebene magnetisiert. Im Gegensatz zu den theoretischen Betrachtungen liegen die Strukturen jedoch, wenn sie größer als $3 \cdot 3 \mu\text{m}^2$ sind, ebenfalls im gesamten Schichtdickenbereich in einem Multidomänenzustand vor. Das Domänenmuster ist sehr unregelmäßig und zeigt keine Veränderung mit zunehmender Schichtdicke.

In den Quadraten besteht die Domänenstruktur sehr oft aus einer großen und mehreren kleineren Domänen, die vom Rand aus in die Struktur hineinragenden. Diese magnetische Struktur ist dem in ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen beobachteten Zustand ähnlich. Die Filme liegen nach dem Wachstum in einem eindomänigen Zustand vor, lediglich am Rand kommt es aufgrund magnetostatischer Wechselwirkung zur Ausbildung von Kantendomänen.

Die durchgeführte, auf einer statistischen Auswertung beruhende Analyse der mikromagnetischen Struktur in den Quadraten deutet darauf hin, daß der beobachtete Multidomänenzustand die Skalierung der Kantendomänenkonfiguration der ausgedehnten Filme auf die Mikrometerskala darstellt.

Wachstumsexperimente in definierten magnetischen Feldern zeigen, daß die Domänen in den Co/Cu(001)-Mikrostrukturen unmittelbar bei Einsatz des Ferromagnetismus entstehen. Bereits ein vergleichsweise kleiner unidirektionaler Anisotropiebeitrag beeinflusst die mikromagnetische Struktur entscheidend. Dies belegt die bisher nicht quantitativ untersuchte Vermutung, daß der in den ausgedehnten Co/Cu(001)-Filmen beobachtete eindomänige Zustand dem Zusammenwirken von Morphologie und dem während des Wachstums immer vorhandenen magnetischen Restfeld in der Präparationskammer zugeschrieben werden kann.

Da in den Mikrostrukturen der eindomänige Zustand im Bereich dünnster Schichten der energetisch günstigste ist, stellt die beobachtete Multidomänenkonfiguration einen metastabilen Zustand dar.

In diesem Zustand ist keine Polvermeidung gegenüber einer hypothetischen eindomänigen Konfiguration zu beobachten. Dies deutet daraufhin, daß der magnetostatischen Wechselwirkung an den Kanten entscheidende Bedeutung für die sich ausbildende mikromagnetische Struktur zukommt. In den $6\mu\text{m}$ -Quadraten, die aus zwei in etwa gleichgroßen Domänen mit zueinander senkrechter Magnetisierung bestehen, ist die ma-

gnetostatische Energie gegenüber dem eindomänigen Zustand reduziert. Erst bei Berücksichtigung der durch Austausch und Anisotropie bestimmten Wandbeiträge ist die resultierende Gesamtenergie größer als die des eindomänigen Zustandes.

Der stets beobachtete, eindomänige Zustand der $3\mu\text{m}$ -Quadrate deutet darauf hin, daß die Anisotropie zum Zeitpunkt der Domänenbildung deutlich reduziert ist. Beträgt die Anisotropie ca. 10^4 erg/cm^3 statt 10^6 erg/cm^3 , so überschreitet die Wandweite die lateralen Abmessungen dieser Strukturen.

Der nach der Herstellung in den Mikrostrukturen vorhandene Zustand ist instabil gegen Anlegen eines externen magnetischen Feldes. Im Verlauf der Neukurve treten irreversible Wandbewegungen auf, die im Bereich dünnster Schichten behindert werden. Trotz einer dickenunabhängigen Nukleationsfeldstärke für die Ummagnetisierung konnten diese Strukturen nicht aufmagnetisiert werden. Eine Erklärung dieses Verhaltens war im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich.

Die rechteckigen Schaltkurven der einzelnen Elemente deuten darauf hin, daß die Ummagnetisierung durch Nukleation und anschließende Ausbreitung einer parallel zum Feld orientierten Domäne erfolgt. Die Größenunabhängigkeit der mittleren Schaltfelder und deren mit den Koerzitivfeldstärken ausgedehnter Filme vergleichbarer Wert unterstützen die Vermutung, daß in ausgedehntem Film und Mikrostruktur der gleiche Mechanismus für die Ummagnetisierung verantwortlich ist.

Im Rahmen der 180° -Ummagnetisierung ist in ca. 20% der Strukturen die Besetzung eines 90° -Zwischenzustandes zu beobachten. Eine der vierzähligen Anisotropie überlagerte, zweizählige Anisotropie kann als Ursache ausgeschlossen werden. Theoretische Überlegungen aus der Literatur deuten darauf hin, daß die inhomogenen Ränder für dieses Verhalten verantwortlich sind.

Parallel zu den Experimenten wurde mit dem Aufbau eines zweiten SEMPA begonnen und hierfür ein elektronen-optisches Linsensystem konstruiert. Die ersten Messungen lassen jedoch noch keinen quantitativen Vergleich des neuen und des in der alten Anlage integrierten Linsensystems zu. Während des Schreibens der vorliegenden Arbeit durchgeführte Messungen [190] zeigen, daß mit dem Aufbau der neuen Anlage eine deutliche Verbesserung gelungen ist. Bei ca. 30 nm Auflösung sind die Zählraten in den Sekundärelektronenvervielfachern des Spindetektors um bis zu eine Größenordnung höher als im alten SEMPA. Dies ermöglicht, bei gleichbleibender Statistik, eine Reduzierung der Meßzeiten auf ein Zehntel der bisher 10 Minuten am S800. Ein Faktor 3 in den höheren Zählraten kann den verbesserten optischen Eigenschaften des neuen Linsensystems zugeschrieben werden!

Literatur

- [1] L. Gonzales, R. Miranda, M. Salmeron, J. A. Verges, and F. Yndurain, *Phys. Rev.* **B24**, 3245 (1981).
- [2] G. Bayreuther, *J. Magn. Magn. Matter.* **38**, 273 (1983).
- [3] T. Kwo, E. M. Gyorgy, F. J. DiSalvo, M. Hong, Y. Yafet, and D. M. McWhan, *J. Magn. Magn. Matter.* **54-57**, 771 (1983).
- [4] L. Néel, *J. Phys. Radium* **15**, 225 (1954).
- [5] C. Kittel, *Phys. Rev.* **110**, 1295 (1958).
- [6] L. Néel, *C. R. Acad. Sci. Paris* **241**, 533 (1955).
- [7] M. Bander and D. L. Mills, *Phys. Rev.* **B38**, 12015 (1988).
- [8] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, and D. Renard, *Phys. Rev.* **B34**, 3192 (1986).
- [9] S. D. Bader and E. R. Moog, *J. Appl. Phys.* **61**, 3729 (1987).
- [10] T. Beier, D. Pescia, M. Stampanoni, A. Vaterlaus, and F. Meier, *Appl. Phys.* **A47**, 73 (1988).
- [11] R. Germer, W. Dürr, J. W. Krewer, D. Pescia, and W. Gudat, *Appl. Phys.* **A47**, 393 (1988).
- [12] R. F. Willis, J. A. C. Bland, and W. Schwarzenacher, *J. Appl. Phys.* **63**, 4051 (1988).
- [13] W. Daum, C. Stuhlmann, and H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2741 (1988).
- [14] R. Miranda, D. Chandesris, and J. Lecante, *Surf. Sci.* **130**, 269 (1983).
- [15] J. Kirschner, *J. Appl. Phys.* **64**, 5915 (1988).
- [16] P. Bruno and J.-P. Renard, *Appl. Phys.* **A49**, 499 (1989).
- [17] B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, A. S. Arrott, and K. Myrtle, *J. Appl. Phys.* **70**, 5769 (1991).
- [18] D. Pescia, M. Stampanoni, G. L. Bona, A. Vaterlaus, R. F. Willis, and F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2126 (1987).
- [19] T. Poschmann, Diplomarbeit RWTH Aachen (1995).
- [20] U. Gradmann, *Ann. Physik Leipzig* **17**, 91 (1966).
- [21] R. Jungblut, M. T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, and F. J. A. den Broeder, *J. Appl. Phys.* **57**, 6424 (1994).

- [22] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, *J. Appl. Phys.* **67**, 2136 (1990).
- [23] Z. Malék and V. Kamborský, *Czech. Journ. Phys.* **8**, 417 (1958).
- [24] P. Grünberg, 21. IFF-Ferienkurs *Festkörperforschung für die Informationstechnologie* (1990).
- [25] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, and H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [26] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [27] S. S. P. Parkin (IBM Almaden), *Tunneling into the Future*, Vortrag am MPI für Mikrostrukturphysik (1998).
- [28] S. Datta and B. Dao, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665 (1990).
- [29] G. Reiss, H. Brückl, and A. Hütten, *Phys. Bl.* **54**, 339 (1998).
- [30] R. M. H. New, R. F. W. Pease, and R. L. White, *J. Magn. Magn. Mater.* **155**, 140 (1996).
- [31] K. Runge, Y. Nozaki, Y. Otani, H. Miyajima, B. Pannetier, T. Matsuda, and A. Tonomura, *J. Appl. Phys.* **79**, 5075 (1996).
- [32] J. Ding and Jian-Gang Zhu, *J. Appl. Phys.* **79**, 5792 (1996).
- [33] S. Y. Chou, P. R. Krauss, and L. Kong, *J. Appl. Phys.* **79**, 6101 (1996).
- [34] J.-G. Zhu, Y. Zheng, and X. Lin, *J. Appl. Phys.* **81**, 4336 (1997).
- [35] U. Ebels, A. O. Adeyeye, M. Gester, C. Daboo, R. P. Cowburn, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **81**, 4724 (1997).
- [36] E. Gu, E. Ahmed, J. A. C. Bland, L. M. Brown, M. Rührig, A. J. McGibbon, and J. N. Chapman, *Phys. Rev.* **B57**, 7814 (1998).
- [37] N. Bardou, B. Bartenlian, C. Chappert, R. Mégy, P. Veillet, J. P. Renard, F. Rousseaux, M. F. Ravet, J. P. Jamet, and P. Meyer, *J. Appl. Phys.* **79**, 5848 (1996).
- [38] A. Ercole, A. O. Adeyeye, C. Daboo, J. A. C. Bland, and D. G. Hasko, *J. Appl. Phys.* **81**, 5452 (1997).
- [39] K. Ounadjela, R. Ferré, L. Louail, J. M. George, J. L. Maurice, L. Piraux, and S. Dubois, *J. Appl. Phys.* **81**, 5455 (1997).
- [40] Y. Nozaki, T. Ono, K. Motohashi, H. Miyajima, and T. Kinoshita, *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 1271 (1998).
- [41] W. Nolting, *Quantentheorie des Magnetismus*, (Teubner-Verlag, Stuttgart, 1986).
- [42] W. F. Brown, *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*, (North-Holland, Amsterdam, 1962).
- [43] W. F. Brown, *Micromagnetics*, (Wiley and Sons, New York, 1963).
- [44] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Elektrodynamik der Kontinua*, (Akademie-Verlag, Berlin, 1985)
- [45] H. F. Schmidts and H. Kronmüller, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 361 (1993).

- [46] B. Yang and D. R. Fredkin, *J. Appl. Phys.* **79**, 5755 (1996).
- [47] S. T. Chui and V. N. Ryzhov, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2224 (1997).
- [48] Y. Zheng and J.-G. Zhu, *J. Appl. Phys.* **81**, 5471 (1997).
- [49] Y. D. Yan and E. Della Torre, *J. Appl. Phys.* **66**, 320 (1989).
- [50] E. C. Stoner, *Phil. Mag.* **36**, 803 (1945).
- [51] P. Rhodes and G. Rowlands, *Proc. Leeds Phil. Soc.* **6**, 191 (1954).
- [52] V. A. Ignatchenko, H. Kronmüller, and M. Grönefeld, *J. Magn. Magn. Mater.* **89**, 229 (1990).
- [53] B. Kaplan and G. A. Gehring, *J. Magn. Magn. Mater.* **128**, 111 (1993).
- [54] E. C. Stoner, *Magnetism and Matter*, (Methuen, London, 1934).
- [55] R. M. Bozorth and D. M. Chapin, *J. Appl. Phys.* **13**, 320 (1942).
- [56] J. A. Osborn, *Phys. Rev.* **76**, 351 (1945).
- [57] B. Heinrich, K. B. Urquhart, A. S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle, and S. T. Purcell, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1756 (1987).
- [58] M. Pardavi-Horvath, *J. Magn. Magn. Mater.* **177-184**, 213 (1998).
- [59] C. Kittel, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 541 (1949).
- [60] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, (J. Wiley, New York, 1964).
- [61] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, (Oxford Press, New York, 1996).
- [62] C. Kittel, *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946).
- [63] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Z. Sov.* **8**, 153 (1935).
- [64] G. Schönhense and C. M. Schneider, *Phys. Bl.* **53**, 1213 (1997).
- [65] F. Bloch, *Z. Phys.* **74**, 295 (1932).
- [66] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zeit. Sov.* **8**, 337 (1935).
- [67] B. A. Lilley, *Phil. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [68] J. Kaczér, *Czech. Journ. Phys.* **7**, 557 (1957).
- [69] S. Shtrikman and D. Treves, *J. Appl. Phys.* **31**, 147 (1960).
- [70] H.-D. Dietze and H. Thomas, *Zeit. Phys.* **163**, 523 (1961).
- [71] R. E. Behringer and R. S. Smith, *J. Franklin Inst.* **272**, 14 (1962).
- [72] S. Middelhoek, *J. Appl. Phys.* **34**, 1054 (1963).
- [73] E. Feldtkeller and E. Fuchs, *Z. Angew. Phys.* **18**, 1 (1964).
- [74] R. Collette, *J. Appl. Phys.* **35**, 3294 (1964).
- [75] W. F. Brown and A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **36**, 1380 (1965).
- [76] H. Kronmüller, *phys. stat. sol.* **11**, K125 (1965).
- [77] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **37**, 3271 (1966).
- [78] R. Kirchner and Döring, *J. Appl. Phys.* **39**, 855 (1968).
- [79] A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* **40**, 2450 (1968).
- [80] A. Holz and A. Hubert, *Z. Angew. Phys.* **26**, 145(1969).
- [81] H. Riedel and A. Seeger, *Phys. stat. sol. (b)* **46**, 377 (1971).
- [82] A. Hubert, *Theorie der Domänenwände in geordneten Medien*, (Springer, Berlin, 1974).

- [83] M. R. Scheinfein, J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 668 (1989).
- [84] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 58 (1992).
- [85] F. B. Humphrey and M. Redjidal, *J. Magn. Magn. Mater.* **133**, 11 (1994).
- [86] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *J. Phys. USSR* **8**, 337 (1944).
- [87] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **37**, 3271 (1966).
- [88] R. M. Moon, *J. Appl. Phys.* **30**, 82S (1959).
- [89] D. J. Craik and R. S. Tebble, *Repts. Prog. Phys.* **24**, 116 (1961).
- [90] N. Minnaja, *J. de Phys. Colloq. C1* **32**, 406 (1971).
- [91] A. Aharoni, *J. de Phys. Colloq. C1* **32**, 966 (1971).
- [92] L. J. Schwee and J. K. Watson, *IEEE Trans. Magnetics* **9**, 551 (1977).
- [93] R. Kosiński, *Acta Phys. Polon.* **A51**, 647 (1977).
- [94] M. Löhndorf, A. Wadas, H. A. M. van den Berg, and R. Wiesendanger, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3635 (1996).
- [95] A. Berger, Dissertation RWTH Aachen (1993).
- [96] E. Kneller, *Ferromagnetismus*, (Springer, Berlin, 1962).
- [97] W. Döring, *Mikromagnetismus in Handbuch der Physik* 18/2 (ed. S. Flügge) (Springer, Berlin, 1966).
- [98] G. Busch, M. Campagna, and H. C. Siegmann, *Phys. Rev.* **B4**, 746 (1971).
- [99] P. Krams, F. Lauks, R. L. Stamps, B. Hillebrands, and G. Güntherodt, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3674 (1992).
- [100] H. P. Oepen, M. Benning, C. M. Schneider, and J. Kirschner, *Vacuum* **41**, 489 (1990).
- [101] P. Krams, F. Lauks, R. L. Stamps, B. Hillebrands, G. Güntherodt, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 483 (1993).
- [102] Landolt-Börnstein III/24, Springer-Verlag, Berlin (1993).
- [103] H. P. Oepen and J. Kirschner, *Scanning Microsc. Suppl.* **5**, 1 (1991).
- [104] K. Koike, H. Matsuyama, and K. Hayakawa, *Scanning Microsc. Suppl.* **1**, 241 (1987).
- [105] J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986).
- [106] G. Chobrok and M. Hoffmann, *Phys. Lett.* **57A**, 257 (1976).
- [107] E. Kisker, W. Gudat, and K. Schröder, *Solid State Comm.* **44**, 591 (1982).
- [108] J. Unguris, D. T. Pierce, A. Galys, and R. J. Celotta, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 72 (1982).
- [109] J. Kirschner and S. Suga, *Solid State Comm.* **64**, 997 (1987).
- [110] J. Kirschner, *Surface and Interface Characterization by Electron-optical Methods*, eds. A. Howie and U. Valdré, Plenum Press (1988).
- [111] D. L. Abraham and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1352 (1987).
- [112] H. Seiler, *J. Appl. Phys.* **54**, R1 (1983).
- [113] J. Kessler, *Polarized Electrons*, (Springer, Berlin, 1985).

- [114] J. Kirschner, *Polarized Electrons at Surfaces*, (Springer, Berlin, 1985).
- [115] D. T. Pierce, S. M. Girvin, J. Unguris, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 1437 (1981).
- [116] H. P. Oepen, MPI für Mikrostrukturphysik, private Mitteilung.
- [117] D. Reuter, Dissertation MLU Halle (1997).
- [118] J. Burns, *Phys. Rev.* **119**, 102 (1960).
- [119] D. A. Dahl and J. E. Delmore, *The SIMION PC/PS2 User's Manual - Version 3.1*, Idaho National Engineering Laboratory, Idaho Falls, (1987).
- [120] N. Ida and J. P. A. Bastos, *Electromagnetics and Calculations of Fields*, (Springer, Berlin, 1993).
- [121] M. R. Scheinfein, J. Unguris, M. H. Kelley, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 2501 (1990).
- [122] Elektronische Werkstatt, MPI für Mikrostrukturphysik, *Versorgungsgerät für statische Linsenspannungen*, (Halle, 1997).
- [123] R. Pflanz, *SEMPA Manual*, (Halle, 1998).
- [124] A. Zangwill, *Physics at Surfaces* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1990).
- [125] M. Henzler and W. Göpel, *Oberflächenphysik des Festkörpers* (Teubner, Stuttgart, 1991).
- [126] A. Suciu, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991).
- [127] M. Agne, MPI für Mikrostrukturphysik, private Mitteilung.
- [128] D. Pescia, G. Zampieri, M. Stampanoni, G. L. Bona, R. F. Willis, and F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 933 (1987).
- [129] A. Clarke, G. Jennings, R. F. Willis, P. J. Jous, and J. B. Pendry, *Surf. Sci.* **187**, 327 (1987).
- [130] D. Pescia, R. F. Willis, and J. A. C. Bland, *Surf. Sci.* **189/190**, 724 (1987) .
- [131] J. J. de Miguel, A. Cebollada, J. M. Gallego, S. Ferrer, R. Miranda, C. M. Schneider, P. Bressler, J. Garbe, K. Bethke, and J. Kirschner, *Surf. Sci.* **211/212**, 732 (1989).
- [132] D. Kerkmann, *Appl. Phys.* **A49**, 523 (1989).
- [133] S. Ferrer and J.J. de Miguel, *Vacuum* **41**, 464 (1990).
- [134] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. de Miguel, R. Miranda, and S. Ferrer, *Vacuum* **41**, 503 (1990).
- [135] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. de Miguel, and R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1059 (1990).
- [136] H. Li and B. P. Tonner, *Surf. Sci.* **237**, 141 (1990).
- [137] C. M. Schneider, Dissertation FU Berlin (1990).
- [138] M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, *J. Appl. Phys.* **69**, 5000 (1991).
- [139] G. J. Mankey, M. T. Kief, and R. F. Willis, *J. Vac. Sci. Technol.* **A9**, 1595 (1991).
- [140] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. Arrott, and K. Myrtle, *Phys. Rev.* **B44**, 9348 (1991).

- [141] A. K. Schmidt, Dissertation FU Berlin (1992).
- [142] A. K. Schmidt and J. Kirschner, *Ultramicroscopy* **42-44**, 483 (1992).
- [143] T. Beier, H. Jahrreis, D. Pescia, Th. Woike, and W. Gudat, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1875 (1988).
- [144] H. P. Oepen, M. Benning, H. Ibach, C. M. Schneider, and J. Kirschner, *J. Magn. Magn. Mater.* **86**, 839 (1990).
- [145] H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mat* **93**, 116 (1991).
- [146] D. Kerkmann, D. Pescia, and R. Allenspach, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 686 (1992).
- [147] Q. Chen, M. Onellion, A. Wall, and P. A. Dowben, *J. Phys.: Condens. Matter* **4**, 7985 (1992).
- [148] A. Berger and H. P. Oepen, *Phys. Rev.* **B45**, 12596 (1992).
- [149] O. Heckmann, H. Magnan, P. le Fevre, and D. Chandesris, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 245 (1993).
- [150] O. Heckmann, H. Magnan, P. le Fevre, D. Chandesris, and J. J. Rehr, *Surf. Sci.* **312**, 62 (1994).
- [151] F. O. Schumann, M. E. Buckley, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **76**, 6093 (1994).
- [152] H. P. Oepen, S. Knappmann, and W. Wulfhekel, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 90 (1995).
- [153] J. Fassbender, U. May, B. Schirmer, R. M. Jungblut, B. Hillebrands, and G. Güntherodt, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4476 (1995).
- [154] U. Ramsberger, A. Vaterlaus, P. Pfäffli, U. Meier, and D. Pescia, *Phys. Rev* **B53**, 8001 (1996).
- [155] W. Weber, C. H. Back, A. Bischof, Ch. Würsch, and R. Allenspach, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1940 (1996).
- [156] L. Z. Mezey and J. Giber, *Jap. J. Appl. Phys.* **21**, 1569 (1982).
- [157] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **89**, 107 (1990).
- [158] S. D. Bader, *J. Magn. Magn. Mater.* **100**, 440 (1991).
- [159] R. Allenspach, A. Bischof, M. Stampanoni, D. Kerkmann, and D. Pescia, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1908 (1992).
- [160] D. S. Chuang, C. A. Ballentine, and R. C. O'Handley, *Phys. Rev.* **B49**, 15084 (1994).
- [161] J. A. C. Bland, G. A. Gehring, B. Kaplan, and C. Daboo, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 173 (1992).
- [162] P. Grünberg, *Light Scattering in Solids V*, eds. M. Cardona, G. Güntherodt, (Springer, Berlin, 1989).
- [163] eigene Untersuchungen, unveröffentlicht.
- [164] J. Goddard and J. G. Wright, *Brit. J. Appl. Phys.* **16**, 1251 (1965).

- [165] S. T. Chui and V. N. Ryzhov, *J. Magn. Magn. Mater.* **182** 25 (1998).
- [166] N. S. Akulov, *Z. Phys.* **52**, 389 (1928).
- [167] R. Becker, *Z. Phys.* **62**, 253 (1930).
- [168] A. Arrott, *J. Appl. Phys.* **69**, 5212(1991).
- [169] A. Arrott and B. Heinrich, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 571 (1991).
- [170] R. Frömter, MPI für Mikrostrukturphysik, private Mitteilung.
- [171] R. F. Soohoo, *Magnetic Thin Films*, (Harper & Row, New York, 1965).
- [172] R. Skomski, J. Giergiel, and J. Kirschner, *IEEE Trans. Magn.* **32**, 4576 (1996).
- [173] S. T. Chui, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 3641 (1996).
- [174] G. Bertotti, *Hysteresis in Magnetism*, (Academic Press, San Diego, 1998).
- [175] R. D. Gomez, M. C. Shih, R. M. H. New, R. F. W. Pease, and R. L. White, *J. Appl. Phys.* **80**, 342 (1996).
- [176] C. Daboo, R. J. Hicken, D. E. P. Eley, M. Gester, S. J. Gray, A. J. R. Ives, and J. A. C. Bland, *J. Appl. Phys.* **75**, 5586 (1994).
- [177] R. P. Cowburn, S. J. Gray, J. Ferré, J. A. C. Bland, and J. Miltat, *J. Appl. Phys.* **78**, 7210 (1995).
- [178] R. P. Cowburn, S. J. Gray, and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4018 (1997).
- [179] A. Moschel, R. A. Hyman, A. Zangwill, and M. D. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3653 (1996).
- [180] eigene Untersuchungen, unveröffentlicht.
- [181] J.-G. Zhu, Y. Zheng, and T. Fang, EMRS Symposium on Magnetic Ultrathin Films and Ultrathin Film Nanostructures, Vancouver, Canada (1998).
- [182] T. Schrefl, J. Fidler, K. J. Kirk, and J. N. Chapman, *J. Magn. Magn. Mater.* **175**, 175 (1997).
- [183] J. N. Chapman, *J. Phys. D.* **17**, 623 (1984).
- [184] C. Liu, E. R. Moog, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2422 (1988).
- [185] H. J. G. Draaisma, J. M. DeJonge, and F. J. A. den Broeder, *J. Magn. Mat. Mater.* **66**, 351 (1987).
- [186] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J. P. Renard, and J. Seiden, *J. Appl. Phys.* **68**, 5759 (1990).
- [187] W. Weber, A. Bischoff, R. Allenspach, C. H. Back, J. Fassbender, U. May, B. Schirmer, R. M. Jungblut, G. Güntherodt, and B. Hillebrands, *Phys. Rev.* **54**, 4075 (1996).
- [188] T. Wu, *J. Appl. Phys.* **81**, 5321 (1997).
- [189] T. Wu and M. Mansuripur, *J. Magn. Soc. Jpn.* **19** S1, 209 (1993).
- [190] G. Steierl, MPI für Mikrostrukturphysik, private Mitteilung.

Lebenslauf

Wim Eric Lutzke

- 23.08.1967 geboren in Bremervörde als Sohn
von Armin Lutzke und Renate Kleen
- 08/1973 - 06/1977 Grundschule Klenkendorfer Mühle, Brillit
08/1977 - 06/1986 Tetjus-Tügel-Gymnasium Bremervörde
08/06/1986 **Abitur**
- 7/1986 - 06/1988 **Wehrdienst**, Pionierbataillon 3 in Stade
Ausbildung zum Reserveoffizier
- 10/1988 - 12/1994 **Studium der Physik**, TU Braunschweig
19/10/1990 Vordiplom
10/12/1994 Abschluß als Diplom-Physiker
- Thema der Diplomarbeit**
Dotierung von Silizium mittels Rekristallisation
- 03/1995 - 10/1998 **Doktorand**, Max-Planck-Institut für Mikrostrukturphysik
in Halle/Saale
- Thema der Dissertation**
Untersuchung mikromagnetischer Strukturen in dünnen Schichten

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Dissertation

Untersuchung mikromagnetischer Strukturen in dünnen Schichten

selbständig verfaßt und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe. Die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen sind als solche kenntlich gemacht.

Halle, den 12. November 1998

– Wim Lutzke –

Danksagung

Mein Dank gilt an erster Stelle Herrn Prof. Dr. J. Kirschner, durch dessen Anregung diese Dissertation erst möglich wurde. Sein Interesse am Fortgang der Arbeit und die gewährte Unterstützung waren zudem eine sehr große Hilfe.

Herrn Dr. H. P. Oepen danke ich für die praktische Einführung in die Technik des Rasterelektronenmikroskops mit Spinpolarisationsanalyse der Sekundärelektronen und seine Hilfsbereitschaft in allen experimentellen Fragen. Durch seine Unterstützung und die ständige Diskussionsbereitschaft hat er großen Anteil am Gelingen der Arbeit.

Den Herrn H. Engelhard und G. Kroder danke ich für den Einfallsreichtum bei der Beseitigung von technischen Problemen aller Art.

Den Mitgliedern der Werkstätten danke ich für die zügige Bearbeitung anfallender Aufträge und die mir bei zahlreichen kurzfristigen Anfragen entgegengebrachte Flexibilität.

Frau A. Kroder danke ich für die aufgebrachte Geduld bei allen drucktechnischen Fragen, ohne die manches Poster weniger gut gelungen wäre.

Frau S. Pütter, sowie den Herrn Dr. Y. Millev, Dr. G. Steierl und R. Pflanz danke ich für die äußerst kritische Durchsicht des Manuskripts.

Den weiteren Mitarbeitern der Arbeitsgruppe und der Abteilung danke ich für das gute Arbeitsklima und die Einblicke in andere Bereiche der Oberflächen- und Dünnschichtphysik, die sie mir im Laufe der Zeit gewährt haben.

Abschließend danke ich meinen Eltern für das Verständnis, daß sie mir vor allem in den letzten vier Jahren entgegengebracht haben. Ohne ihre Unterstützung wäre in meinem bisherigen Leben vieles nicht möglich gewesen!