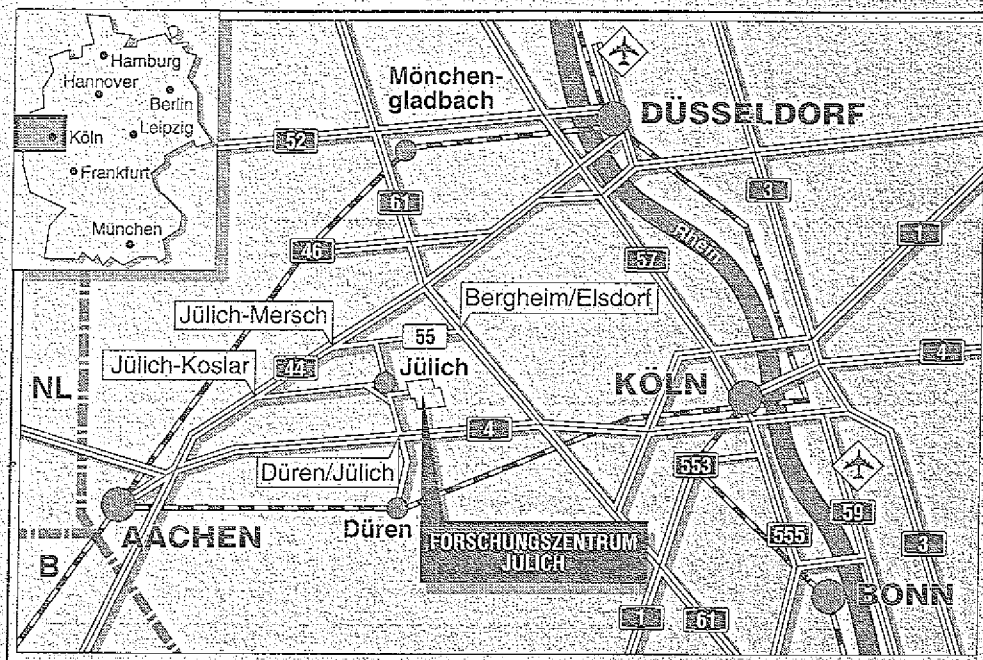


*Institut für Grenzflächenforschung
und Vakuumphysik*

**Mikromagnetische Strukturen
in ultradünnen Kobaltschichten**

Andreas Berger



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2853

ISSN 0944-2952

Institut für Grenzflächenforschung und Vakuumphysik Jül-2853

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch : Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon : 02461/61-6102 · Telefax : 02461/61-6103 · Telex : 833556-70 kfa d

1. The first part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1862. It is a very important document, as it contains the President's message to the Congress, and is a very important document, as it contains the President's message to the Congress.

2. The second part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1862. It is a very important document, as it contains the President's message to the Congress, and is a very important document, as it contains the President's message to the Congress.

3. The third part of the document is a letter from the President of the United States to the Congress, dated January 3, 1862. It is a very important document, as it contains the President's message to the Congress, and is a very important document, as it contains the President's message to the Congress.

Mikromagnetische Strukturen in ultradünnen Kobaltschichten

Andreas Berger

1. The first part of the document is a list of the names of the members of the committee who have been appointed to the various sub-committees.

Abstract

The micromagnetic structure of ultrathin cobalt films was studied under UHV conditions by means of a Scanning Electron Microscope with Polarization Analysis (SEMPA). The microscopic domain and domain wall structure was determined for Co/Cu(100)- and Co/Cu(1113)-films in the thickness range of 3 - 15 monolayers. In addition, the existence of domains and the structure of domain walls in ultrathin films has been investigated theoretically.

After deposition, Co/Cu(100)- as well as Co/Cu(1113)-films exhibit a single domain state with edge domains only at the sample boundaries. This behavior can be well explained by taking into consideration that the magnetization for all those films is within the surface plane. Thus, a homogeneous magnetization state does not create any magnetic field, except at the boundaries, and therefore represents the lowest energy state. This simple picture remains valid for films with in-plane magnetization, even if the effect of film roughness during growth is taken into account. In contrast, the single domain state for films with out-of-plane magnetization is destabilized by an inhomogeneous, rough film structure during growth.

Ultrathin Co/Cu(100)- as well as Co/Cu(1113)-films can be demagnetized by a magnetic AC-field of decreasing strength. In this demagnetized state, all ultrathin films investigated are characterized by a multidomain structure with domain sizes between several 10 and 100 μm and very irregular boundaries. The domain walls are not straight and have no preferential orientation with regard to the magnetization direction, in contrast to bulk or thick film samples. Thus, the magnetostatic energy is of minor importance for domain walls in ultrathin films because this energy term is generally the origin of a preferential domain wall orientation. Due to the uniaxial magnetocrystalline anisotropy in the film plane, only 180° -domain walls are present in Co/Cu(1113)-films. The micromagnetic structure of Co/Cu(100)-films which have a fourfold in-plane magnetocrystalline anisotropy is dominated by 90° -walls, although 180° -walls are also present.

The experimental investigations for Co/Cu(100)-films show that within the domain wall the magnetization rotates in the film plane, i.e. the domain wall exhibits a Néel type structure. Domain wall structures and energies for Néel type walls in ultrathin films were calculated, using a 1-dimensional model. In 180° -domain walls, for uniaxial as well as fourfold magnetocrystalline anisotropy, the magnetostatic energy contribution is significantly higher than in comparable 90° -walls. Therefore, 90° -walls are energetically more favorable than 180° -walls in materials with fourfold magnetocrystalline anisotropy. This is confirmed by the experimentally observed dominance of 90° -walls in demagnetized Co/Cu(100)-films.

The magnetostatic energy contribution increases with the film thickness for all Néel wall types and alters the wall structure significantly. It sharpens the wall in its center region and also creates long tails in the outer segments. Long domain wall tails into the adjacent domains were found for 180° -walls in Co/Cu(100)-films. This type of wall also exhibits a 2-dimensional magnetization structure depending on the surrounding domain configuration.

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Mikromagnetismus	3
II.1.	Einführung	3
II.2.	Grundlagen des Mikromagnetismus	5
II.3.	Mikromagnetismus ultradünner Schichten	9
II.4.	Domänenwände in ultradünnen Schichten	15
II.4.1.	Berechnungsverfahren für Domänenwände	16
II.4.2.	Selbsttests für Näherungsverfahren	20
II.4.3.	Test des Iterationsverfahrens	22
II.4.4.	180°-Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie	24
II.4.5.	90°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie	31
II.4.6.	180°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie	34
III.	Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA)	42
III.1.	Funktionsweise	42
III.2.	Experimenteller Aufbau des REMPA	44
III.3.	Der Kontrastmechanismus	46
III.4.	Durchführung der REMPA-Messungen	48

IV. Präparation und Eigenschaften ultradünner Kobaltschichten	51
IV.1. Präparation ultradünner Metallschichten	51
IV.2. Experimenteller Aufbau der Präparationskammer	52
IV.3. Durchführung der Kobaltschichtpräparation	53
IV.4. Eigenschaften ultradünner Co/Cu(100)-Schichten	55
IV.5. Eigenschaften ultradünner Co/Cu(1113)-Schichten	57
V. Domänenstrukturen in ultradünnen Kobaltschichten	59
V.1. Domänenstruktur nach dem Wachstum	59
V.2. Remanenter Zustand	63
V.3. Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren	65
VI. Domänenwandstrukturen in ultradünnen Kobaltschichten	74
VI.1. Experimentelle Ergebnisse	74
VI.2. Diskussion der Ergebnisse	82
VII. Zusammenfassung	87
Anhänge 1 - 5	90
Literaturverzeichnis	102
Danksagung	

I. Einleitung

In den letzten Jahren ist das Gebiet ultradünner ferromagnetischer Schichten von wachsendem Interesse gekennzeichnet. Dies ist vor allem auf zwei wesentliche Entwicklungen zurückzuführen. Zum einen ist man heutzutage in der Lage, ultradünne Schichten ferromagnetischer Materialien im Schichtdickenbereich bis hinunter zu einer Monolage definiert und reproduzierbar zu präparieren [1-3]. Zum anderen sind in den vorangegangenen Jahren neue Meßtechniken entwickelt, bzw. bekannte Meßtechniken hinsichtlich ihrer Empfindlichkeit verbessert worden, so daß eine Charakterisierung der ferromagnetischen Eigenschaften von ultradünnen Schichten und damit sehr kleiner Probenmengen möglich geworden ist [4-11].

In ultradünnen Schichten sind vor allem die gegenüber dem Volumenmaterial geänderten magnetischen Eigenschaften von großem Interesse. Dabei bewirkt alleine schon die Reduktion der Schichtdicke ein geändertes ferromagnetisches Verhalten [12,13]. Darüber hinaus lassen sich die strukturellen Eigenschaften ultradünner Schichten durch die Wahl verschiedener Substrate verändern und dementsprechend auch die ferromagnetischen Eigenschaften gezielt modifizieren [1-3]. Beispielsweise ist es möglich, Eisen- und Kobaltschichten herzustellen, die im Schichtdickenbereich einiger Monolagen derart große Anisotropiekonstanten aufweisen, daß sie senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind, obwohl dies hinsichtlich der magnetischen Feldenergie sehr ungünstig ist [14,15]. Solche Schichten sind ebenfalls von großem technologischen Interesse, da eine senkrecht zur Oberfläche stehende Magnetisierung ein großes magnetisches Feld erzeugt, sowie eine große Polarisationsdrehung bei der Reflexion von Licht (polarer Kerr-Effekt) zur Folge hat. Diese Eigenschaften machen derartige Filme als Speicher-materialien für magnetische und magnetooptische Anwendungen interessant [16].

Es ist ebenfalls möglich, ultradünne Schichten nicht ferromagnetischer Materialien auf ferromagnetischen Substraten zu präparieren. Neuere Untersuchungen zeigen, daß dabei sogar eine magnetische Ordnung in derartigen Schichten durch die Ankopplung an das ferromagnetische Substrat induziert werden kann. Demnach können auf diese Weise ebenfalls ultradünne Schichten mit modifizierten magnetischen Eigenschaften hergestellt werden [17,18].

Trotz der Vielzahl von Untersuchungen über die ferromagnetischen Eigenschaften ultradünner Schichten ist über deren mikromagnetische Struktur noch recht wenig bekannt. Dabei ist die mikromagnetische Struktur für das Gesamtverständnis des ferromagnetischen Verhaltens von entscheidender Bedeutung, da sie beispielsweise das Ummagnetisierungsverhalten und damit makroskopisch beobachtbare Größen wie die remanente Magnetisierung oder die Koerzitivfeldstärke determiniert [19].

Erst in den letzten Jahren sind mikroskopische Techniken entwickelt worden, mit denen man in der Lage ist, die Domänenstruktur ultradünner Schichten abzubilden [20-23]. In dieser Arbeit ist ein Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) benutzt worden, um die mikromagnetischen Strukturen in ultradünnen Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten zu untersuchen.

Kapitel II behandelt, neben einer allgemeinen Einführung in die Grundlagen des Mikromagnetismus, die Fragestellung nach der Existenz von Domänen, sowie die Struktur und die Eigenschaften von Domänenwänden in ultradünnen Schichten. Kapitel III beschreibt das Mikroskop und Kapitel IV die Präparation der ultradünnen Kobaltschichten. In Kapitel V und VI werden dann die experimentell beobachteten Domänenstrukturen bzw. Domänenwandstrukturen dargestellt und hinsichtlich der in Kapitel II gemachten theoretischen Überlegungen analysiert. Abschließend sind in Kapitel VII die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt.

II. Mikromagnetismus

II. 1. Einführung

Grundlage des ferromagnetischen Verhaltens von Festkörpern ist die quantenmechanische Austauschwechselwirkung. Diese bewirkt im ferromagnetischen Fall, daß sich die Elektronenspins und damit die magnetischen Momente der Elektronen parallel zueinander ausrichten und dementsprechend eine makroskopische Magnetisierung beobachtbar wird [24,25].

Zusätzlich zur Austauschwechselwirkung beeinflussen sich die magnetischen Momente aber noch durch das von ihnen selbst hervorgerufene magnetostatische Dipolfeld. Diese magnetostatische Wechselwirkung ist zwar weit schwächer als die Austauschwechselwirkung benachbarter Spins, doch ist das magnetostatische Dipolfeld weitreichend und kann daher die langreichweitige Ordnung eines Festkörpers beeinflussen [26].

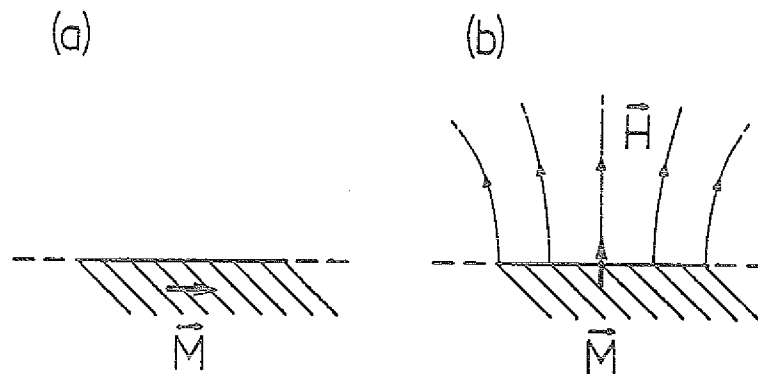


Abbildung II1: Darstellung der Oberfläche eines ferromagnetischen Körpers;
(a) Magnetisierung parallel zur Oberfläche, (b) Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche mit dem daraus resultierenden magnetischen Feld

Unter Berücksichtigung dieser magnetostatischen Wechselwirkung läßt sich zeigen [27], daß sich die Magnetisierung an einer Begrenzungsfläche vorzugsweise parallel zu dieser ausrichtet. Wie in Abbildung (II1a) zu sehen ist, bleibt der äußere Raum in diesem Fall feldfrei, wohingegen die Magnetisierung im Fall der Abbildung (II1b) einen Pol bildet, der ein Feld $\vec{H}$ im Außenraum hervorruft. Mit diesem Feld $\vec{H}$ ist nun auch eine positive magnetostatische Feldenergie verbunden, was dazu führt, daß der Fall entsprechend Abbildung (II1a) energetisch bevorzugt ist. Betrachtet man nun den in Abbildung (II2) dargestellten, endlichen ferromagnetischen Körper, so stellt man fest, daß die durch die Berandung bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung an verschiedenen Rändern voneinander abweicht. Hieran erkennt man, daß der

homogene Magnetisierungszustand, der durch die Austauschwechselwirkung energetisch bevorzugt würde, keineswegs der tatsächlich energetisch günstigste sein muß. Im allgemeinen Fall eines beliebig geformten, ferromagnetischen Körpers muß man also davon ausgehen, daß das Minimum der Gesamtenergie nicht notwendigerweise der Zustand homogener Magnetisierung ($\vec{M}(\vec{r}) = \text{konst.}$) ist.

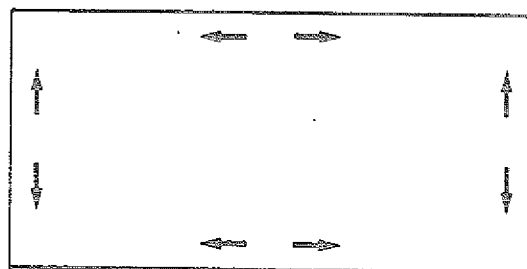


Abbildung II2: schematische Darstellung eines endlichen Festkörpers mit den am Rand vorgegebenen Magnetisierungsrichtungen, die von der magnetostatischen Energie bevorzugt werden

Das Auffinden von Lösungen für die Magnetisierungsverteilung $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r})$, auch unter Berücksichtigung eines äußeren magnetischen Feldes, ist die Aufgabenstellung des sogenannten Mikromagnetismus [26]. Im allgemeinen wird dabei die Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ als klassischer Vektor betrachtet, dessen Betrag M durch das von der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung hervorgerufene mittlere magnetische Moment pro Atom bestimmt ist [26,28]. Auch wird $\vec{M}(\vec{r})$ in der Regel innerhalb ferromagnetischer Körper als kontinuierliche Variable des Ortes betrachtet, d.h. die magnetisches Moment tragenden Elektronen als nahezu homogen verteilt angenommen [26].

Weiterhin führt die Anisotropie in kristallinen Materialien dazu, daß es von der äußeren Form unabhängige, kristallographische Vorzugsrichtungen der Magnetisierung gibt [29]. Diese sogenannte magnetokristalline Anisotropie und der entsprechende Energiebeitrag müssen natürlich bei der Lösung des mikromagnetischen Problems $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r})$ berücksichtigt werden. Da dieser magnetokristalline Energiebeitrag ebenfalls die homogene Magnetisierung, allerdings in speziellen kristallographischen Richtungen bevorzugt, ergeben sich in der Regel große homogen magnetisierte Bereiche, die Domänen genannt werden. Zwischen den einzelnen Domänen, deren Auftreten und Form im wesentlichen durch die äußere Berandung des Ferromagnetikums bestimmt wird (siehe Abbildung (II3)), gibt es eng lokalisierte Bereiche, in denen die Ausrichtung der Magnetisierung stark variiert und von der einen magnetokristallinen Vorzugsrichtung in die andere wechselt. Diese Zwischenbereiche werden Domänenwände genannt. Die Domä-

nenwände werden hinsichtlich des Winkels klassifiziert, um den sich die Magnetisierungen in den angrenzenden Domänen unterscheiden. Eine antiparallele Magnetisierung in den angrenzenden Domänen entspricht also gerade einer 180° -Wand (siehe Abbildung (II3)).

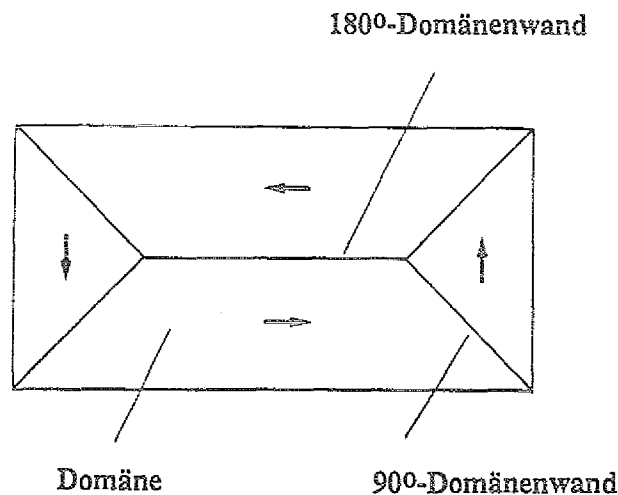


Abbildung II3: schematische Darstellung eines endlichen Festkörpers mit der durch die magnetokristalline Anisotropie hervorgerufenen Domänen- und Domänenwandstruktur. Die Vorzugsachsen der Magnetisierung liegen dabei parallel zu den Rändern.

Diese Unterteilung in Domänen und Domänenwände führt zu einer Vereinfachung der mikromagnetischen Aufgabenstellung, der sogenannten Domänentheorie [26]. Hierbei berechnet man zunächst den Energieinhalt der möglichen Domänenwände und sucht anschließend die Domänenkonfiguration mit minimaler Gesamtenergie. Mit dieser Vereinfachung lassen sich nun auch Fragestellungen angehen, für die der allgemeine mikromagnetische Ansatz viel zu aufwendig wäre [30]. Allerdings läßt diese Methode nur noch einen eingeschränkten Lösungsbereich der Problemstellung zu, da zum Beispiel die gegenseitige Beeinflussung der Wände in der Nähe von Kreuzungspunkten nicht berücksichtigt wird. Eine detaillierte Betrachtung der Domänentheorie, vor allem auch hinsichtlich ihrer eingeschränkten Gültigkeit, ist in dem Buch von Brown [26] zu finden. Alle im folgenden dargestellten Gleichungen und Einheiten sind im Gaußschen Einheitensystem angegeben.

II. 2. Grundlagen des Mikromagnetismus

Allgemeiner Ausgangspunkt für die theoretische Beschreibung des mikromagnetischen Problems ist die freie Energie E eines ferromagnetischen Körpers in einem Magnetfeld $\vec{H}_0$ für die Temperatur $T = 0$ K. Unter Berücksichtigung der Austauschwechselwirkung, der Kristallanisotropie und des magnetostatischen Energieanteils ergibt sich diese Energie zu [26]:

$$E = \int_V W_A dV + \int_V W_K dV - \frac{1}{2} \int_V \vec{M} \vec{H}' dV - \int_V \vec{M} \vec{H}_0 dV \quad (\text{II1})$$

W_A und W_K sind dabei die Austauschenergiedichte bzw. Anisotropieenergiedichte. Der Term $-\vec{M}\vec{H}_0$ beschreibt die magnetostatische Energiedichte der Magnetisierung $\vec{M}$ im äußeren Feld $\vec{H}_0$ und wird gelegentlich auch als Zeeman-Energieterm bezeichnet. $\vec{H}'$ ist das durch den ferromagnetischen Körper selbst hervorgerufene Magnetfeld und der dritte Term aus Gleichung (II1) entsprechend die magnetostatische Selbstenergie des Körpers. Alle Integrationen sind über das gesamte Volumen V des ferromagnetischen Körpers auszuführen. Weiterhin kann man die Austauschenergie allgemein darstellen als [30]:

$$\int_V W_A dV = A \int_V [(\nabla \alpha_1)^2 + (\nabla \alpha_2)^2 + (\nabla \alpha_3)^2] dV \quad (\text{II2})$$

sofern die typische Länge, auf der Magnetisierungsänderungen auftreten, weit größer ist als die Atomabstände, d.h. ein Kontinuumsmodell überhaupt anwendbar ist. A ist die sogenannte Austauschkonstante und α_i der Richtungskosinus der Magnetisierung $\vec{M}$ bezüglich des jeweiligen Einheitsvektors im kartesischen Koordinatensystem.

Die mikromagnetische Aufgabenstellung besteht nun darin, eine Magnetisierungsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$ zu finden, die ein Minimum der Energie E liefert. Notwendige Voraussetzung hierfür ist, daß die erste Variation δE für beliebige Variationen $\delta \vec{M}(\vec{r})$ verschwindet. Wenn man nun zusätzlich annimmt, daß der Betrag der Magnetisierung M_s im gesamten Volumen des ferromagnetischen Körpers konstant ist, so kann man aus der Bedingung für das Auftreten eines Energieminimums

$$\delta E = 0 \quad (\text{II3})$$

folgende Gleichungen ableiten [26]:

$$\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} = 0 \quad (\text{II4})$$

mit

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \vec{H}_0 + \vec{H}' - \frac{1}{M_s} \frac{\partial}{\partial \vec{\alpha}} W_K + \frac{2A}{M_s} \nabla^2 \vec{\alpha} \quad (\text{II5})$$

wobei $\vec{\alpha} = \alpha_1 \vec{i} + \alpha_2 \vec{j} + \alpha_3 \vec{k}$ und $\frac{\partial}{\partial \vec{\alpha}} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial \alpha_1} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial \alpha_2} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial \alpha_3}$ (II6)

gegeben sind. Gleichung (II4) ist nun die Bestimmungsgleichung für die gesuchte Magnetisierungsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$. Die Größe $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$ wird dabei als effektives Feld bezeichnet, da sich für eine stationäre Lösung des mikromagnetischen Problems die Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ nach Gleichung (II4) parallel zu dem jeweiligen Feld $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$ ausrichten muß, analog einem Dipol im äußeren Feld. Die Schwierigkeit, die bei einer Lösung der Gleichung (II4) im allgemeinen auftritt, liegt darin, daß $\vec{H}_{eff}(\vec{r})$ selbst von $\vec{M}(\vec{r})$ abhängt. Aus der Maxwell'schen Gleichung

$$\text{div}(\vec{B}') = \text{div}(\vec{H}' + 4\pi\vec{M}) = 0 \quad (\text{II7})$$

folgt
$$\text{div}(\vec{H}') = -4\pi\text{div}(\vec{M}) \quad (\text{II8})$$

was zeigt, daß die Volumen- und Oberflächenpole von $\vec{M}$ ein Magnetfeld $\vec{H}'$ erzeugen, welches nun wiederum für die Bestimmung von $\vec{H}_{eff}$ nach Gleichung (II5) berücksichtigt werden muß. Im allgemeinen ist man daher nicht in der Lage, das System der Gleichungen (II4) und (II5) analytisch zu lösen. Das Gleichungssystem ist aber dennoch von großem Nutzen, da es als Grundlage für die numerische Berechnung des mikromagnetischen Problems genutzt werden kann [31].

Weiterhin muß beachtet werden, daß durch die Gleichung (II4) nur ein stationärer Zustand ermittelt wird, damit aber noch nicht sichergestellt ist, ob diese Magnetisierungsverteilung $\vec{M}(\vec{r})$ stabil ist. Dies ist nur dann gewährleistet, wenn die zweite Variation von E für dieses spezielle $\vec{M}(\vec{r})$ positiv ist, was sich aber rechnerisch als noch weit schwieriger erweist als die Lösung der Bestimmungsgleichung (II4) [26]. Auch können abhängig von der Problemstellung mehrere Lösungen für $\vec{M}(\vec{r})$ existieren, die sich zwar hinsichtlich der Gesamtenergie E unterscheiden, aber dennoch sämtlich lokale Energieminima darstellen [29]. Die Existenz von mehreren stabilen bzw. metastabilen Lösungen für $\vec{M}(\vec{r})$ ist ebenfalls die Ursache für den ferromagnetischen Hysterese-Effekt. Die dabei makroskopisch beobachtbare Aufspaltung der Magnetisierungskurve $\vec{M}(\vec{H})$ stellt nämlich gerade die Existenz mehrerer stabiler Magnetisierungszustände dar [25,32]. Dies ist sehr bedeutsam, da die gesamte Magnetspeichertechnik auf eben diesem Hysterese-Effekt beruht [32].

Für die magnetostatische Selbstenergie läßt sich folgende, allgemeingültige Identität ableiten [26]:

$$E_M = -\frac{1}{2} \int_V \vec{M} \vec{H}' dV = \frac{1}{8\pi} \int_{V_{ges}} \vec{H}'^2 dV \quad (\text{II9})$$

wobei sich das zweite Integral auf den gesamten Raum V_{ges} erstreckt. Da nun $\vec{H}'^2 \geq 0$ gilt, ist die magnetostatische Selbstenergie E_M immer größer oder gleich null. Dementsprechend sind unter Berücksichtigung der magnetostatischen Selbstenergie die Magnetstrukturen $\vec{M}(\vec{r})$ zu

bevorzugen, die möglichst keine Quellen der magnetischen Feldstärke $\vec{H}'$, oder entsprechend Gleichung (II8) keine Pole der Magnetisierung enthalten. Dies ist die Kernaussage des sogenannten Polverhütungsprinzips. Dieses Prinzip ist sehr hilfreich, da es die Menge möglicher Magnetstrukturen $\vec{M}(\vec{r})$ auf eben die polfreien einschränkt und dementsprechend die mikromagnetische Problemstellung wesentlich vereinfachen kann [28,33]. Beispielsweise läßt sich hieraus ableiten, daß die Domänenwände in aller Regel eine bevorzugte Ausrichtung haben [28]. Domänenwände richten sich nach dem Polverhütungsprinzip so aus, daß die zur Wand senkrecht liegende Magnetisierungskomponente in den Domänen auf beiden Seiten der Wand gleich ist. Für eine 180°-Wand bedeutet dies, daß sie parallel zur Domänenmagnetisierung orientiert ist (siehe Abbildung (II4a)). Das Polverhütungsprinzip erklärt ebenfalls, warum im Innern eines Ferromagnetikums die divergenzfreie Drehung der Magnetisierung innerhalb einer 180°-Wand, die sogenannte Blochwandstruktur, energetisch bevorzugt ist [28].

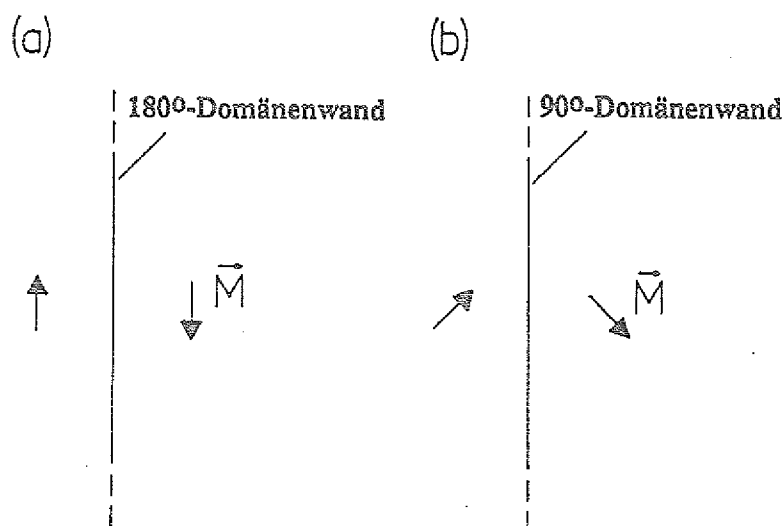


Abbildung II4: Darstellung der Domänenwandorientierung bezüglich der Domänenmagnetisierung nach dem Polverhütungsprinzip, (a) 180°-Wand, (b) 90°-Wand

Trotz der Nützlichkeit des Prinzips darf nicht verkannt werden, daß es sich hierbei nicht um eine Gesetzmäßigkeit handelt, da das Prinzip nur aus der Minimierung der magnetostatischen Selbstenergie abgeleitet ist. Dies ist im allgemeinen Fall aber nicht zulässig, da es der Minimierung der Gesamtenergie nach Gleichung (II1) widersprechen kann. Zum Beispiel zeigen Rechnungen für 90°-Domänenwände [34] und 71°- bzw. 109°- Domänenwände [35] im Innern eines ferromagnetischen Körpers, daß die divergenzfreie Drehung eben nicht das Minimum der Gesamtenergie darstellt. Dementsprechend stellt das Polverhütungsprinzip mehr eine Entwurfsregel im Rahmen des domänentheoretischen Ansatzes dar, da hierdurch die Menge der möglichen Domänenkonfigurationen stark reduziert wird.

II. 3. Mikromagnetismus ultradünner Schichten

Grundsätzlich stellt sich bei der mikromagnetischen Betrachtung dünner und ultradünner Schichten zunächst die Frage, ob überhaupt Domänenstrukturen zu erwarten sind. Für sehr kleine Teilchen erweist sich nämlich der homogen magnetisierte Zustand gegenüber dem Multi-Domänenzustand als der energetisch günstigere [36]. Dies liegt darin begründet, daß die mit dem eindomänigen Zustand verbundene Feldenergie proportional zum Volumen und damit proportional zur dritten Potenz des Teilchendurchmessers ist, wohingegen die mit dem Multi-Domänenzustand assoziierte Domänenwandenergie proportional zum Quadrat des Durchmessers ist. Dementsprechend gibt es, abhängig von den Materialparametern, einen kritischen Durchmesser, unterhalb dessen der eindomänige Zustand der energetisch günstigste ist [36]. Es muß hierzu allerdings angemerkt werden, daß der eindomänige Zustand im allgemeinen Fall beliebiger äußerer Form des Teilchens nur näherungsweise homogen magnetisiert ist [37]. Nur für Teilchen in Form eines Ellipsoids liegt tatsächlich exakt eine homogene Magnetisierung vor [27]. Da nun ultradünne Schichten, zumindest in einer Dimension nur eine sehr geringe Ausdehnung haben, muß zunächst die Fragestellung nach der Existenz von Multidomänenzuständen betrachtet werden.

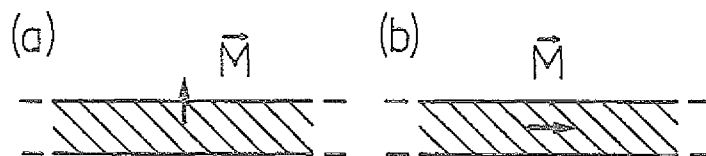


Abbildung II.5: Darstellung einer dünnen magnetischen Schicht mit der magnetischen Vorzugsrichtung (a) senkrecht zur Oberfläche, (b) parallel zur Oberfläche

Für ferromagnetische Schichten mit einer Vorzugsrichtung der Magnetisierung, die senkrecht zur Schichtebene steht (Abbildung (II.5a)), ist die Existenz von Domänen leicht verständlich und wird im folgenden näher betrachtet. In derartigen Schichten mit nur einer magnetokristallinen Vorzugsachse, sogenannten uniaxialen Materialien, läßt sich die magnetokristalline Energiedichte W_K hinsichtlich des Winkels Θ zwischen Magnetisierung $\vec{M}$ und der Vorzugsachse näherungsweise darstellen als [25]:

$$W_K = K_1 \sin^2(\Theta) + K_2 \sin^4(\Theta) \quad (\text{II.10})$$

wobei höhere Potenzen der Winkel vernachlässigt sind. Selbst der Term 4. Ordnung wird bei vielen Betrachtungen nicht berücksichtigt, was gerechtfertigt ist, so lange $K_2 \ll K_1$ ist. Aus-

schlaggebend für die Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche ist nun der Quotient f , mit

$$f = \frac{E_{//}}{E_{\perp}} = \frac{K_1 + K_2}{2\pi M_s^2} \quad (\text{III1})$$

der das Verhältnis der Energien einer homogen in der Schichtebene magnetisierten Schicht $E_{//}$ zu einer homogen senkrecht zur Schichtebene magnetisierten Schicht $E_{\perp}$ darstellt [38]. Demnach ist für $f > 1$ die Ausrichtung der Magnetisierung $\vec{M}$ senkrecht zur Oberfläche energetisch bevorzugt. Beispielsweise haben Fe/Cu(100)-Schichten [15,39] oder Co/Au(111)-Schichten [14,40] im Schichtdickenbereich einiger Monolagen tatsächlich eine derart große uniaxiale Anisotropiekonstante, daß sich die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene ausrichtet, obwohl das hinsichtlich der magnetostatischen Energie sehr ungünstig ist.

Diese hohe magnetostatische Selbstenergie wird nun durch die Ausbildung einer Domänenstruktur reduziert. Yaffet und Gyorgy [38] haben hierzu eine Gesamtenergiebetrachtung für eine Streifendomänenstruktur in einer solchen ferromagnetischen Schicht durchgeführt. Sie konnten zeigen, daß prinzipiell immer die Multi-Domänenstruktur die energetisch günstigere ist, sofern nur die magnetokristalline Anisotropie groß genug ist, um tatsächlich die Magnetisierungsausrichtung senkrecht zur Oberfläche zu bevorzugen. Dabei ist es nun keineswegs notwendig, daß $f > 1$ ist, da die Gesamtenergie der senkrecht magnetisierten Struktur durch die Einführung von Domänen unter den Wert von $E_{\perp}$ abgesenkt wird, was eine derartige Struktur schon für ein $f_{\min} < 1$ stabilisiert.

Allerdings wächst die Domänengröße mit der Anisotropiekonstanten derart schnell an, daß eine beobachtbare Domänenkonfiguration (typische Probengröße $\leq 1 \text{ cm}^2$) nur in einem sehr engen Wertebereich des Parameters f ($f_{\min} < f < 1,4$), bzw. der Materialparameter existieren sollte. Dies steht, zumindest prinzipiell, im Einklang mit den Experimenten an Fe/Cu(100)- und Fe/Ag(100)-Schichten [41-43]. Dort ist nur in einem Schichtdicken- bzw. Schichttemperaturbereich nahe des Umschlagpunktes der Magnetisierungsachse ($f \approx f_{\min}$) eine Reduktion der makroskopisch beobachtbaren Sekundärelektronenpolarisation bzw. der remanenten Magnetisierung gefunden worden, was auf die Existenz von Domänen hindeutet.

Allgemein ist also das Auftreten von Domänen in Schichten mit Magnetisierungsausrichtung senkrecht zur Oberfläche energetisch bevorzugt, da die Domänenkonfiguration die magnetostatische Selbstenergie reduziert. Die Existenz derartiger Domänen ist ebenfalls experimentell für Co/Au(111)-Schichten [44] und auch für Fe/Cu(100)-Schichten [45,46] nachgewiesen. Das hierbei an Co/Au(111)-Schichten beobachtete lineare Ansteigen der Domänengröße mit der Schichtdicke [44,47] steht allerdings im Widerspruch zur bestehenden Theorie, die ein Abnehmen der Domänengröße mit wachsender Schichtdicke vorhersagt [38]. Dabei haben Yaffet

und Gyorgy [38] allerdings die Schichtdickenabhängigkeit der Domänengröße nur für den Spezialfall gelöst, bei dem der Quotient aus Domänenbreite und Domänenwandbreite konstant ist. Dieser Fall liegt aber im allgemeinen nicht vor, da sich beispielsweise die Materialkonstanten und dementsprechend auch f für reale Schichten sehr stark mit der Schichtdicke ändern [41-47]. Im Unterschied zu der oben genannten Arbeit [38] wird hier die Fragestellung nach der Domänengröße als Funktion der Schichtdicke für den allgemeinen Fall der Senkrechtmagnetisierung ($f \geq f_{\min}$) gelöst, in dem die Gesamtenergie der Streifendomänenstruktur (Gleichungen (32) - (34) in [38]) bezüglich der Domänenbreite und Domänenwandbreite durch numerische Lösung minimiert wird.

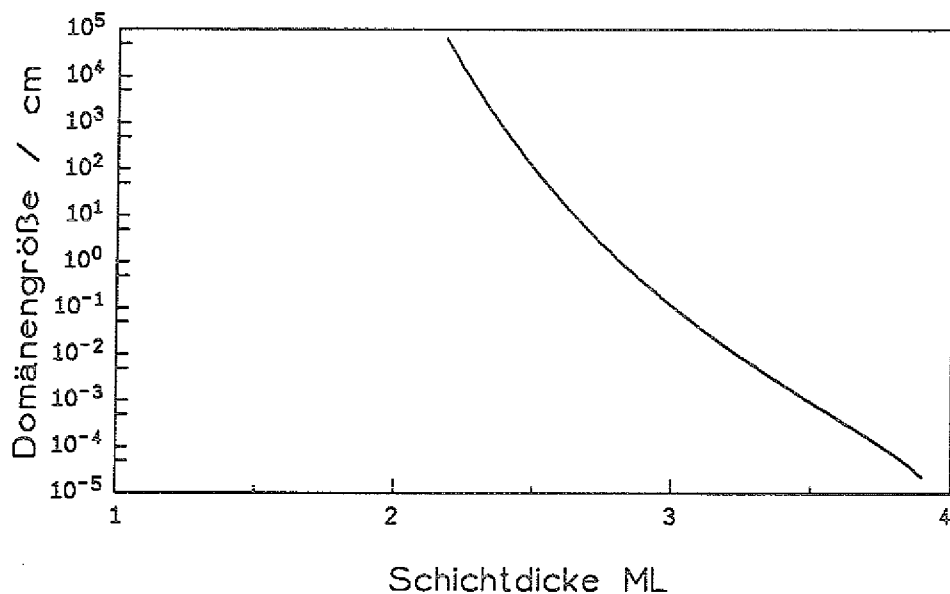


Abbildung II6: berechneter Verlauf der Domänengröße als Funktion der Schichtdicke nach dem Modell der Streifendomänenstruktur [38] mit den Materialparametern für Co/Au(111)-Schichten nach [47]

Abbildung (II6) zeigt beispielhaft eine derart durchgeführte Berechnung der Domänengröße als Funktion der Schichtdicke für die Materialparameter von Co/Au(111)-Schichten [47]. Man erkennt deutlich, daß die Domänengröße mit wachsender Schichtdicke sehr stark abnimmt und folglich nur in einem sehr kleinen Schichtdickenbereich Domänen in beobachtbarer Größe liefern sollte. Das bedeutet, daß die numerisch exakte Lösung des Streifendomänenmodells, wie auch die in [38] angegebene Lösung des Spezialfalls nicht mit dem experimentell beobachteten Ergebnis [44,47] übereinstimmen.

Shi [48] hat theoretisch ein lineares Ansteigen der Domänengröße mit der Schichtdicke für ultradünne Schichten abgeleitet, doch hierzu eine Domänenkonfiguration angenommen, deren Gesamtenergie um mehr als 6 Größenordnungen oberhalb der Streifendomänenstruktur nach

Yaffet und Gyorgy [38] liegt und damit unrealistisch ist. Zusätzlich muß noch gesagt werden, daß keine der bisher verfügbaren theoretischen Untersuchungen [36,38,48,49] der Domänenstruktur Imperfektionen der Schicht, wie beispielsweise Schichtdickenvariationen berücksichtigt. Die schränkt natürlich die Vergleichsmöglichkeiten mit experimentellen Daten bei Schichtdicken im Monolagenbereich stark ein. Die Auswirkungen von Schichtimperfektionen auf die Domänenstruktur werden im Kapitel V.1. näher untersucht, insbesondere hinsichtlich der beim Wachstum auftretenden Rauigkeit bzw. Inselstruktur.

Im Rahmen der mikromagnetischen Problemstellung ist der Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Magnetisierungskonfigurationen allerdings generell schwierig, da es eine Vielzahl metastabiler Zustände geben kann, deren detaillierte Mikrostruktur von Fall zu Fall stark variiert [50].

Wir betrachten nun den Fall, daß die Magnetisierung in der Schichtebene liegt, entsprechend Abbildung (II5b). Dieser Fall umfaßt nun nicht nur diejenigen Schichten, deren magnetokristalline Vorzugsachse bzw. -achsen tatsächlich in der Schichtebene liegen ($f < 0$), sondern auch die Schichten, die zwar eine senkrechte magnetokristalline Vorzugsachse haben, deren Anisotropiekonstante aber zu klein ist, um die Schicht tatsächlich senkrecht zur Oberfläche zu magnetisieren ($0 < f < f_{\min}$). Ist nun die Magnetisierung in einer solchen, als unendlich ausgedehnt angenommenen Schicht homogen, so sind weder Volumen-, noch Oberflächenpole der Magnetisierung vorhanden. Dementsprechend gibt es auch keine Quellen des Feldes $\vec{H}'$ und die magnetostatische Selbstenergie E_M ist gleich null. Laut Gleichung (II9) ist dies der minimal mögliche Wert für E_M . Gleichzeitig stellt die homogene Magnetisierung in Richtung einer der kristallographischen Vorzugsrichtungen innerhalb der Schichtebene das Minimum der Austauschenergie dar, so wie ebenfalls das Minimum bzw. im Fall $f > 0$ einen Sattelpunkt der Anisotropieenergie. Folglich repräsentiert der homogene Magnetisierungszustand das Gesamtenergieminimum für Schichten mit der Magnetisierung in der Schichtebene, d.h. der eindomänige Zustand ist energetisch bevorzugt.

Streng gültig ist die obige Energiebetrachtung allerdings nur für unendlich ausgedehnte Schichten. Zieht man die Ränder der Probe mit in Betracht, so ergeben sich dort im Fall eines eindomänigen Zustandes Pole der Magnetisierung und damit ein von null verschiedener Wert für die magnetostatische Selbstenergie, was nun wiederum energetisch eine Domänenstruktur begünstigen kann [19,51,52]. Derartige Strukturen lassen sich ebenfalls experimentell nachweisen [53-56].

Abschließend muß noch darauf hingewiesen werden, daß die hier dargestellten Energiebetrachtungen nur die magnetische Schicht isoliert behandelt haben. Dies ist für die hier explizit aufgeführten Energieanteile auch gerechtfertigt, solange das Substrat selbst nicht ferromagnetisch

ist und eine sehr kleine Suszeptibilität aufweist. Zwar kann das Substrat die magnetischen Eigenschaften der Schicht, wie Anisotropien [12,57,58] oder Magnetisierungen [58-62], stark beeinflussen, doch läßt sich dieser Einfluß durch veränderte Materialparameter A , K , M_s der Schicht selbst erfassen, was dann wiederum eine isolierte mikromagnetische Behandlung der Schicht rechtfertigt.

Diese prinzipielle Vereinfachung ist nun nicht mehr möglich, wenn man den magnetostriktiven Effekt und die damit verbundene Energie berücksichtigt. Dieser bisher nicht explizit betrachtete Energieterm ist ein Anteil der magnetokristallinen Energie, der darauf zurückzuführen ist, daß sich die Kristallenergie ändert, wenn das Kristallgitter bezüglich der Magnetisierungsrichtung deformiert wird [25]. Mit der Deformation des Kristallgitters ist aber nun eine Veränderung, in der Regel eine Erhöhung der elastischen Energie verbunden, die ebenfalls berücksichtigt werden muß. Dementsprechend müssen in eine Verallgemeinerung der mikromagnetischen Fragestellung, d.h. in Gleichung (II1) auch beide Energieterme eingehen. Dies führt nun aber zu einer wesentlich komplexeren Fragestellung, da die elastische Deformation der magnetischen Schicht sich natürlich auch auf das Substrat überträgt. Die dabei im Substrat induzierte elastische Verspannungsenergie, die von der Domänenstruktur abhängt, muß also auch in eine vollständige Gesamtenergiebetrachtung des mikromagnetischen Problems miteinbezogen werden. Eine isolierte mikromagnetische Behandlung der ferromagnetischen Schicht ist demnach im allgemeinen Fall nicht mehr ausreichend. Allerdings konnte zumindest für 90°-Wände gezeigt werden, daß sich in dünnen Schichten die theoretisch berechnete Domänenwandstruktur nicht wesentlich durch die Einbeziehung des magnetoelastischen Effekts verändert [63].

Eine mögliche Erklärung für einen verminderten Einfluß des magnetoelastischen Effekts im Bereich ultradünner ferromagnetischer Schichten wird im folgenden gegeben. Ausgangspunkt dieser Überlegung ist die Tatsache, daß das Substrat die atomaren Abstände in der dünnen Schicht bestimmt, was zumindest für ultradünne epitaktische Schichten von wenigen Monolagen Schichtdicke gut erfüllt ist [64]. Falls sich nun in einer solchen Schicht die atomare Struktur gegenüber dem Substrat magnetostriktiv ändern sollte, so ist die damit verbundene Absenkung der magnetokristallinen Energie beschränkt auf die ferromagnetische Schicht selbst. Demgegenüber tritt eine Erhöhung der elastischen Energie durch die Korrelation der Atomabstände sowohl in der Schicht, wie auch im Substrat auf und damit in einem sehr viel größeren Volumen. Verglichen mit einer freien Schicht wird dementsprechend eine aufgewachsene Schicht gegenüber magnetoelastischen Deformationen extrem versteift, bzw. werden die effektiven elastischen Konstanten der Schicht, die einer magnetostriktiven Deformation entgegenwirken, wesentlich erhöht. Folglich kann man die ferromagnetische Schicht hinsichtlich der hier betrachteten Fragestellung näherungsweise als starren Körper betrachten. In einem starren Körper gibt es per definitionem keine elastischen und auch keine magnetoelastischen Effekte [26], so daß im Fall ultradünner Schichten auf einem Substrat der magnetoelastische Energie-

anteil nur noch einen sehr geringen Einfluß auf die mikromagnetische Struktur hat und dementsprechend bei der Behandlung des mikromagnetischen Problems vernachlässigt werden darf.

Die hier gemachten Aussagen über die Rolle der magnetoelastischen Energie in ultradünnen Schichten stehen nicht im Widerspruch zu der Annahme, daß die magnetoelastische Kopplung bei der Ausbildung der Anisotropie in ultradünnen Schichten eine entscheidende Rolle spielen kann [65-67]. Bei derartigen Überlegungen wird die Verzerrung zwischen einer ungedehnten freien Schicht und einer deformierten Schicht auf einem Substrat betrachtet, um die von der magnetoelastischen Kopplung hervorgerufene Anisotropie theoretisch zu ermitteln. In der obigen Überlegung ist hingegen die schon entsprechend dem Substrat deformierte Schicht und die ihr innewohnende Anisotropie der Ausgangspunkt für die mikromagnetische Betrachtung.

II. 4. Domänenwände in ultradünnen Schichten

Nach den prinzipiellen Überlegungen zur Existenz von Domänen in dünnen Schichten betrachten wir nun die Domänenwände. Diese beeinflussen durch ihre Eigenschaften, vor allem durch die mit ihnen verbundene Energie, die Domänenstruktur wesentlich. Auch ist in vielen Fällen das Hysterese-Verhalten ferromagnetischer Materialien durch die Domänenwände und ihre Dynamik bestimmt [19,30].

Nach dem Polverhütungsprinzip versuchen mikromagnetische Systeme ihre innere Struktur so auszubilden, daß magnetische Pole vermieden oder zumindest minimiert werden. Dies führt dazu, daß für eine 180° -Wand im Innern eines ferromagnetischen Körpers die divergenzfreie Drehung der Magnetisierung in der Wandebene entsprechend Abbildung (II7a) energetisch bevorzugt wird [29]. Eine derartige Struktur wird im allgemeinen Bloch-Wand genannt. Wie in Abbildung (II7a) ebenfalls zu erkennen ist, erzeugt eine solche Bloch-Wand allerdings Pole der Magnetisierung an der Oberfläche, was im Fall dünner Schichten energetisch sehr ungünstig ist. Néel konnte in seiner grundlegenden Arbeit [68] zeigen, daß für dünne Schichten unterhalb einer gewissen Schichtdicke die Drehung der Magnetisierung in der Schichtebene (Abbildung (II7b)) energetisch günstiger ist, da so die Polstärke und somit die magnetostatische Energie reduziert wird. Dieser Wandtyp wird heute Néel-Wand genannt. Die Existenz dieser Néel-Wand wurde später auch experimentell nachgewiesen, so wie auch der Übergang von der Bloch- zur Néel-Wand mit abnehmender Schichtdicke experimentell untersucht worden ist [69-71].

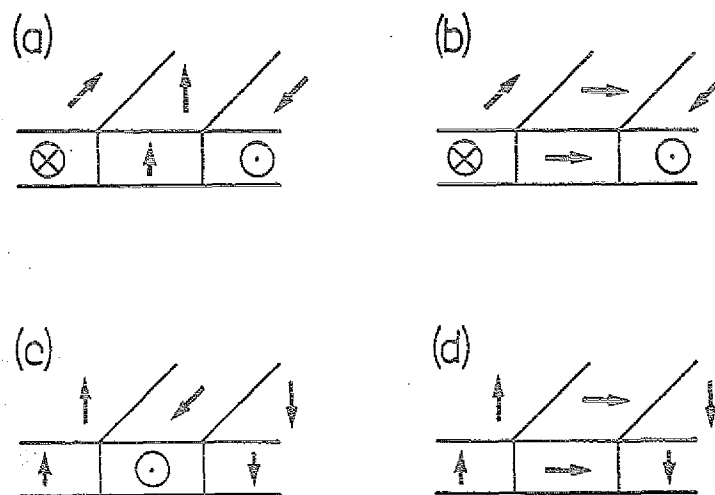


Abbildung II7: schematische Darstellung der Magnetisierungsorientierung innerhalb einer Domänenwand im Fall dünner Schichten, (a) Blochwand für Schichten mit $f < f_{\min}$, (b) Néelwand für Schichten mit $f < f_{\min}$, (c) Blochwand für Schichten mit $f > f_{\min}$, (d) néelartige Wand für Schichten mit $f > f_{\min}$

In einer Vielzahl von Arbeiten [72-81] wurde die Néel-Wand näher untersucht, um vor allem zu einer realistischen Beschreibung der Wandstruktur zu gelangen, da das ursprünglich von Néel gewählte Modell [68] nicht einmal eine stationäre Lösung des mikromagnetischen Problems darstellt [76]. Eine vergleichende Betrachtung von Néel- und Blochwänden, wie auch ein Überblick über die entwickelten Modellvorstellungen ist in dem Buch von Hubert [28] zu finden. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Struktur, wie auch die Eigenschaften von Néel-Wänden in ultradünnen Schichten für uniaxiale, sowie biaxiale Kristallanisotropie behandelt.

Die obige Betrachtung, wie auch alle weiteren Untersuchungen behandeln nur den Fall dünner Schichten mit einer Domänenmagnetisierung in der Schichtebene. In Schichten, die eine Domänenmagnetisierung senkrecht zur Oberfläche aufweisen, erzeugen die Domänen selbst Oberflächenpole, deren Dichte nur in den Wänden reduziert ist, da sich die Magnetisierung hier durch die Schichtebene dreht (siehe Abbildungen (II7c,d)). Dabei ist die Reduktion der Oberflächenpoldichte in diesen Wänden davon unabhängig, ob sich die Magnetisierung wie in einer Blochwand (Abbildung (II7c)) oder senkrecht dazu (Abbildung (II7d)) dreht. Da aber die Blochwand im Gegensatz zu dem Wandtyp nach Abbildung (II7d) keine Volumenpole der Magnetisierung enthält, ist sie energetisch bevorzugt. Demzufolge ist die Blochwand für beliebige Schichtdicken stabil, sofern nur die Domänen tatsächlich senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind, d.h. $f > f_{\min}$ ist [38]. Dieser Fall ist ebenfalls in [28] behandelt und wird hier nicht weiter betrachtet.

II. 4. 1. Berechnungsverfahren für Domänenwände

Ausgangspunkt der hier gewählten Beschreibung der Domänenwandstruktur ist eine dünne ferromagnetische Schicht der Dicke b , die in der Schichtebene als unendlich ausgedehnt angenommen wird. Innerhalb dieser Schicht wird die Magnetisierung als klassisches Vektorfeld $\vec{M}(\vec{r})$ betrachtet, dessen Betrag einen konstanten, ortsunabhängigen Wert M_s hat. Zur Berechnung der Wandstruktur wird nun entsprechend Abbildung (II8) ein Bereich der Schicht mit der Breite a , der den Domänenwandbereich darstellt, in N Quader aufgeteilt [31]. Die Quader links (Nummer 1) und rechts (Nummer $N+2$) stellen die Domänenbereiche dar, in denen die Magnetisierung in Richtung der kristallographischen Vorzugsachse liegt, und bilden somit die Randbedingungen des Problems. Da die Magnetisierung in den Domänen selbst homogen ist und in Richtung einer der kristallographischen Vorzugsachsen in der Schichtebene liegt, liefern die Domänen selbst keinen bzw. nur einen konstanten Beitrag zur Gesamtenergie. Damit ist die oben gewählte Beschreibung der Domänen durch jeweils einen endlichen Quader hinsichtlich der Aufgabenstellung ausreichend [82].

Innerhalb jedes einzelnen Quaders wird die Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ als homogen angenommen, so daß nur zwischen den Quadern eine Änderung der Magnetisierungsausrichtung erlaubt ist. Vorteil dieser Näherung ist, daß es keine Volumenpole der Magnetisierung gibt. Somit setzt sich der gesamte magnetostatische Energieanteil der Wand aus Wechselwirkungsenergien von Oberflächenpolverteilungen zusammen, die sich für die hier benutzte Geometrie exakt berechnen lassen [31]. Entsprechend dieser Modellvorstellung ist jeder Quader i durch einen Magnetisierungsvektor $\vec{M}_i = M_s \vec{m}_i$ mit $\vec{m}_i$ als Einheitsvektor charakterisiert. Das mikromagnetische Problem der Bestimmung von $\vec{M}(\vec{r})$ für die Domänenwand ist in diesem Modell folglich auf die Bestimmung der $\vec{m}_i$ reduziert worden.

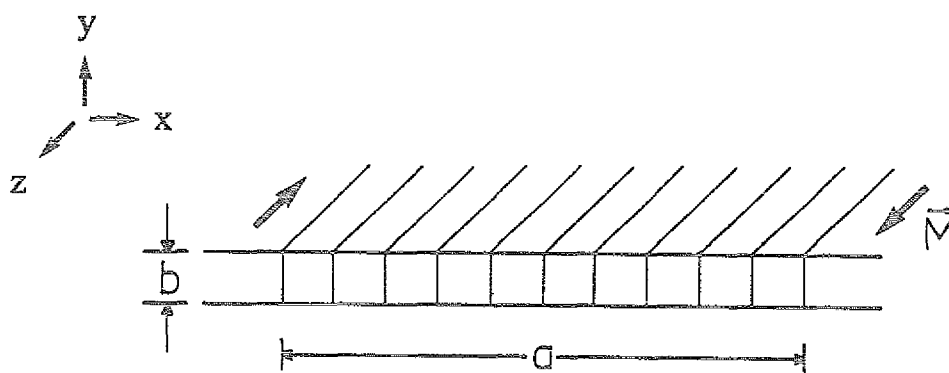


Abbildung II8: Darstellung der für die Wandstrukturberechnungen benutzten Schichtgeometrie: Der Domänenwandbereich der Breite a ist unterteilt in N Quadere; die Domänen werden durch jeweils einen Quader links und rechts repräsentiert.

Wie in Abbildung (II8) zu erkennen ist, wird die Magnetisierung der Wand in dem hier benutzten Modell durch ein eindimensionales Ortsgitter beschrieben und somit die Magnetisierung entlang der y -Achse als homogen angenommen. Diese Näherung ist im Fall ultradünner Schichten bis in den Bereich einiger nm Schichtdicke sehr gut erfüllt, da eine Variation der Magnetisierungsrichtung entlang der Schichtnormalen eine große Austauschenergie beinhalten würde und damit auch bezüglich der Gesamtenergie ungünstig wäre [83]. Weiterhin ist vereinfachend angenommen, daß die Magnetisierung nicht nur in den Domänen, sondern auch im Bereich der Domänenwand in der Schichtebene liegt. Eine nicht verschwindende Komponente der Magnetisierung parallel zur Oberflächennormalen würde nämlich zusätzlich Pole an der Oberfläche erzeugen, die aber nach dem Polverhütungsprinzip vermieden werden sollten [26]. Vorteil des hier dargestellten Verfahrens ist, daß keinerlei Modellannahmen über den eigentlichen Wandverlauf selbst gemacht werden und damit die Lösung von $\vec{M}(\vec{r})$ nicht auf spezielle Funktionsklassen beschränkt ist.

Bezeichnet man mit α_i bzw. γ_i den Richtungscosinus der Magnetisierung $\vec{m}_i$ im Quader I bezüglich der x- und der z-Achse, so erhält man unter den gemachten Annahmen für die einzelnen Energiebeiträge der Domänenwand bei einem Ortsgitter, das aus gleichartigen Quadern der Breite a/N besteht, folgende Ausdrücke [31,82]. Dabei stellen sämtliche, hier angegebenen Energieausdrücke Energien pro Wandfläche dar.

Austauschenergie:
$$E_A = A \frac{N}{a} \sum_{i=1}^{N+1} (\alpha_{i+1} - \alpha_i)^2 + (\gamma_{i+1} - \gamma_i)^2 \quad (\text{II12})$$

magnetokristalline Energie einer 180° -Wand im Fall uniaxialer Symmetrie:

$$E_K = K \frac{a}{N} \sum_{i=2}^{N+1} \alpha_i^2 \quad (\text{II13})$$

magnetokristalline Energie einer 180° -Wand im Fall biaxialer Symmetrie:

$$E_K = K \frac{a}{N} \sum_{i=2}^{N+1} \alpha_i^2 \gamma_i^2 \quad (\text{II14})$$

magnetokristalline Energie einer 90° -Wand im Fall biaxialer Symmetrie:

$$E_K = \frac{1}{4} K \frac{a}{N} \sum_{i=2}^{N+1} (\alpha_i^2 - \gamma_i^2)^2 \quad (\text{II15})$$

Der Unterschied zwischen den beiden Anisotropietermen (II14) und (II15) im Fall der biaxialen Symmetrie kommt daher, daß für die 90° -Wand die leichten Achsen der Magnetisierung nicht parallel zur Domänenwand und damit auch nicht parallel zur z-Achse sind. Bei den magnetokristallinen Energien sind jeweils nur die ersten nicht verschwindenden Koeffizienten der Anisotropie-Entwicklung berücksichtigt worden. Der biaxiale Fall zweier, senkrecht zueinander stehender leichter Achsen in der Schichtebene beinhaltet sowohl den Fall der kubischen Raumsymmetrie, wie auch die tetragonale Raumsymmetrie mit der tetragonalen Achse in Richtung der Schichtnormalen. Weiterhin erhält man im Rahmen dieses Modells [31]:

magnetostatische Energie:
$$E_M = \frac{1}{2} M_s^2 b \sum_{i=2}^{N+1} \sum_{j=2}^{N+1} A_{ij} \alpha_i \alpha_j \quad (\text{II16})$$

Hierbei muß allerdings im Fall der 90° -Wand in Gleichung (II16) α_i durch $\alpha_i - \frac{1}{\sqrt{2}}$ ersetzt werden, um den magnetostatischen Energiebeitrag der Ränder abzuziehen [82]. Die A_{ij} beschreiben die Wechselwirkungsenergie der Oberflächenpole des Quaders I mit denen des Quaders J und lassen sich analytisch angeben [31].

Die Randbedingungen für die Beschreibung von 180°-Wänden sind

$$\alpha_1 = \alpha_{N+2} = 0; \quad \gamma_1 = 1; \quad \gamma_{N+2} = -1 \quad (\text{II17a})$$

bzw. für die Beschreibung von 90°-Wänden

$$\alpha_1 = \alpha_{N+2} = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}; \quad \gamma_{N+2} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \quad (\text{II17b})$$

Da nun die Magnetisierung auf die Schichtebene beschränkt angenommen worden ist, gilt

$$\alpha_I^2 + \gamma_I^2 = 1 \quad (\text{II18})$$

so daß im folgenden nur die α_I als unabhängige Variablen betrachtet werden. Die hier angegebenen Energieausdrücke (Gleichungen (II12-16)) lassen sich verallgemeinern für ein Ortsgitter, das aus beliebigen, in ihrer Breite variierenden Quadern besteht. Diese Energieausdrücke sind in Anhang 1 angegeben.

Aufgabe ist es nun, ein Domänenwandprofil bzw. eine Verteilung α_I zu bestimmen, die die Gesamtenergie E_{Ges} :

$$E_{\text{Ges}} = E_A + E_K + E_M \quad (\text{II19})$$

minimiert. Da diese Problemstellung allgemein nicht analytisch lösbar ist, wird zu ihrer Behandlung ein iteratives Lösungsverfahren benutzt. Hierbei wird aus einer vorgegebenen Magnetisierungsverteilung α_I^0 unter Benutzung eines geeigneten Verfahrens eine neue, hinsichtlich der Aufgabenstellung verbesserte Magnetisierungsverteilung α_I^1 bestimmt. Diese dient dann als Ausgangsbasis für den nächsten Iterationsschritt. Derartige Iterationen werden dann solange fortgeführt, bis die Lösung α_I^K sich im Rahmen einer vorgegebenen Genauigkeit ε selbst reproduziert, d.h. bis $|\alpha_I^{K+1} - \alpha_I^K| < \varepsilon$ für alle I ist. Das so erhaltene Ergebnis α_I^K wird dann als die numerische Lösung für die Domänenwandstruktur angesehen, die allerdings von denen in der Rechnung benutzten Parametern wie a , N oder ε abhängt. Aus dieser Verteilung α_I^K lassen sich dann nachfolgend in einfacher Weise die von ihr ableitbaren Größen, wie z. B. die Gesamtenergie oder die Wandbreite berechnen. Ein generelles Programmschema ist in Anhang 2 dargestellt.

Zur vollständigen Lösung der Problemstellung muß allerdings noch ein geeignetes Verfahren zur Durchführung des Iterationsschrittes

$$\alpha_I^{K+1} = f(\alpha_I^K) \quad (\text{II20})$$

angegeben werden. Dabei stellt die funktionelle Abhängigkeit $f(\alpha_j^K)$ in Gleichung (II20) die Abhängigkeit der α_j^{K+1} von der Gesamtheit aller α_j^K mit beliebigem j dar. Brown und LaBonte [31] haben die Bestimmung eines effektiven Feldes $\vec{H}_{eff}$ nach Gleichung (II5) verbunden mit einer anschließenden Parallelausrichtung der Magnetisierung $\vec{m}_j$ zu diesem Feld entsprechend der Gleichung (II4) als elementaren Iterationsschritt benutzt. Dieses Verfahren erweist sich aber für kleine b/a , also gerade im Bereich ultradünner Schichten als ungeeignet, da es nicht konvergiert sondern zu einem oszillatorischen Verhalten führt, sofern Nb/a unterhalb einer kritischen Grenze liegt.

Für die in dieser Arbeit behandelten ultradünnen Schichten erweist sich die notwendige Bedingung für ein Energieminimum:

$$\frac{\partial E_{Ges}}{\partial \alpha_I} = 0 \quad \text{für alle } I, \text{ mit } 2 \leq I \leq N+1 \quad (\text{II21})$$

und die daraus abgeleiteten Bestimmungsgleichungen als geeigneter Iterationsschritt entsprechend Gleichung (II20). Es ergeben sich im Fall uniaxialer Anisotropie Bestimmungsgleichungen vierten Grades, bzw. im Fall biaxialer Anisotropie Bestimmungsgleichungen achten Grades. Die Ableitung dieser Bestimmungsgleichungen für α_I , sowie deren numerische Lösung ist in Anhang 3 dargestellt. Mit der Angabe des benutzten Iterationsschrittes ist das numerische Lösungsverfahren zur Bestimmung der Domänenwandstruktur nun vollständig beschrieben.

II. 4. 2. Selbsttests für Näherungsverfahren

Zur Analyse von Näherungslösungen für Domänenwände haben Aharoni [84,85] und später Aharoni und Jakubovics [86,87] Referenzenergieausdrücke E_{Ref} aus der Minimierung der Gesamtenergie abgeleitet. Im Fall einer exakten Lösung des Problems muß die Referenzenergie E_{Ref} gerade gleich der entsprechenden Gesamtenergie E_{Ges} sein. Folglich ist der Quotient S aus Gesamt- und Referenzenergie

$$S = \frac{E_{Ges}}{E_{Ref}} \quad (\text{II22})$$

in diesem Fall gleich 1 und sollte für eine gute Näherungslösung möglichst nahe bei 1 liegen. Dieser sogenannte Selbstkonsistenzparameter S wird nachfolgend zur Analyse der numerisch berechneten Wandprofile genutzt. Der Selbstkonsistenzparameter S beschreibt nicht die numerische Selbstkonsistenz hinsichtlich des gewählten Iterationsverfahrens, sondern die Konsistenz der erhaltenen Näherungslösung für $\vec{M}(\vec{r})$ mit der mikromagnetischen Grundgleichung (II3).

Die Bedingung $S = 1$ ist allerdings nur eine notwendige und keine hinreichende Bedingung, so daß ebenfalls aus $S \approx 1$ für eine numerische Näherungslösung nicht zweifelsfrei hervorgeht, ob diese einer tatsächlichen Lösung sehr nahe kommt.

In dem zuvor beschriebenen Berechnungsverfahren ergibt sich unter der Annahme eines gleichmäßigen Quadrigitters der Referenzenergieausdruck für die Energie pro Flächeneinheit aus dem allgemeingültigen Ausdruck (Gleichung (8) in [87]) zu:

180°-Wand bei uniaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \frac{N}{a} \sum_{I=2}^{N+1} \frac{\gamma_{I+1} + \gamma_{I-1} - 2\gamma_I}{\gamma_I} \quad (\text{II23})$$

180°-Wand bei biaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \frac{N}{a} \sum_{I=2}^{N+1} \frac{\gamma_{I+1} + \gamma_{I-1} - 2\gamma_I}{\gamma_I} + K \frac{a}{N} \sum_{I=2}^{N+1} \alpha_I^4 \quad (\text{II24})$$

90°-Wand bei biaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \frac{N}{a} \sum_{I=2}^{N+1} \frac{\gamma_{I+1} + \gamma_{I-1} - 2\gamma_I}{\gamma_I} \left(1 - \frac{\alpha_I}{\sqrt{2}}\right) - K \frac{a}{N} \sum_{I=2}^{N+1} \left(\alpha_I - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)^3 \left(\alpha_I + \frac{1}{\sqrt{2}}\right) - \delta \quad (\text{II25})$$

$$\text{mit} \quad \delta = A \frac{N}{a} (1 - \sqrt{2} \alpha_2) \quad (\text{II26})$$

δ ist nun proportional zur Steigung der berechneten Domänenwandstruktur α_I am Rand des Rechnungsbereiches. Diese Steigung sollte aber möglichst klein sein um sicherzustellen, daß die berechnete Struktur nicht von den vorgegebenen Randbedingungen und damit der gewählten Breite a abhängt. Es wird also ein zusätzlicher Parameter [87]:

$$\delta_n = \frac{\delta}{E_{\text{Ges}}} \quad (\text{II27})$$

definiert, der ein Maß für die mit den Randbedingungen verbundene Ungenauigkeit ist und dessen Wert möglichst klein sein sollte. Analog definieren wir für den Fall der 180°-Wände

$$\delta = -A \frac{N}{a} \sqrt{2} \alpha_2 \quad (\text{II28})$$

und δ_n entsprechend Gleichung (II27).

II. 4. 3. Test des Iterationsverfahrens

Neben der Berechnung der zuvor definierten Testparameter ist es sinnvoll, das numerische Berechnungsverfahren zu Testzwecken auf die Spezialfälle anzuwenden, für die eine exakte analytische Lösung existiert. Unter Vernachlässigung der magnetostatischen Energie lassen sich die Struktur und Energie der 180°-Wand im Fall uniaxialer Anisotropie und der 90°-Wand im Fall biaxialer Anisotropie berechnen. Es läßt sich außerdem die Energie der 180°-Wand bei biaxialer Anisotropie berechnen. Der letztgenannte Wandtyp ist nicht stabil und zerfällt, so daß kein analytischer Ausdruck für seine Struktur angegeben werden kann [29].

Hier wird exemplarisch der Fall der 180°-Wand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie betrachtet. Unter Vernachlässigung der magnetostatischen Energie sind Bloch- und Néel-Wand gleichwertige Lösungen, und es ergibt sich für den Verlauf der Magnetisierung innerhalb der Néel-Wand [29]:

$$\gamma(x) = \tanh\left(x\sqrt{\frac{K}{A}}\right) \quad (\text{II29a})$$

$$\alpha(x) = \text{sech}\left(x\sqrt{\frac{K}{A}}\right) \quad (\text{II29b})$$

wobei α bzw. γ den Richtungskosinus der Magnetisierung bezüglich der x- und der z-Achse entsprechend Abbildung (II8) darstellen. Die Wandmitte ist dabei in den Koordinatenursprung ($x = 0$) gelegt worden. Für die Gesamtenergie einer derartigen Wand erhält man [29]:

$$E_{\text{Ges}} = 4\sqrt{AK} \quad (\text{II29c})$$

		N								
		100			200			400		
		E_{Ges}	S	δ_n	E_{Ges}	S	δ_n	E_{Ges}	S	δ_n
ϵ	10^{-3}	1,00340	1,0527	-194	1,09984	1,4207	-774	3,3884	424,18	-5880
	10^{-4}	0,99840	1,00408	-27,8	1,00031	1,0142	-80,8	1,01171	1,10715	-285
	10^{-5}	0,99832	1,00055	-8,32	0,99958	0,99732	-8,48	1,00003	1,01120	-39,6
	10^{-6}	0,99832	1,00006	-6,18	0,99958	0,99964	-6,13	0,99999	0,99608	-6,32

Tabelle II.1.: Auflistung der Testergebnisse für die numerische Berechnung einer 180°-Wand im Fall uniaxialer Anisotropie ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Energie; gewählter Rechnungsbereich $a = 20\sqrt{\frac{A}{K}}$; E_{Ges} ist in Einheiten von $4\sqrt{AK}$ angegeben; δ_n ist in Einheiten von 10^{-5} angegeben

Tabelle II. 1. zeigt nun einige Testergebnisse, die mittels des numerischen Näherungsverfahrens für diesen Wandtyp berechnet worden sind, wobei die Punktdichte N/a und die Abbruchbedingung ε systematisch variiert wurden. Das Ausgangswandprofil wurde mit

$$\gamma_I^0 = 1 - 2 \frac{I-1}{N+1}; \quad \alpha_I^0 = \sqrt{1 - (\gamma_I^0)^2} \quad (\text{II30})$$

bewußt unrealistisch gewählt worden, um die tatsächlichen Konvergenzeigenschaften des Verfahrens zu testen. Man erkennt an den Zahlenwerten aus Tabelle II. 1., daß mit dem hier gewählten Verfahren die Gesamtenergie der Wand sehr genau bestimmt werden kann, sofern ε klein genug ($\varepsilon \leq 10^{-5}$) gewählt worden ist. Auch liegen in diesem Fall die Werte der Testparameter S und δ_n in dem Bereich, der für eine gute Näherungslösung zu erwarten ist. Auffallend ist aber, daß die Erhöhung der Punktdichte alleine keine Verbesserung hinsichtlich der Genauigkeit bringt, sondern immer auch mit einer Verschärfung der Abbruchbedingung (kleineres ε) verknüpft sein muß. Dies liegt daran, daß bei dem gewählten Iterationsverfahren (siehe hierzu auch Anhang 3) die Schrittweite des einzelnen Iterationsschrittes

$$\delta_I = |\alpha_I^{K+1} - \alpha_I^K| \quad (\text{II31})$$

mit einer Erhöhung der Punktdichte abnimmt, so daß eine feste Abbruchbedingung ε bei einer höheren Punktdichte schon für eine schlechtere Näherung erfüllt ist.

Abbildung (II9) zeigt die Differenz der Werte für α zwischen einer numerischen Näherungslösung ($N = 400$, $\varepsilon = 10^{-6}$) und der exakten Lösung nach Gleichung (II29b) als Funktion des Abstandes von der Wandmitte. Man erkennt deutlich eine sehr gute Übereinstimmung, da die Abweichung von der exakten Lösung $|\Delta\alpha|$ im gesamten Bereich kleiner als $2 \cdot 10^{-4}$ ist. Man muß dennoch beachten, daß die hier auftretenden Abweichungen $\Delta\alpha$ sehr viel größer sind als die Abbruchbedingung für die Selbstkonsistenz ($\varepsilon = 10^{-6}$). Damit ist ε kein Maß für die tatsächliche Genauigkeit einer berechneten Wandstruktur. Gleichartige Tests für die anderen oben genannten Wandtypen, die analytische Lösungen haben, zeigen ein analoges Verhalten. Damit erweist sich das hier benutzte Berechnungsverfahren als geeignet, Domänenwandstrukturen und daraus abgeleitete Größen, wie z.B. Wandenergien zu bestimmen.

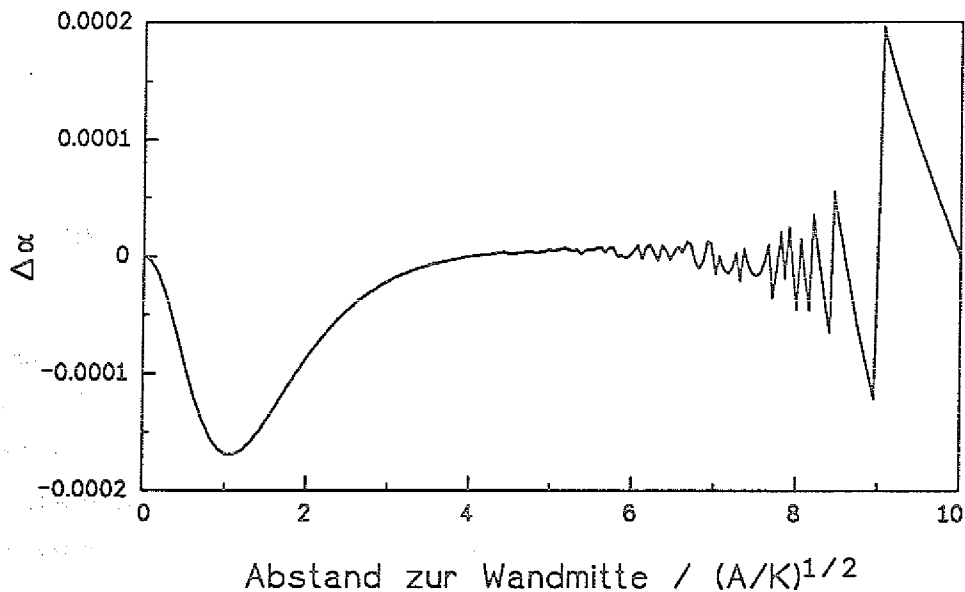


Abbildung II9: Abweichung $\Delta\alpha$ der numerischen Näherungslösung von der exakten analytischen Lösung für den Fall der 180° -Néelwand bei uniaxialer Kristallanisotropie ohne Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils; Parameter der Rechnung: $\alpha = 20\sqrt{\frac{A}{K}}$, $N = 400$, $\varepsilon = 10^{-6}$

II. 4. 4. 180° -Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie

180° -Néelwände in Schichten mit uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie sind schon in einer Vielzahl von Arbeiten sowohl experimentell [71,73,74], wie auch theoretisch [74-81] untersucht worden. Diese Studien haben gezeigt, daß die Néelwand lange Ausläufer in die Domänen hinein ausbildet, um die durch die Volumenpole erzeugte magnetostatische Energie abzusinken [73-76]. Dieser Effekt zeigt sich in Abbildung (II10a), wo ein Domänenwandprofil für eine 5 nm dicke Schicht sowohl mit, wie auch ohne Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils dargestellt ist.

Man erkennt deutlich die durch die Einbeziehung der magnetostatischen Energie bewirkte Aufweitung der Wand im äußeren Bereich, so wie ein Zusammenziehen der Wand im inneren Bereich um die Wandmitte. Diese veränderte Struktur wird verständlich, wenn man das durch die Wand selbst erzeugte Magnetfeld $H_x(x)$ betrachtet (Abbildung (II10b)). Dabei handelt es sich bei der Größe H_x um die über die Schichtdicke gemittelte magnetische Feldstärke in Richtung der Wandnormalen. Im Mittelbereich der Wand ist diese Feldstärke negativ, wenn α

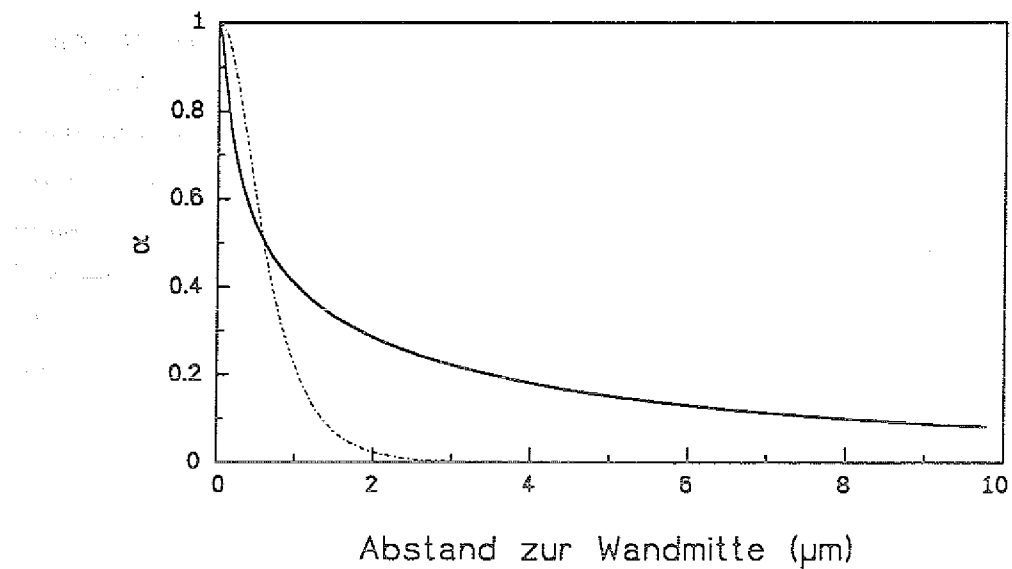


Abbildung II10a: Berechnetes Magnetisierungsprofil einer 180°-Néelwand im Fall uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie; Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$. Rechnung mit Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils (durchgezogene Linie) im Vergleich zur Lösung ohne Einbeziehung dieses Energieanteils (gestrichelte Linie)

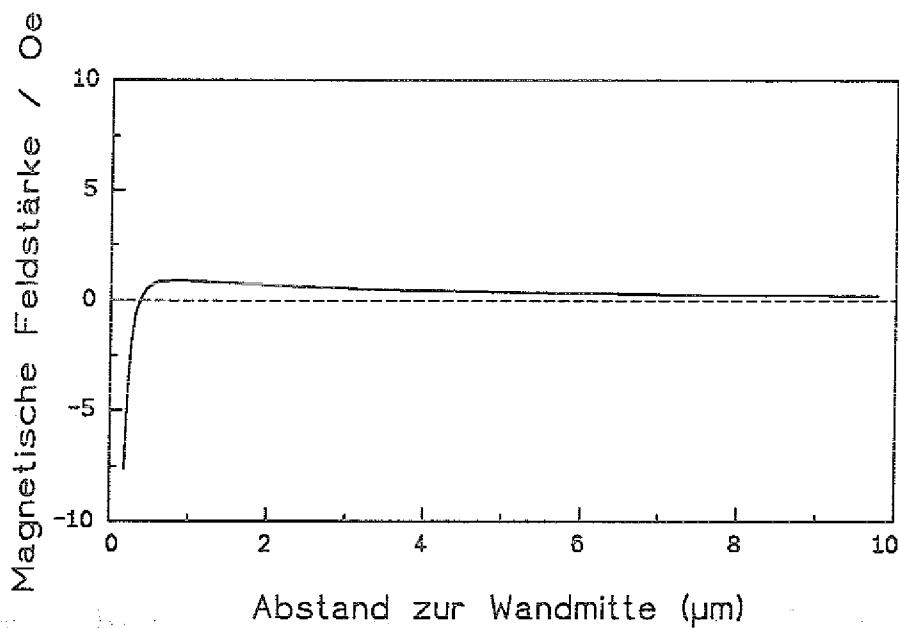


Abbildung II10b: Darstellung der durch eine Néelwand erzeugten Feldstärke $H_x(x)$, parallel zur Wandnormalen für die in Abbildung (II10a) dargestellte 180°-Néelwandstruktur mit magnetostatischem Energieanteil

positiv definiert ist, was einen positiven Energiebeitrag liefert. Folglich bewirkt der magnetostatische Energieanteil eine Verkleinerung dieses Mittelbereiches, d.h. ein Zusammenziehen der Wand in der Wandmitte wird energetisch bevorzugt [76]. Dies steht allerdings in Konkurrenz zur Austauschenergie, die eine möglichst homogene Magnetisierung und damit eine große Wandbreite energetisch begünstigt. Im Außenbereich der Wand ist das Feld positiv und führt somit zu einem negativen Energiebeitrag, der das Aufweiten dieses Bereiches, d.h. das Ausbilden der Wandausläufer verursacht [76]. Hierbei tritt die magnetostatische Energie in Konkurrenz zur Anisotropieenergie, die eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur Domänenvorzugsrichtung energetisch begünstigt und damit der Ausbildung von Ausläufern entgegenwirkt.

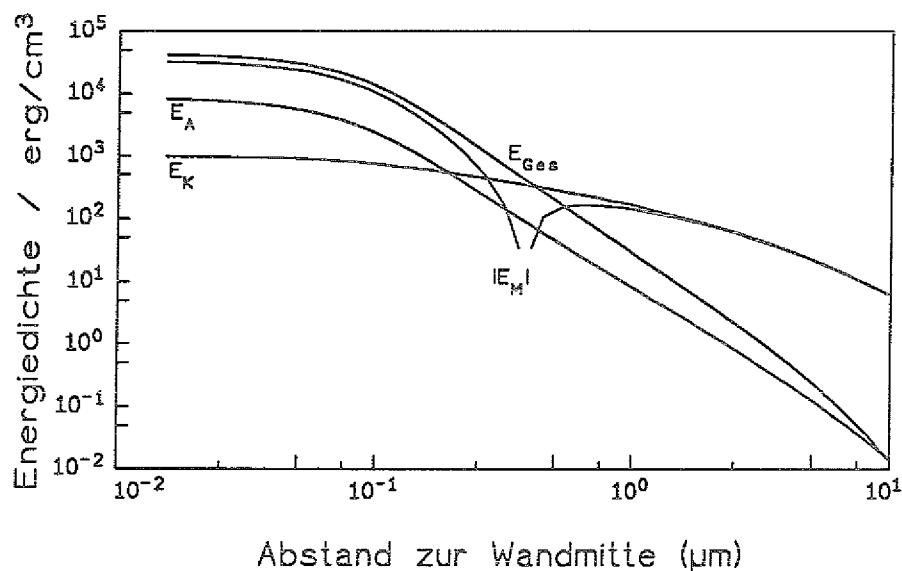


Abbildung III 1: Volumenenergiedichten der 180°-Néelwand nach Abbildung (III 0a) als Funktion des Abstandes von der Wandmitte. Die magnetostatische Energiedichte ist betragsmäßig dargestellt, da sie im Außenbereich negativ ist

Dieses Wechselspiel der Energiebeiträge läßt sich an Hand der Abbildung (III 1) verdeutlichen, in der die Volumen-Energiedichten als Funktion des Abstandes von der Wandmitte dargestellt sind. Der magnetostatische Energieanteil ist im Innenbereich positiv und im Außenbereich negativ, so daß in Abbildung (III 1) dessen Betrag dargestellt ist. Die Austauschenergie ist im Mittelbereich sehr viel größer als die Anisotropieenergie und dementsprechend gegenüber der Domänenwandstruktur ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Energie erhöht. Die Anisotropieenergie hingegen ist im Außenbereich der Wand gegenüber der Austauschenergie wesentlich erhöht und dort nahezu betragsgleich der Feldenergie. Auf Grund der unterschied-

lichen Vorzeichen dieser beiden Energiebeiträge und der verschwindend geringen Austauschenergie im Außenbereich ist die Gesamtenergiedichte dort nahezu null, zumindest aber sehr viel kleiner als die Einzelenergiebeiträge. Die Fragestellung nach dem Gültigkeitsbereich des hier benutzten Rechenverfahrens unter Berücksichtigung der langen Néel-Wandausläufer wird in Anhang 4 untersucht.

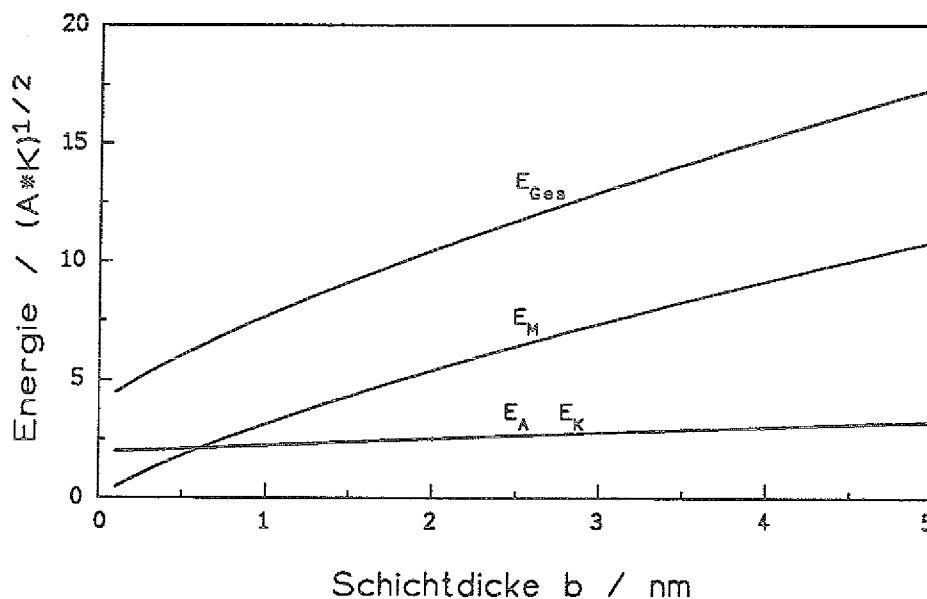


Abbildung II12a: Darstellung der Wandenergie und der Wandenergieanteile, normiert auf die Wandfläche, für eine 180° -Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie als Funktion der Schichtdicke b ; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ emu

Abbildung (II12a) zeigt die Schichtdickenabhängigkeit der Gesamtenergie, sowie der Einzelenergiebeiträge, normiert auf die Wandfläche. Man erkennt für die hier untersuchten ultradünnen Schichten eine starke, nahezu lineare Zunahme der magnetostatischen Energie. Dies kommt daher, daß sowohl die Polfläche, wie auch die Feldstärke zunächst linear mit der Schichtdicke b ansteigen, so daß sich nach der Flächennormierung der Wandenergieanteile eine lineare Abhängigkeit von b ergibt, die sich auch in Gleichung (II16) widerspiegelt. Mit wachsender Schichtdicke verläuft der Anstieg der Feldenergie immer flacher, da sich die Struktur der Néelwand zunehmend dem dominierenden Beitrag der magnetostatischen Energie anpaßt. Diese Veränderung der Wandstruktur ist nun allerdings ebenfalls mit einem Anstieg der Austausch-, sowie der Anisotropieenergie verbunden. Beide Energiebeiträge steigen in dem hier betrachteten Schichtdickenbereich in gleicher Weise an, obwohl die Energieerhöhung der Austauschenergie in der Wandmitte und der Anisotropieenergie in den Ausläufern lokalisiert ist (vergleiche Abbildung (II11)). Die Gesamtenergie nimmt entsprechend mit der Schichtdicke zu und weist bei größeren Schichtdicken ebenfalls ein Abflachen des Anstiegs auf. Dies verdeut-

licht, daß die hier veränderte Néelwandstruktur tatsächlich auch die Gesamtenergie bei fester Schichtdicke reduziert.

Abbildung (II12b) zeigt exemplarisch die für die Néel-Wandberechnungen entsprechend Abbildung (II12a) erhaltenen S - und δ_n -Werte. Man erkennt, daß S im gesamten berechneten Schichtdickenbereich sehr nahe bei 1 liegt und δ_n sehr kleine Werte aufweist. Folglich legen die Selbsttestparameter nahe, daß die Domänenwandstruktur im gesamten hier untersuchten Schichtdickenbereich durch das benutzte Modell realistisch beschrieben wird. Sie können dies aber nicht beweisen (siehe Kapitel II.4.2., sowie Anhang 4). Die sukzessive Zunahme der δ_n -Werte mit der Schichtdicke zeigt allerdings an, daß der durch die Randbedingungen verursachte Fehler mit der Zunahme des magnetostatischen Energieanteils ebenfalls ansteigt. Eine detaillierte Fehleranalyse (siehe Anhang 4) macht aber deutlich, daß dieser Fehler für die hier auftretenden δ_n -Werte auf die direkte Umgebung der Randbedingung beschränkt ist.

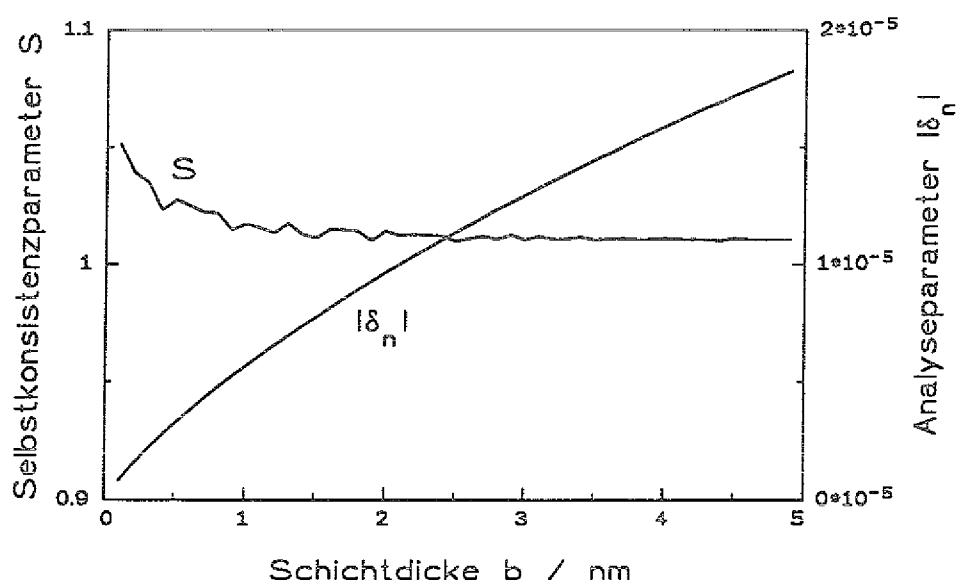


Abbildung II12b: Darstellung der Testparameter S und δ_n der Rechnungen für 180° -Néelwände bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie als Funktion der Schichtdicke b ; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ emu

Die sich sukzessiv mit der Schichtdicke ändernde Struktur der Néelwand ist in Abbildung (II13) dargestellt. Aufgetragen ist hier als Funktion der Schichtdicke b der Abstand verschiedener Punkte von der Wandmitte d_Θ , an denen die Magnetisierung einen bestimmten Winkel Θ bezüglich der Domänenmagnetisierung aufweist. Die Kurve für $\Theta = 30^\circ$ zeigt einen nahezu schichtdickenunabhängigen Abstand von der Wandmitte und bildet somit die Trennungslinie zwischen dem inneren und äußeren Wandbereich [76]. Dementsprechend zeigen die Kurven für

$\Theta < 30^\circ$ eine Zunahme des Abstandes mit wachsender Schichtdicke, was dem Ausbilden immer größerer Ausläufer im äußeren Wandbereich entspricht. Andererseits zeigen die Kurven für $\Theta > 30^\circ$ eine Abnahme des Abstandes zur Wandmitte, was das Zusammenziehen der Wand im Innern beschreibt.

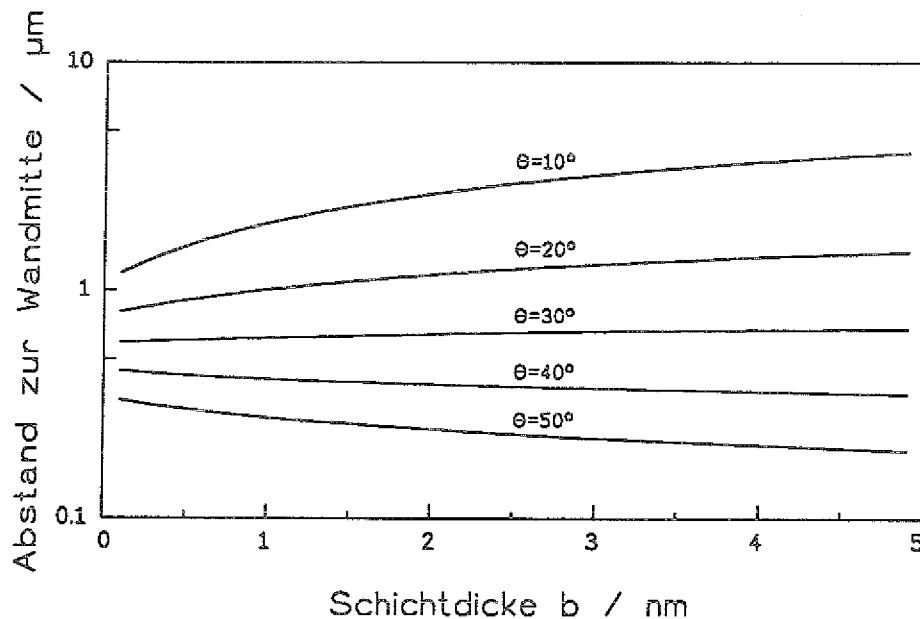


Abbildung II13: Darstellung der Abstände d_Θ als Funktion der Schichtdicke b ; d_Θ ist der Abstand des Punktes von der Wandmitte, der eine bestimmte Magnetisierungsorientierung (Winkel Θ) bezüglich der Domänenmagnetisierung hat; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$

Der Einfluß des magnetostatischen Energieanteils und die damit verbundene Strukturänderung der Domänenwand hängt nun natürlich nicht nur von der Schichtdicke ab, sondern auch von den relativen Größen der Energieanteile und damit deren Koeffizienten A , K und M_s . Hierbei ist der Einfluß der Sättigungsmagnetisierung M_s leicht zu veranschaulichen, da M_s^2 wie die Schichtdicke b in den Vorfaktor des magnetostatischen Energieanteils (Gleichung (II16)) eingeht. Es ergibt sich also auch für die Abhängigkeit der Energieanteile von der Sättigungsmagnetisierung ein Verhalten entsprechend Abbildung (II12a). Hierbei muß nur beachtet werden, daß die x-Achse bei linearer Skalierung M_s^2 und nicht M_s darstellt.

In Abbildung (II14) ist die Gesamtenergie pro Flächeneinheit einer Néelwand als Funktion der Anisotropiekonstanten K bzw. als Funktion der Austauschkonstanten A dargestellt. Zu beachten ist, daß hier die Energien ebenfalls auf $\sqrt{AK}$ normiert dargestellt sind. Folglich ergibt die

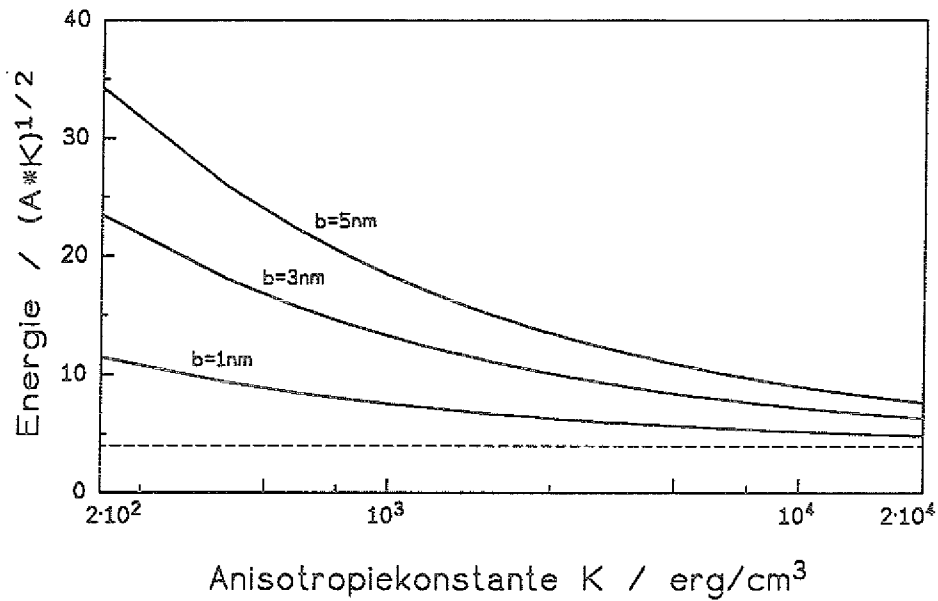


Abbildung II14a: Darstellung der Abhängigkeit der Gesamtenergie pro Wandfläche einer 180°-Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie von der Anisotropiekonstanten K ; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $M_s = 800$ emu, b wie angegeben

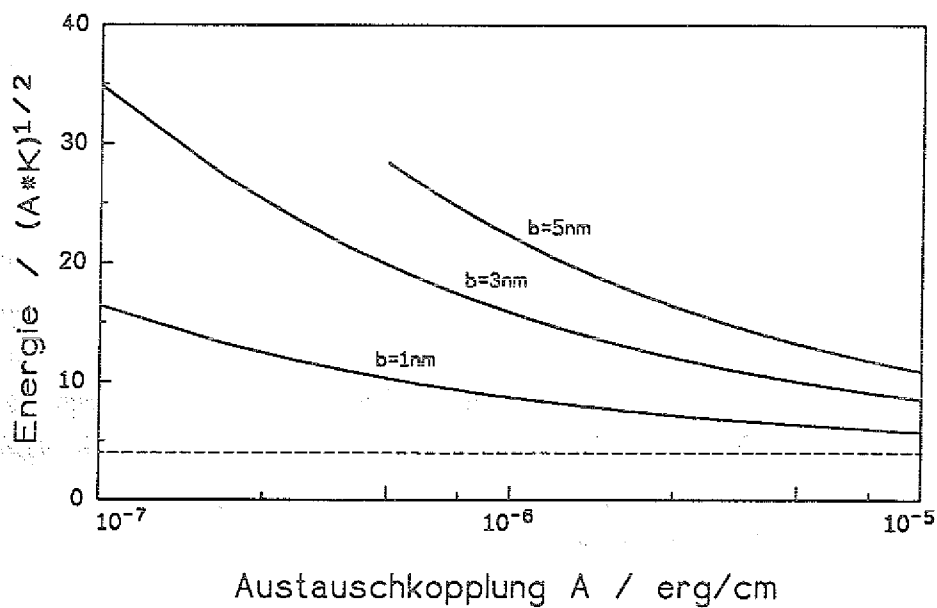


Abbildung II14b: Darstellung der Abhängigkeit der Gesamtenergie pro Wandfläche einer 180°-Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie von der Austauschkonstanten A ; Schichtparameter: $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ emu, b wie angegeben

Zunahme der Gesamtenergie $\sim \sqrt{K}$ bzw. $\sim \sqrt{A}$, die im Fall ohne magnetostatischen Energieanteil auftritt, in der gewählten Darstellung eine horizontale Gerade bei $E_{\text{Ges}} = 4\sqrt{AK}$. Die in Abbildung (II14) dargestellten Kurven liegen auf Grund des zusätzlichen magnetostatischen Energieanteils oberhalb dieser Geraden, nähern sich dieser aber mit wachsendem A bzw. K asymptotisch an. Das bedeutet, daß mit zunehmendem A bzw. K , unter Beibehaltung der anderen Schichtparameter, der relative Anteil der magnetostatischen Energie sinkt und damit auch die durch sie verursachten Änderungen der Wandstruktur zurückgehen.

II. 4. 5. 90°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie

Im Gegensatz zum Fall der uniaxialen Anisotropie gibt es im Fall der biaxialen Anisotropie in der Oberfläche 4 Vorzugsrichtungen der Magnetisierung, die jeweils um $\pm 90^\circ$, bzw. $\pm 180^\circ$ zueinander orientiert sind. Dementsprechend ist in derartigen Materialien auch die Existenz von 90°-Wänden erlaubt, die im folgenden betrachtet werden.

Dazu müssen zunächst die prinzipiellen Probleme analysiert werden, die sich speziell bei diesem Wandtyp ergeben [63,82,88]. Im Gegensatz zur 180°-Wand läßt sich die magnetoelastische Energie bei 90°-Wänden nicht einfach durch eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie beschreiben, da die Magnetisierungen in den angrenzenden Domänen nicht parallel orientiert sind und damit auch die dort existierenden spontanen Magnetostruktionen nicht gleich sind [63]. Diese Problemstellung ist aber für die hier behandelten ultradünnen Schichten auf einem Substrat nicht relevant, da in diesem Fall die magnetoelastische Kopplung vernachlässigt werden kann. Desweiteren liegen die Domänenmagnetisierungen bei der 90°-Néelwand nicht senkrecht zur Wandnormalen und dementsprechend auch nicht senkrecht zu dem von der Wand verursachten Magnetfeld [88]. Somit tragen auch die Domänen selbst zur Gesamtenergie bei, was bei dem hier benutzten Berechnungsverfahren dazu führt, daß die Quader, die Domänen repräsentieren, Oberflächenpole aufweisen. Dieses Problem kann man allerdings umgehen, in dem man bei der Minimierung der magnetostatischen Energie die Magnetisierung in x-Richtung um $M_s/\sqrt{2}$ reduziert bzw. α_i durch $\alpha_i - \frac{1}{\sqrt{2}}$ ersetzt. Dieser Wert entspricht nämlich der Magnetisierungskomponente, die in den beiden angrenzenden Domänen gleich ist und somit trotz der Existenz der Wand effektiv nicht geändert wird [82].

Abbildung (II15) zeigt die Wandstruktur einer 90°-Néelwand für eine 5 nm dicke Schicht verglichen mit der analytischen Lösung ohne Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils. Man erkennt, daß sich dieser Wandtyp prinzipiell genau so verhält wie die zuvor analysierte 180°-Néelwand bei uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie. Durch das von ihr selbst hervorgerufene Magnetfeld zieht sich die Wand im Innenbereich zusammen und bildet im Außenbereich Ausläufer, die sich weit in die Domänen hinein erstrecken. Man beachte aller-

dings, daß die y-Achse hier gegenüber Abbildung (II10a) vergrößert dargestellt ist, da α innerhalb der 90°-Wand nur zwischen $\frac{1}{\sqrt{2}}$ und 1 variiert.

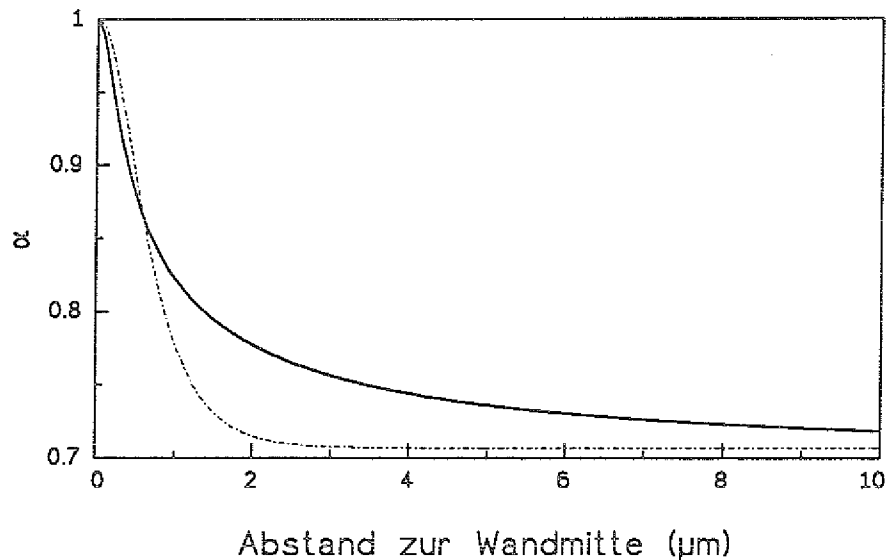


Abbildung II15: Berechnetes Magnetisierungsprofil einer 90°-Néelwand im Fall biaxialer magnetokristalliner Anisotropie; Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$. Rechnung mit Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils (durchgezogene Linie) im Vergleich zur Lösung ohne Einbeziehung dieses Energieanteils (gestrichelte Linie)

Da sich die Magnetisierung innerhalb dieses Wandtyps nur um 90° dreht, ist die magnetostatische Energie gegenüber der 180°-Wand reduziert. Auf Grund der quadratischen Abhängigkeit der magnetostatischen Energie von der Poldichte folgt aus dem reduzierten Drehwinkel, daß der magnetostatische Energieanteil der 90°-Néelwand nicht nur absolut kleiner wird, sondern auch relativ im Vergleich zu den anderen Energieanteilen abnimmt [88]. Dies ist in Abbildung (II16) klar zu erkennen, wo die Gesamtenergie, wie auch die Einzelenergiebeiträge, normiert auf die Wandfläche als Funktion der Schichtdicke dargestellt sind. Prinzipiell zeigen die Energien für die 90°-Wand dieselbe Abhängigkeit von den anderen Materialparametern wie die zuvor besprochene 180°-Wand bei uniaxialer Anisotropie. Nur ist die relative Größe der magnetostatischen Energie reduziert, was in Abbildung (II16) dadurch zum Ausdruck kommt, daß dieser Energieanteil erst bei einer sehr viel größeren Schichtdicke b im Vergleich zur Abbildung (II12a) der größte Energiebeitrag wird, obwohl für die Rechnung dieselben Materialparameter A , K und M_s verwendet worden sind.

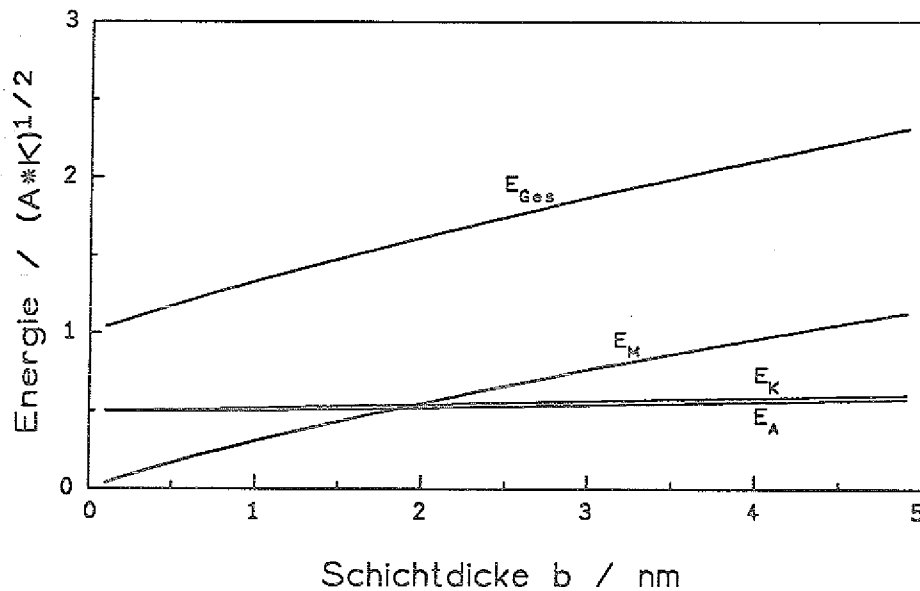


Abbildung II16: Darstellung der Wandenergie und der Wandenergieanteile, normiert auf die Wandfläche, für eine 90°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie als Funktion der Schichtdicke b ; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ emu

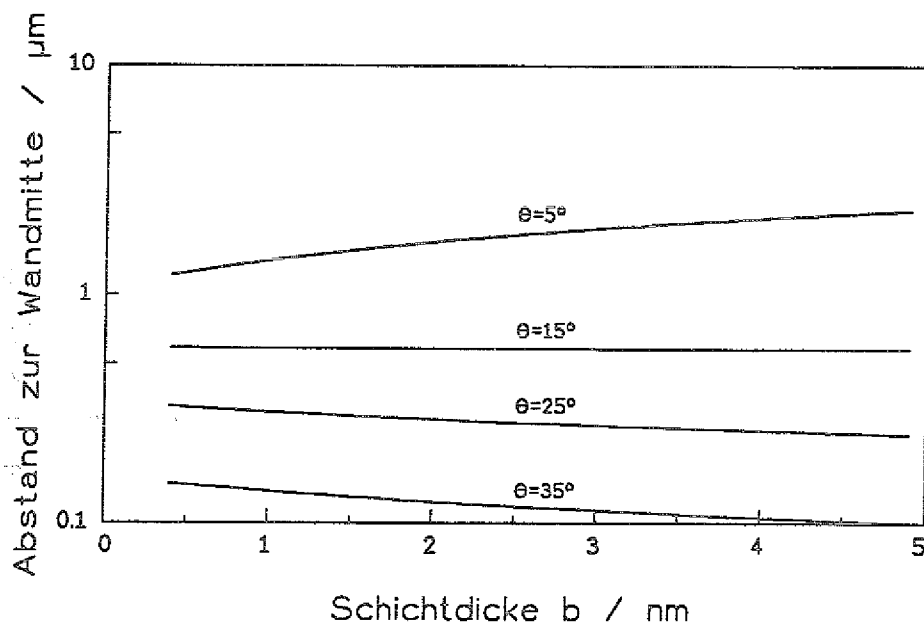


Abbildung II17: Darstellung der Abstände d_Θ als Funktion der Schichtdicke b ; d_Θ ist der Abstand des Punktes von der Wandmitte, der eine bestimmte Magnetisierungsorientierung (Winkel Θ) bezüglich der Domänenmagnetisierung hat; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_s = 800$ emu

Dennoch bewirkt auch in diesem Fall der 90° -Wand eine Zunahme des magnetostatischen Energiebeitrags wiederum eine Modifikation der Néelwandstruktur. Dies wird an Hand von Abbildung (II17) deutlich, wo als Funktion der Schichtdicke und dementsprechend auch als Funktion des magnetostatischen Energiebeitrags der Abstand d_Θ einiger Punkte zur Wandmitte dargestellt ist, die einen festen Magnetisierungswinkel Θ bezüglich der Domänenmagnetisierung aufweisen. Für die kleinen Winkel, die den Außenbereich der Wand repräsentieren, ergibt sich mit der Schichtdicke eine Zunahme der Abstände d_Θ , was der Ausbildung der Wandausläufer entspricht. Für die Bereiche nahe der Wandmitte sinken die Abstände d_Θ mit wachsender Schichtdicke ab, was ein Zusammenziehen der Wand im inneren Bereich beschreibt. Qualitativ zeigt die 90° -Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie also das gleiche Verhalten wie die 180° -Néelwand im Fall uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie.

II. 4. 6. 180° -Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie

In dünnen Schichten mit biaxialer magnetokristalliner Anisotropie können neben 90° -Néelwänden auch 180° -Néelwände auftreten. Dieser zusätzliche Wandtyp weist nun im Gegensatz zu den beiden zuvor besprochenen Fällen die Besonderheit auf, daß sich die Magnetisierung in der Wandmitte durch eine magnetokristalline Vorzugsachse dreht. Das hat zur Folge, daß eine derartige Wand bei Vernachlässigung der magnetoelastischen Kopplung, sowie des magnetostatischen Energieanteils in zwei 90° -Wände zerfällt, also instabil ist [29]. Demnach wird hier zunächst die Frage untersucht, ob eine 180° -Néelwand in ultradünnen Schichten mit biaxialer magnetokristalliner Anisotropie überhaupt stabil ist.

In massiven Materialien mit kubischer Symmetrie kann die Stabilisierung von 180° -Wänden durch die Einbeziehung der magnetoelastischen Kopplung erklärt werden, die in diesem Fall wie eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie wirkt [29,89]. In ultradünnen Schichten ist jedoch der Einfluß des magnetoelastischen Effekts auf die magnetische Mikrostruktur sehr gering, wie in Kapitel II.3. erläutert wurde. Allerdings führt auch eine beliebig kleine, aber von null verschiedene magnetoelastische Kopplungskonstante zu einer 180° -Wand mit endlicher Breite, die dann hinsichtlich ihrer Struktur sehr genau durch zwei benachbarte, aber dennoch getrennte 90° -Wände beschrieben werden kann [29].

Im folgenden wird nun untersucht, welche Auswirkung die magnetostatische Energie auf die Stabilität der 180° -Néelwände in ultradünnen Schichten hat. Abbildung (II18) zeigt eine berechnete Néelwandstruktur für eine 5 nm dicke Schicht ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Energie im Vergleich zu einer Strukturberechnung, die diesen

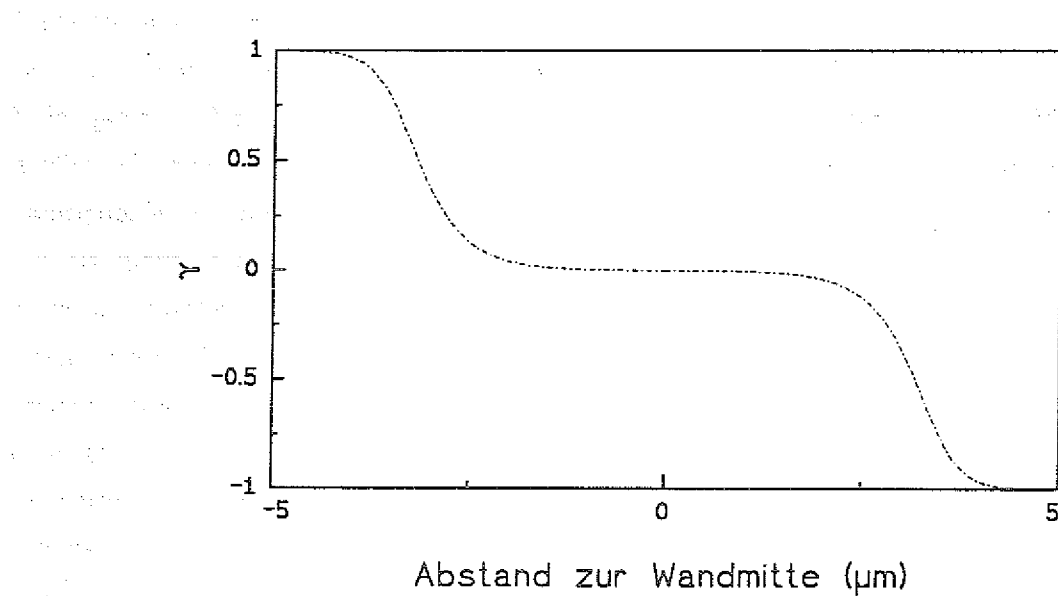


Abbildung II18a: Berechnetes Magnetisierungsprofil einer 180° -Néelwand im Fall biaxialer magnetokristalliner Anisotropie ohne Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils; Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$

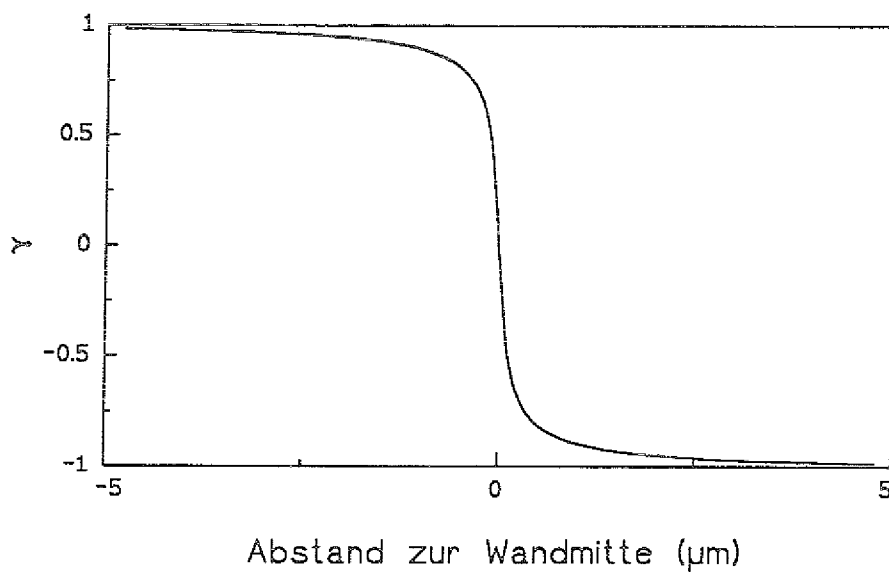


Abbildung II18b: Berechnetes Magnetisierungsprofil einer 180° -Néelwand im Fall biaxialer magnetokristalliner Anisotropie mit Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils; Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$

Energiebeitrag miteinbezieht. Man erkennt, daß die 180° -Wand ohne magnetostatischen Energieanteil in zwei 90° -Wände zerfällt, die sich gegenseitig abstoßen und somit an den Rand des gewählten Rechnungsbereiches laufen. Im Gegensatz dazu zeigt die Rechnung mit Berücksichtigung des Feldenergieanteils (Abbildung (II18b)) nur eine 180° -Wand, die nicht aufspaltet. Demzufolge verhindert das von der Néelwand selbst hervorgerufene Magnetfeld ein Auseinanderlaufen in zwei 90° -Wände, was von Scheinfein et al. [90] in analoger Weise für 180° -Blochwände in dicken Schichten gezeigt worden ist. Zur weiteren Analyse ist das von einer Struktur entsprechend Abbildung (II18a) hervorgerufene magnetische Feld $H_x(x)$ in Abbildung (II19) dargestellt, das sich bei einer nachträglichen Berücksichtigung der magnetostatischen Feldenergie ergibt. Man erkennt, daß die Feldstärke nicht symmetrisch bezüglich der einzelnen 90° -Wand, sondern nur symmetrisch bezüglich der Gesamtstruktur ist. Ferner ist zu erkennen, daß die Feldstärke im gesamten mittleren Bereich negativ ist und somit einen ungünstigen positiven Energiebeitrag liefert. Folglich bewirkt die magnetostatische Energie eine Verkleinerung dieses Mittelbereiches, d.h. die beiden 90° -Wände laufen zu einer 180° -Wand zusammen. Dieses wird auch an Hand von Abbildung (II20) deutlich, wo die Gesamtenergie der Wandstruktur als Funktion des Abstandes der 90° -Wände voneinander aufgetragen ist. Im Falle der Einbeziehung der magnetostatischen Energie erhält man hierbei ein Minimum der Gesamtenergie, das gerade der in Abbildung (II18b) dargestellten 180° -Wand entspricht.

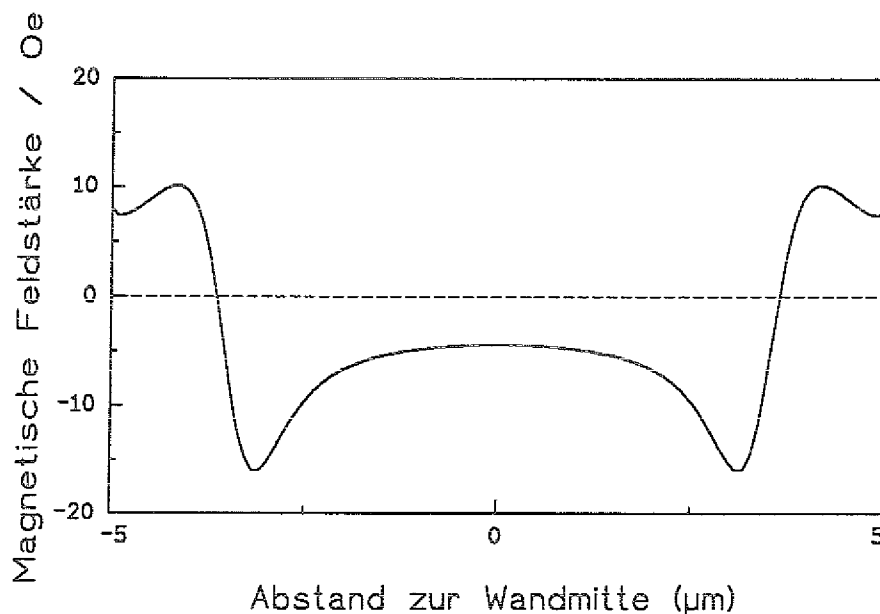


Abbildung II19: Darstellung der durch eine Wandstruktur nach Abbildung (II18a) erzeugten magnetischen Feldstärke H_x , parallel zur Wandnormalen, bei nachträglicher Berücksichtigung einer Magnetisierung von $M_s = 800 \text{ emu}$

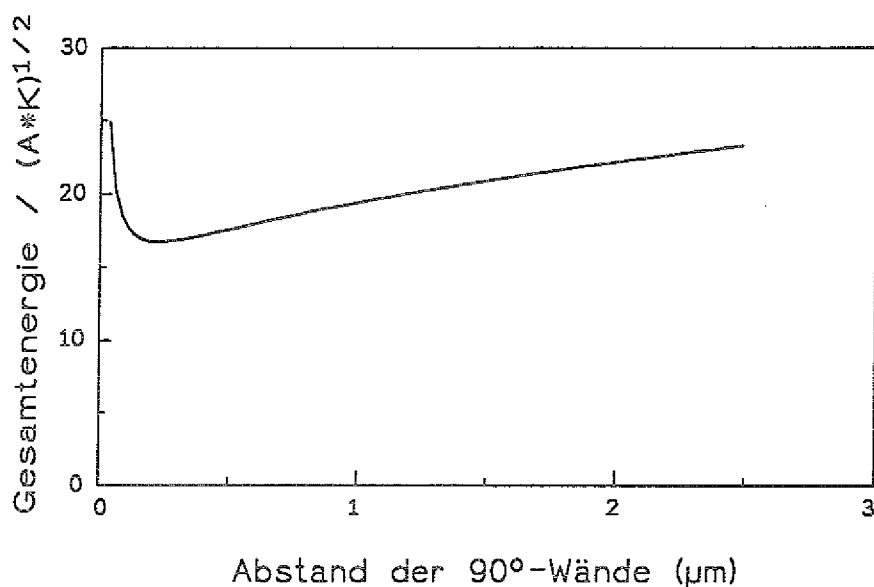


Abbildung II20: Darstellung der Gesamtenergie einer 180°-Wand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie als Funktion des Abstandes der beiden 90°-Wandmittelpunkte; Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$

Abbildung (II20) entnimmt man ebenfalls, daß die Gesamtenergie zweier isolierter 90°-Wände mit wachsendem Abstand voneinander zunimmt und folglich auch der magnetostatische Energieanteil zweier isolierter 90°-Wände größer ist als der einer 180°-Wand. Dieses Ergebnis steht allerdings im scheinbaren Widerspruch zu der im vorherigen Abschnitt diskutierten Tatsache, daß die magnetostatische Energie einer 90°-Wand sehr viel kleiner ist als die einer entsprechenden 180°-Wand. Der Grund für diese Diskrepanz ist, daß die beiden beim Zerfall der in Abbildung (II20) angenommenen 180°-Wand entstehenden 90°-Wände fehlorientiert sind. Dementsprechend sind die parallel zur Wandnormalen liegenden Magnetisierungskomponenten in den beiden angrenzenden Domänen nicht gleich und erhöhen somit die magnetostatische Energie im Vergleich zur richtig orientierten 90°-Wand. Folglich besagt die an Hand von Abbildung (II19) und (II20) angestellte Energie- und Stabilitätsbetrachtung nur, daß eine richtig orientierte 180°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie nicht in zwei parallele, fehlorientierte 90°-Wände zerfallen kann, wenn man den magnetostatischen Energieanteil berücksichtigt. Dies bedeutet nicht, daß der Zerfall in zwei parallele 90°-Wände auch für beliebige 180°-Wandorientierungen verboten ist. Auch darf man aus dieser Betrachtung nicht folgern, daß die richtig orientierte 180°-Néelwand stabil ist, da das hier benutzte Berechnungsverfahren, wie auch die Berechnungen anderer Autoren [80,86,88,90-93] nur einen eingeschränkten Bereich der Variationen ΔM erfassen. Ein Beweis für die von der magnetostatischen Energie bewirkte Stabilität der 180°-Wand in Materialien mit biaxialer magnetokristalliner Anisotropie kann demnach so nicht erbracht werden. Anderslautende Äußerungen von

Scheinfel et al. [90], daß derartige 180°-Blochwände alleine durch die Berücksichtigung der magnetostatischen Energie an der Oberfläche auch im Innern nicht auseinanderlaufen, müssen angezweifelt werden, bzw. sind zumindest nicht durch die gemachten Rechnungen belegt.

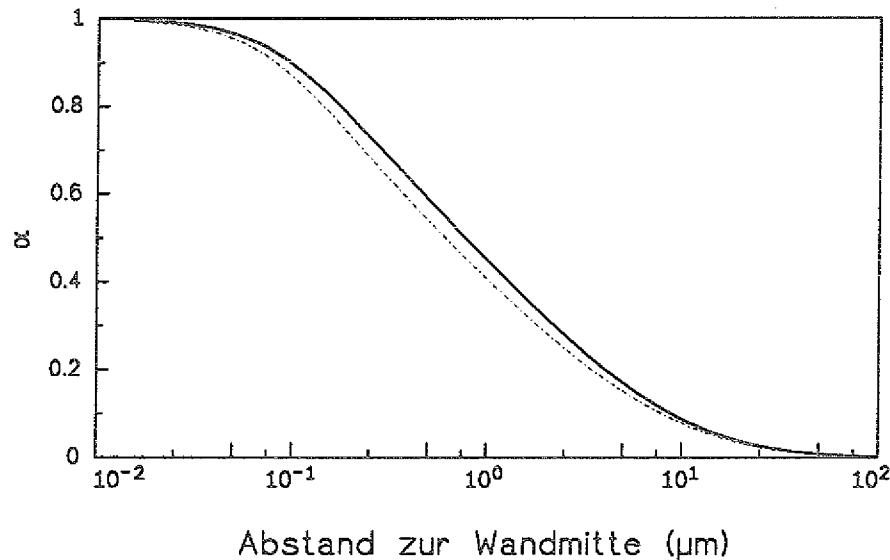


Abbildung II21: Berechnetes Magnetisierungsprofil einer 180°-Néelwand im Fall biaxialer magnetokristalliner Anisotropie (durchgezogene Linie) im Vergleich zum Fall der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropie (gestrichelte Linie); Schichtparameter: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 800 \text{ emu}$

Abbildung (II21) zeigt die unter Einbeziehung der magnetostatischen Energie berechnete Struktur einer 180°-Néelwand für biaxiale Anisotropie (durchgezogene Linie) im Vergleich zur uniaxialen Anisotropie (gestrichelte Linie). Man erkennt, daß beide Wände lange Ausläufer in die angrenzenden Domänen aufweisen, die nahezu gleich sind, da sich die Anisotropien in der Nähe der Domänenvorzugsrichtung nicht wesentlich voneinander unterscheiden. Hier ist $\gamma^2 \approx 1$ und damit gilt für die biaxiale magnetokristalline Energiedichte

$$E_K = K \alpha^2 \gamma^2 \approx K \alpha^2 \quad (\text{II32})$$

Dies entspricht aber gerade der uniaxialen magnetokristallinen Energiedichte. Da der magnetostatische Energiebeitrag auf Grund desselben Gesamtdrehwinkels ebenfalls nahezu gleich ist, und die Austauschenergie im Außenbereich vernachlässigt werden kann, zeigen die Ausläufer der Wand für beide Fälle dieselbe Charakteristik. Weiterhin erkennt man an Hand von Abbildung (II21), daß die 180°-Néelwand im Fall biaxialer Anisotropie in der Wandmitte weiter

ist als die Wand bei uniaxialer Anisotropie, was mit Rechnungen für Blochwände bei dickeren Schichten übereinstimmt [90]. Ursache dieser Aufweitung ist die Tatsache, daß sich die Magnetisierung im Fall der biaxialen Anisotropie in der Wandmitte durch eine kristallographische Vorzugsachse dreht. Dies wird auch in Abbildung (II22) deutlich, in der die Volumen-Energiedichten als Funktion des Abstandes von der Wandmitte aufgetragen sind. Im Unterschied zum Fall der uniaxialen Anisotropie in Abbildung (II11) geht hier die magnetokristalline Energiedichte in der Wandmitte auf null zurück, was das Aufweiten der Wand in der Nähe der Mitte energetisch bevorzugt. Ansonsten zeigen die Energiedichten dieselbe Charakteristik wie bei Wänden mit uniaxialer Anisotropie. Dementsprechend ist auch hier wieder der Betrag der magnetostatischen Energiedichte aufgetragen, da dieser Energieanteil im Außenbereich negativ ist.

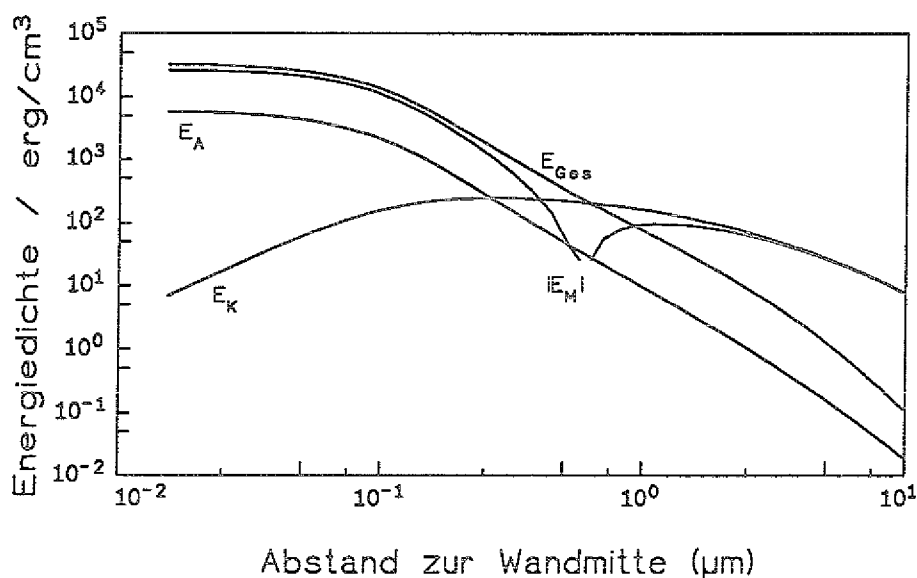


Abbildung II22: Volumenenergiedichten der 180° -Néelwand nach Abbildung (II18b) als Funktion des Abstandes von der Wandmitte. Die magnetostatische Energiedichte ist betragsmäßig dargestellt, da sie im Außenbereich negativ ist.

Abbildung (II23) zeigt die Gesamtenergie, sowie die Einzelenergiebeiträge, normiert auf die Wandfläche, als Funktion der Schichtdicke b . Es zeigt sich nahezu das gleiche Verhalten wie im Fall der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropie, nur ist der absolute Wert der Anisotropie- bzw. Austauschenergie, und demzufolge auch der Gesamtenergie für Wände mit biaxialer Anisotropie geringer. Es ist aber ebenfalls zu erkennen, daß in diesem Fall die Anisotropie- und Austauschenergie, bezogen auf ihrem Wert bei $b = 0$, mit wachsender

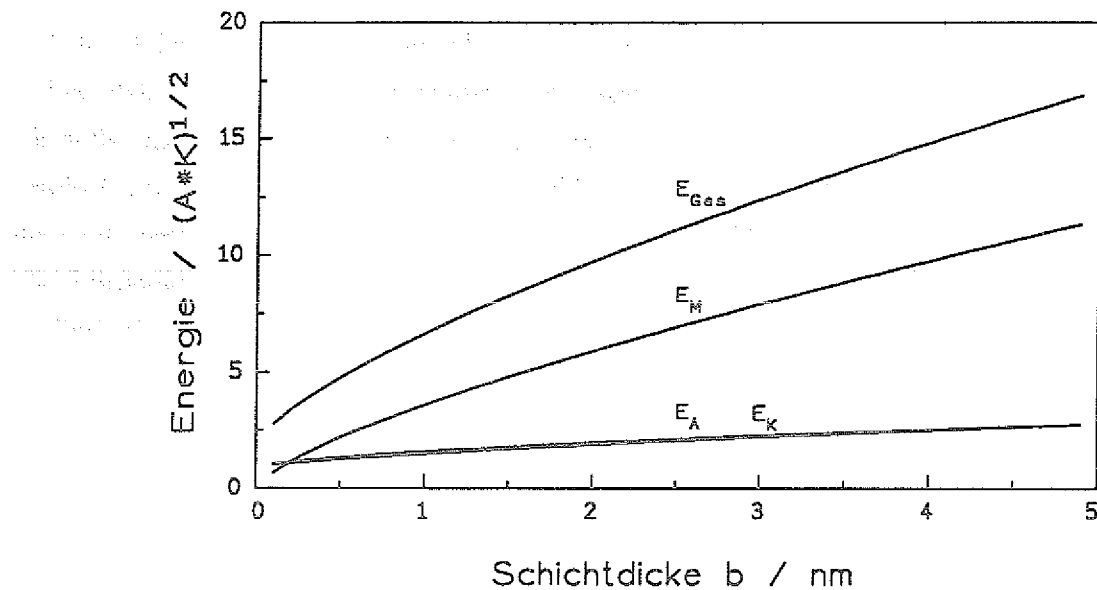


Abbildung II23: Darstellung der Wandenergie und der Wandenergieanteile, normiert auf die Wandfläche, für eine 180°-Néelwand bei biaxialer magnetokristalliner Anisotropie als Funktion der Schichtdicke b ; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_S = 800$ emu

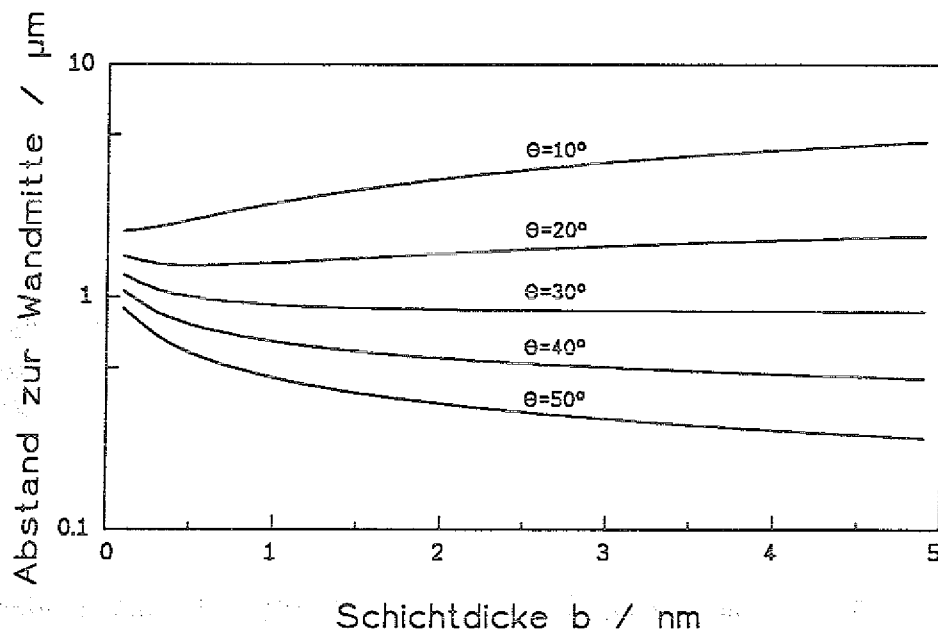


Abbildung II24: Darstellung der Abstände d_Θ als Funktion der Schichtdicke b ; d_Θ ist der Abstand des Punktes von der Wandmitte, der eine bestimmte Magnetisierungsorientierung (Winkel Θ) bezüglich der Domänenmagnetisierung hat; Schichtparameter: $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, $K = 1000$ erg/cm³, $M_S = 800$ emu

Schichtdicke sehr viel stärker ansteigen, da auch die Änderung der Wandstruktur mit wachsender Schichtdicke im Fall biaxialer Anisotropie sehr viel größer ist. Denn erst durch die Einbeziehung des magnetostatischen Energieanteils, d.h. einer nicht verschwindenden Schichtdicke b , ergibt sich ja, wie zuvor gezeigt, eine 180° -Wand mit endlicher Breite.

Abbildung (II24) zeigt die mit der Schichtdicke b verbundene Änderung der Wandstruktur, analog der Darstellung in Abbildung (II13). Man erkennt, daß sich die Wandstruktur für beide Anisotropietypen im Bereich größerer Schichtdicken, bzw. im Bereich eines dominierenden magnetostatischen Energieanteils in gleicher Weise verhält, d.h. lange Ausläufer im Außenbereich hat und sich in der Wandmitte zusammenzieht. Die in Abbildung (II24) aufgetragenen Abstände steigen allerdings im Bereich kleiner Schichtdicken mit abnehmender Schichtdicke für beliebige Winkel an. Ein derartiges Verhalten belegt, daß die 180° -Wand im Fall der biaxialen Anisotropie im Bereich kleiner magnetostatischer Energieanteile in zwei 90° -Wände aufspaltet. Dies stellt den wesentlichen Unterschied zur 180° -Néelwand bei uniaxialer Anisotropie dar, da diese nicht aufspalten kann und dementsprechend für beliebige Schichtdicken b stabil ist. Für große magnetostatische Energieanteile sind beide Wandtypen aber sehr ähnlich und weisen vor allem im Bereich der Ausläufer eine fast identische Struktur auf. Auch zeigt die Abhängigkeit der Wandenergie von A und K für den Fall der biaxialen Anisotropie die gleiche Charakteristik wie im uniaxialen Fall, nur ist der Grenzwert bei verschwindendem magnetostatischen Energieanteil nicht $4\sqrt{AK}$, sondern $2\sqrt{AK}$.

Abbildung (II24) zeigt die mit der Schichtdicke b verbundene Änderung der Wandstruktur, analog der Darstellung in Abbildung (II13). Man erkennt, daß sich die Wandstruktur für beide Anisotropietypen im Bereich größerer Schichtdicken, bzw. im Bereich eines dominierenden magnetostatischen Energieanteils in gleicher Weise verhält, d.h. lange Ausläufer im Außenbereich hat und sich in der Wandmitte zusammenzieht. Die in Abbildung (II24) aufgetragenen Abstände steigen allerdings im Bereich kleiner Schichtdicken mit abnehmender Schichtdicke für beliebige Winkel an. Ein derartiges Verhalten belegt, daß die 180° -Wand im Fall der biaxialen Anisotropie im Bereich kleiner magnetostatischer Energieanteile in zwei 90° -Wände aufspaltet. Dies stellt den wesentlichen Unterschied zur 180° -Néelwand bei uniaxialer Anisotropie dar, da diese nicht aufspalten kann und dementsprechend für beliebige Schichtdicken b stabil ist. Für große magnetostatische Energieanteile sind beide Wandtypen aber sehr ähnlich und weisen vor allem im Bereich der Ausläufer eine fast identische Struktur auf. Auch zeigt die Abhängigkeit der Wandenergie von A und K für den Fall der biaxialen Anisotropie die gleiche Charakteristik wie im uniaxialen Fall, nur ist der Grenzwert bei verschwindendem magnetostatischen Energieanteil nicht $4\sqrt{AK}$, sondern $2\sqrt{AK}$.

III. Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA)

III. 1. Funktionsweise

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zur Domänen- und Domänenwandstruktur in ultradünnen Schichten sind mittels eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) durchgeführt worden. Neben der hohen lateralen Auflösung [94-97], ist dieser Mikroskoptyp in ganz besonderer Weise dazu geeignet, ultradünne Schichten hinsichtlich ihrer magnetischen Struktur zu untersuchen. Der ihm zu Grunde liegende Kontrastmechanismus ist ein Oberflächeneffekt und erzeugt dementsprechend schon für Schichten von wenigen Monolagen Schichtdicke einen ausreichenden Kontrast [44-47,98-104]. Die Funktionsweise des REMPA wird in einer Reihe von Arbeiten [20,21,105,106] ausführlich besprochen. Das in der hier vorliegenden Arbeit benutzte Mikroskop ist in einem Übersichtsartikel von Oepen und Kirschner [21], vor allem auch hinsichtlich des experimentellen Aufbaus, detailliert dargestellt.

Ferromagnetische Materialien sind dadurch gekennzeichnet, daß ihre Elektronen eine Polarisation aufweisen, d.h. ihre Elektronenspins auf Grund der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung im Mittel eine präferentielle Orientierung haben [24,25]. Dies ist in Abbildung (III1) an Hand der Pfeile schematisch dargestellt. Folglich sind auch die von ferromagnetischen Materialien emittierten Sekundärelektronen polarisiert [6,107-109]. Ihre Polarisation $\vec{P}$ ist allgemein definiert als [110]:

$$P_{\vec{e}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (\text{III1})$$

mit $P_{\vec{e}}$ als der Polarisationskomponente in Richtung von $\vec{e}$ und N^+ bzw. N^- als der Anzahl der Elektronen mit Spinausrichtung parallel bzw. antiparallel zu $\vec{e}$. Da die Sekundärelektronen auf Grund ihrer geringen kinetischen Energie nur eine sehr kleine mittlere freie Weglänge im Festkörper haben, werden die tatsächlich austretenden Sekundärelektronen in einer sehr dünnen, ca. 1 nm dicken Schicht an der Oberfläche erzeugt [111]. Dementsprechend sind ihre Polarisationsseigenschaften durch den Magnetisierungszustand dieser Oberflächenschicht bestimmt, bzw. durch eine Messung der Polarisation der Sekundärelektronen ist man in der Lage, den Magnetisierungszustand der Oberfläche zu analysieren [112,113]. Folglich ist die Polarisationsmessung von Sekundärelektronen besonders geeignet, ultradünne ferromagnetische Schichten hinsichtlich ihrer magnetischen Eigenschaften zu untersuchen, da das gesamte Signal ohnehin nur in einer extrem dünnen Oberflächenschicht erzeugt wird.

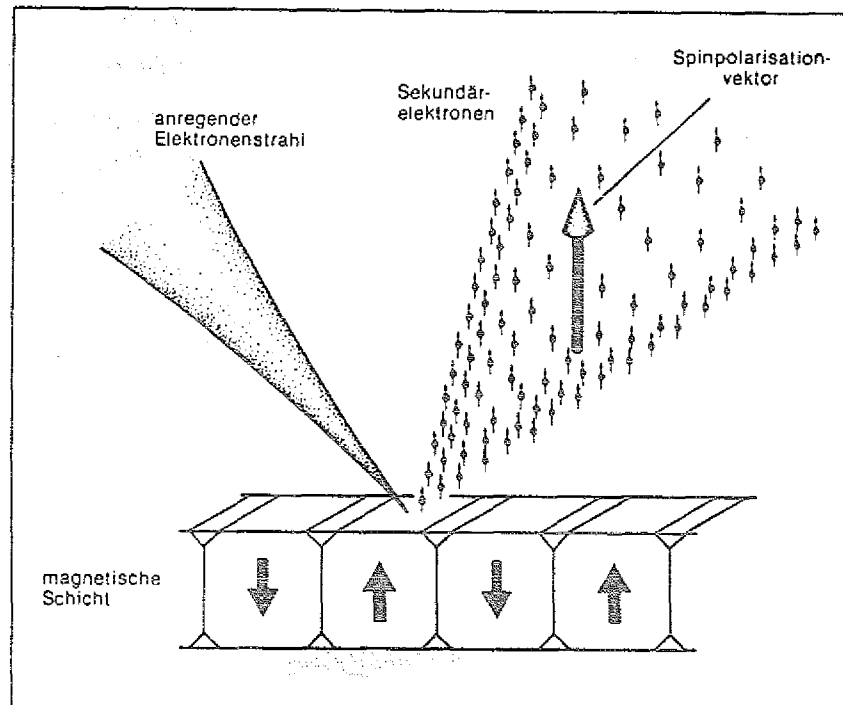


Abbildung III.1: Funktionsprinzip eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA). Die Pfeile geben die Richtung der Polarisation an, sowohl für die Festkörperelektronen in der Probe, wie auch für die Sekundärelektronen. In dieser schematischen Darstellung sind die Sekundärelektronen vollständig polarisiert, d.h. $P_{SE} = 1$

Benutzt man zur Erzeugung von Sekundärelektronen einen fokussierten Primärelektronenstrahl, so ist die Emission der Sekundärelektronen auf einen Bereich mit sehr geringer lateraler Ausdehnung beschränkt. Rastert man den primären Elektronenstrahl sukzessive über die Probe und mißt die Sekundärelektronenpolarisation als Funktion des Ortes, so ist man in der Lage die mikromagnetische Struktur der Probenoberfläche zu analysieren bzw. mikroskopisch abzubilden [20,21,105,106].

Das REMPA als mikroskopische Technik zur Abbildung von magnetischen Oberflächenstrukturen unterscheidet sich vom herkömmlichen Rasterelektronenmikroskop (REM) prinzipiell also nur dadurch, daß die Sekundärelektronen hinsichtlich ihrer Polarisation analysiert werden.

III. 2. Experimenteller Aufbau des REMPA

Ein REMPA besteht im wesentlichen aus zwei Komponenten, einer fokussier- und rasterbaren Primärelektronenquelle und einem Polarisationsanalysator. Beide sind zusammen mit der zu untersuchenden Probe in einer Ultrahochvakuum(UHV)-Kammer angebracht, wie es in Abbildung (III2) schematisch dargestellt ist. Das UHV ist für den Betrieb eines REMPA unabdingbar, da die Polarisation der Sekundärelektronen sehr oberflächenempfindlich ist und somit eine unmagnetische Kontaminations- bzw. Deckschicht diese Polarisation und damit das gemessene Signal drastisch reduziert [112-114]. Hieraus folgt ebenfalls die Notwendigkeit, die zu untersuchenden Proben in-situ zu präparieren. Der in dieser Arbeit benutzte experimentelle Aufbau hat einen Basisdruck von $p = 4 \cdot 10^{-11}$ mbar.

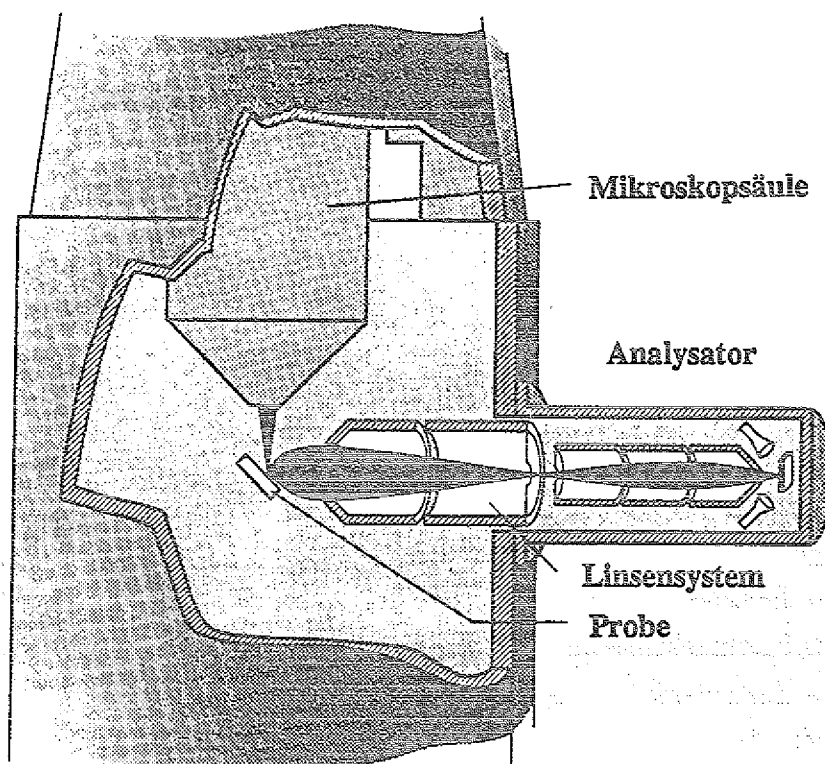


Abbildung III2: schematische Darstellung des REMPA-Aufbaus: Die Mikroskopsäule liefert einen Strahl unpolarisierter Primärelektronen, der auf die Probe fokussiert wird. Die von der Probe emittierten Sekundärelektronen werden von einer elektrostatischen Elektronenoptik in den Polarisationsdetektor transferiert.

Als Primärelektronenquelle dient hier die Mikroskopsäule eines Hitachi S-800 Rasterelektronenmikroskop mit Feldemissionskathode. Durch die Benutzung einer Feldemissionskathode läßt sich mit dieser Elektronenquelle schon für niedrige Primärelektronenenergien ($E_p = 1\text{keV}$) eine sehr gute Auflösung ($< 50\text{ nm}$) erzielen [21]. Die mikroskopischen Untersuchungen bei niedrigen Primärenergien ($E_p = 1\text{-}5\text{ keV}$) bieten gegenüber höheren Primärenergien den Vorteil, daß die Sekundärelektronenausbeute und somit das Signal zu Rausch-Verhältnis besser ist [21].

Bei dem Detektor selbst handelt es sich um einen sogenannten LEED-Detektor, der in [115] hinsichtlich seines Aufbaus und der ihm zugrunde liegenden physikalischen Phänomene detailliert dargestellt ist. Der Detektor besteht aus einem W(100)-Kristall, auf den die zu analysierenden Elektronen mit nahezu senkrechter Inzidenz einfallen. Die Intensität der elastisch reflektierten Elektronen weist dabei eine räumliche Asymmetrie auf, die von der Polarisierung der einfallenden Elektronen abhängig ist. Diese Asymmetrie wird nun mit Hilfe von Elektrendetektoren (Channeltrons) gemessen und ist somit ein Maß für die Sekundärelektronenpolarisation selbst. Standardmäßig wird für diesen Detektortyp die Intensitätsasymmetrie A zwischen je zwei (2,0)-Beugungsreflexen mit antiparallelem Beugungsvektor gemessen, wobei A als [21,115]:

$$A = \frac{N^a - N^b}{N^a + N^b} \quad (\text{III2})$$

definiert ist und N^a, N^b die Intensitäten der entsprechenden (2,0)-Reflexe a, b sind. Mit einem derartigen LEED-Detektor lassen sich die beiden, senkrecht zur Oberflächennormalen stehenden Komponenten der Polarisation $\vec{P}$ bestimmen [115,116]. Die senkrecht zur jeweiligen Streuebene stehende Polarisationskomponente P_i erhält man durch

$$P_i = \frac{1}{S} A \quad (\text{III3})$$

wobei die Detektorempfindlichkeit S für die benutzte kinetische Energie der Elektronen im Detektor ($E_{\text{kin}} = 105\text{ eV}$) und senkrechte Inzidenz $S = -0,25$ beträgt [21]. Das in dieser Arbeit benutzte REMPA verfügt über zwei, senkrecht zueinander angebrachte LEED-Detektoren, die je zwei Polarisationskomponenten messen können. Somit lassen sich alle 3 Komponenten der Sekundärelektronenpolarisation $\vec{P}_{SE}$ bestimmen, d.h. die Sekundärelektronen sich bezüglich ihrer Polarisation $\vec{P}_{SE}$ vollständig charakterisieren.

Der experimentelle Aufbau des REMPA beinhaltet neben dem eigentlichen Mikroskop zusätzlich noch eine Präparationskammer, die es erlaubt die Proben im Ultrahochvakuum zu präparieren (siehe Kapitel IV) und anschließend in die Mikroskopkammer zu transferieren.

III. 3. Der Kontrastmechanismus

Wie zuvor dargestellt, führt die in ferromagnetischen Proben existierende Polarisation der Festkörperelektronen $\vec{P}_{so}$ zu einer Polarisation der Sekundärelektronen $\vec{P}_{se}$, die im Polarisationsdetektor gemessen werden kann. Die gemessene Polarisation $\vec{P}_{se}$ hängt demnach von der Magnetisierung $\vec{M}$ der experimentell erfaßten Probenstelle ab und kann somit als Meßgröße zur kontrastreichen Abbildung der mikromagnetischen Oberflächenstruktur genutzt werden [20,21,105,106]. Allgemein existiert also ein funktionaler Zusammenhang zwischen der lokalen Magnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ und der im Detektor I gemessenen Intensitätsasymmetrie A_I :

$$A_I = f(\vec{M}(\vec{r})) \quad (\text{III4})$$

Solange A_I nur zur bildhaften Darstellungen der Domänenstruktur benutzt wird, ist der genaue funktionale Zusammenhang nach Gleichung (III4) nicht von Bedeutung. Will man aber aus den gemessenen Asymmetrien A_I auf das in der Probe vorliegende Magnetisierungsprofil $\vec{M}(\vec{r})$ zurückschließen, so benötigt man eine genauere Kenntnis der Funktion f .

Innerhalb eines ferromagnetischen Festkörpers ist die Polarisation P_{so} der Elektronen definiert als [6]:

$$P_{so} = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-} \quad (\text{III5a})$$

mit n^- und n^+ als der Anzahl der Elektronen, deren magnetisches Moment parallel bzw. antiparallel zur Probenmagnetisierung ausgerichtet ist. Folglich gilt allgemein

$$\vec{P}_{so} = -k_{so}\vec{M} \quad (\text{III5b})$$

mit k_{so} als Materialkonstanten. Experimentelle Untersuchungen der Sekundärelektronenpolarisation $\vec{P}_{se}$ für verschiedene Materialien haben gezeigt, daß im allgemeinen Fall

$$\vec{P}_{se} \neq \vec{P}_{so} \quad (\text{III6})$$

ist. Vielmehr ist $|\vec{P}_{se}|$ eine Funktion der kinetische Energie und zeigt für die 3d-Ferromagnetika einen gegenüber $|\vec{P}_{so}|$ erhöhten Wert bei niedrigen kinetischen Energien [109,117,118].

Dementsprechend hängt die gemessene Sekundärelektronenpolarisation

$$\vec{P}_{se} = g(\vec{M}(\vec{r})) \quad (\text{III7})$$

nun eben nicht mehr nur vom Material, sondern auch von der genauen Energieverteilung der gemessenen Sekundärelektronen ab. Allerdings konnten Kirschner und Suga [119] experimentell zeigen, daß $\vec{P}_{SE}$ für beliebige kinetische Energien der Sekundärelektronen antiparallel zur Probenmagnetisierung liegt, also

$$\vec{P}_{SE} = -f_{SO}^E k_{SO} \vec{M} \quad (\text{III8})$$

ist. f_{SO}^E hängt dabei sowohl vom Material, wie auch von der im Experiment erfaßten Energieverteilung der Sekundärelektronen ab.

Dieser von Gleichung (III7) zu Gleichung (III8) vollzogene Schritt ist keineswegs trivial und auch nicht allgemeingültig. Theoretische Arbeiten zeigen nämlich, daß die Polarisationsrichtung von Elektronen durch den Transport an und durch die Oberfläche durchaus verändert werden kann [120], so daß die Antiparallelität von $\vec{P}_{SE}$ und $\vec{M}$ nicht mehr gegeben ist. Somit ist die von Kirschner und Suga [119] gefundene antiparallele Ausrichtung von $\vec{P}_{SE}$ und $\vec{M}$ zunächst nur für die von ihnen untersuchte Fe(110)-Oberfläche gültig. Allerdings trifft die von ihnen angegebene Erklärung für das Ausbleiben einer Polarisationsdrehung, die niedrige Kernladungszahl Z , auch für die anderen 3d-Ferromagnetika zu.

Der LEED-Detektor erlaubt nun die Messung der Sekundärelektronenpolarisation entsprechend Gleichung (III3) und man erhält:

$$A_I = -S_{eff} f_{SO}^E k_{SO} M_I \quad (\text{III9})$$

wobei S_{eff} im Unterschied zu S die effektive mittlere Empfindlichkeit bei einer bestimmten Winkel- und Energieverteilung der Sekundärelektronen ist. Gleichung (III9) bedeutet nun im allgemeinen nicht, daß ein vom Probenort unabhängiger Zusammenhang zwischen A_I und der entsprechenden Magnetisierungskomponente M_I vorliegt, da die Sekundärelektronenwinkel- und -energieverteilung und damit S_{eff} , wie auch f_{SO}^E vom Ort abhängen können. Betrachten wir aber den hier wesentlichen Fall einer dünnen magnetischen Schicht homogener Dicke auf einem glatten Substrat, dann sind sowohl S_{eff} , wie auch f_{SO}^E ortsunabhängig und dementsprechend gilt:

$$A_I = C M_I \quad (\text{III10})$$

mit C als einer vom Probenort unabhängigen Konstanten. Auch ohne Kenntnis des exakten Wertes für C läßt sich aus einer relativen Messung der Asymmetrieverteilung $A_I(\bar{r})$ die relative Magnetisierungsverteilung $M_I(\bar{r})$ bestimmen. Darüber hinaus kann man durch die Messung

aller vektorieller Komponenten $A_i(\vec{r})$ die Magnetisierungswinkelverteilung $\vec{m}(\vec{r})$ experimentell ermitteln, wobei $\vec{m}(\vec{r})$ der Einheitsvektor in Probenmagnetisierung $\vec{M}(\vec{r})$ ist.

Damit ist also der funktionale Zusammenhang zwischen der mikromagnetischen Struktur der Oberfläche $\vec{M}(\vec{r})$ und der im REMPA gemessenen Asymmetrieverteilung $A_i(\vec{r})$ hergestellt, der notwendig ist, um die experimentellen Ergebnisse quantitativ interpretieren zu können. In diesem Zusammenhang ist ebenfalls von Bedeutung, daß topographische Strukturen von Probenoberflächen hauptsächlich nur zu einer Variation der gemessenen Sekundärelektronenintensität führen. Dies hat aber keinen Einfluß auf die experimentell bestimmte Asymmetrie A_i , da es sich hierbei um eine auf die Intensität normierte Größe handelt [21]. Somit gilt die oben abgeleitete Gleichung (III10) und auch die entsprechenden Aussagen über die Interpretierbarkeit von REMPA-Messungen in guter Näherung ebenfalls für reale Proben, die eine topographische Oberflächenstruktur aufweisen und nicht ideal glatt sind [21].

III. 4. Durchführung der REMPA-Messungen

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten REMPA-Messungen sind bei Primärelektronenenergien E_p zwischen 2 keV und 5 keV gemacht worden, um neben einer guten Auflösung auch einen hohen Sekundärelektronenstrom zu erzielen [21]. Vor jeder REMPA-Messung ist dabei das Sekundärelektronen-Intensitätsbild benutzt worden um den Primärelektronenstrahl mittels topographischer Oberflächendefekte zu fokussieren. Dies hat sich als teilweise sehr problematisch herausgestellt, da die polierten Cu-Substrate nur sehr wenige Defekte aufgewiesen haben.

Für die eigentliche REMPA-Messung wurde die Mikroskopsäule extern von einem HP 9000-Rechner gesteuert, der den Primärelektronenstrahl für eine vorgewählte Meßzeit, typischerweise 10 ms, auf einer Stelle hielt und anschließend aus den gemessenen Elektronenzählraten die Asymmetrie bestimmte. Für ein Bild wurden in der Regel 243×243 Bildpunkte gemessen, was einer Gesamtmeßzeit von ungefähr 10 min pro Bild entspricht. Die Programmsteuerung der Bildmessung enthielt zusätzlich die Option, Bilder mehrmals zu messen und anschließend aufzuaddieren, um so das Signal zu Rausch-Verhältnis zu verbessern. Die zur Bestimmung der Domänenwandstruktur gemessenen Linienprofile wurden im Unterschied dazu vielfach gemessen und aufaddiert, da für eine quantitative Auswertung ein weit besseres Signal zu Rausch-Verhältnis benötigt wird. Allerdings wurden dabei zunächst alle einzeln gemessenen Profile abgespeichert, um die Langzeitstabilität nachträglich analysieren zu können. Dies ist in Abbildung (III3) zu erkennen, wo zwei gemessene Linienprofile bildhaft dargestellt sind. Dabei entspricht eine Linie parallel zur x-Achse einem tatsächlich gemessenen Linienprofil und die t-Achse der Zeit, d.h. die nacheinander gemessenen Einzelprofile sind untereinander als Funktion

(a)

(b)

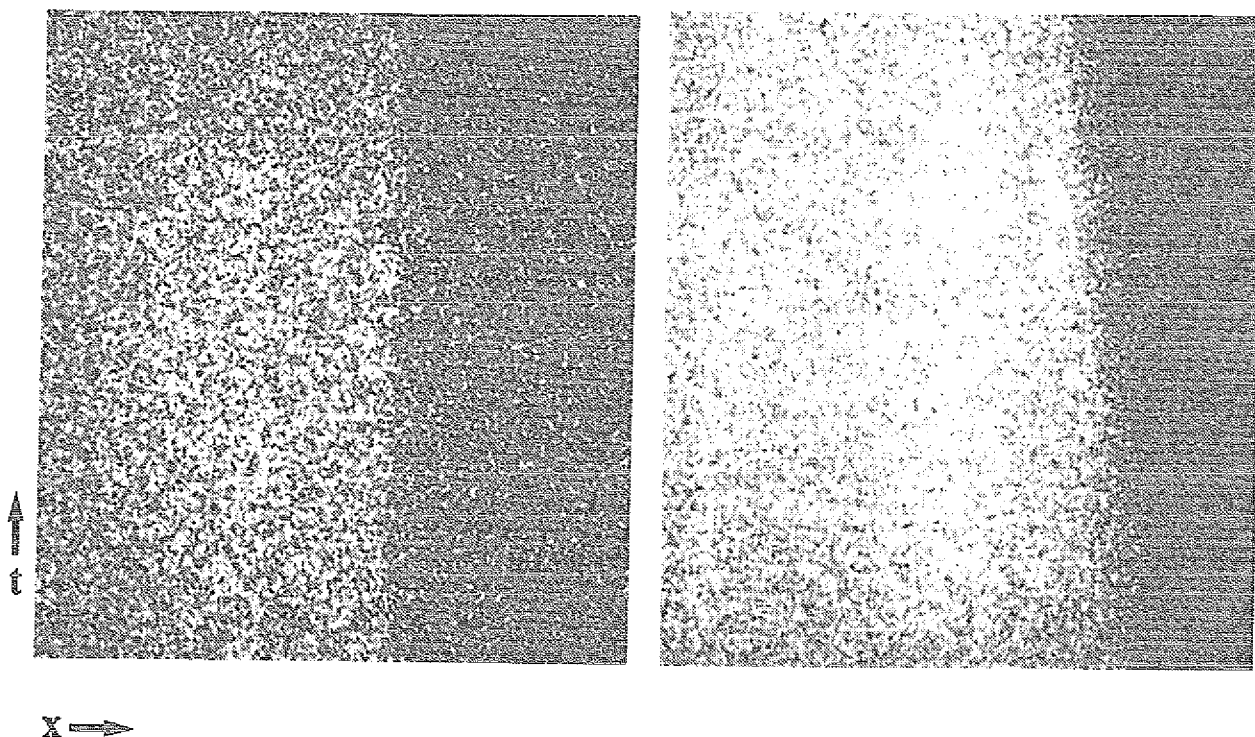
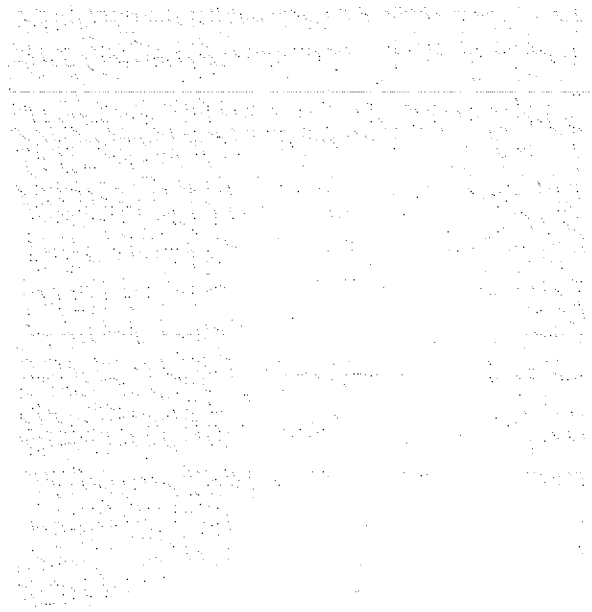


Abbildung III3: Gemessenes Linienprofil einer Domänenwand als Funktion der Zeit für eine 8 Monolagen dicke Co/Cu(100)-Schicht. Die Ortsabhängigkeit ist entsprechend der x-Achse aufgetragen (Bildweite entspricht $5 \mu\text{m}$), wohingegen der jeweilige Meßzeitpunkt durch die Position des Linienprofils auf der t-Achse wiedergegeben ist (Bildweite entspricht 10 min). Die an jedem Punkt (x,t) gemessene Asymmetrie ist als Grauwert dargestellt. (a) Messung eines zeitlich konstanten Wandprofils, (b) Messung eines Wandprofils, das eine Verschiebung der Wandmitte bezüglich des Rasterbereichs zeigt

des Meßzeitpunkts dargestellt. Die an den einzelnen Punkten gemessenen Asymmetrien sind als Grauwerte wiedergegeben. Abbildung (III3a) zeigt eine Messung, bei der man innerhalb der Meßgenauigkeit keine zeitliche Veränderung des Wandprofils erkennen kann, was zusätzlich auch durch eine quantitative Datenanalyse belegt wird. Abbildung (III3b) hingegen zeigt ein Wandprofil, bei dem sich die Wandmitte relativ zum Rasterbereich während der Messung um $0,6 \mu\text{m}$ verschoben hat. Ursache der Zeitabhängigkeit ist eine mechanische Verschiebung der Probe, was daran zu erkennen ist, daß dieser Effekt nur dann auftrat, wenn zuvor die Position der Probe mittels des Manipulators verändert worden war. Um auszuschließen, daß eine derartige zeitliche Verschiebung der Probe die experimentell ermittelten Wandprofile in nicht be-

kannter Weise beeinflusst, sind nur die Wandprofile ausgewertet worden, deren Verschiebung während der gesamten Messzeit kleiner als 150 nm war. In diesen Fällen ist dann bei der Aufsummation der Einzelprofile die ermittelte zeitliche Verschiebung entsprechend einem linearen Zeitgesetz kompensiert worden.



IV. Präparation und Eigenschaften ultradünner Kobaltschichten

IV. 1. Präparation ultradünner Metallschichten

Auf Grund moderner Präparationstechniken ist man heutzutage in der Lage, ultradünne Metallschichten im Schichtdickenbereich bis hinunter zu einer Monolage mit homogener Schichtdicke und definierter kristalliner Struktur herzustellen [64,121,122]. Durch die Wahl geeigneter Substrate kann man dabei sowohl die kristallographischen, wie auch die elektronischen Eigenschaften der aufwachsenden Schichten gezielt beeinflussen und verändern [5,14,15,39,41,123-127]. Es bietet sich auch die Möglichkeit, magnetische Schichten auf unmagnetischen Substraten aufzuwachsen, um den Ferromagnetismus ultradünner Schichten zu studieren bzw. den Übergang vom 3-dimensionalen zum 2-dimensionalen ferromagnetischen Verhalten zu untersuchen [12,13]. Die Präparation ultradünner Schichten, wie auch deren spezielle ferromagnetischen Eigenschaften sind in einer Reihe von Übersichtsartikeln detailliert dargestellt [1-3,12,13,64,121,122,128].

Um ultradünne Schichten tatsächlich in definierter und reproduzierbarer Weise herstellen zu können, ist eine Präparation der Schichten, wie auch der Substrate selbst, im UHV (typischer Druckbereich $p = 1 \cdot 10^{-10}$ mbar) erforderlich. Grund hierfür ist nicht alleine die Sauberkeit bzw. die chemische Zusammensetzung der Schicht, die durch etwaige Adsorbate aus der Gasphase verändert wird, sondern ebenfalls die Morphologie der Schicht, da der Wachstumsprozeß selbst durch die Anwesenheit von Adsorbaten modifiziert werden kann [122,129].

Bei der Schichtdeposition wird das Schichtmaterial in aller Regel mit sehr geringen Atomflußdichten (typischerweise 0,2 - 2 Monolagen pro Minute) auf das Substrat aufgedampft, um die deponierte Schichtdicke sehr genau über die Aufdampfdauer bestimmen zu können. Dabei ist sehr wichtig, daß sowohl während der Schichtdeposition, wie auch danach die Temperatur des Substrats so niedrig gehalten wird, daß eine Durchmischung von Schicht und Substrat ausgeschlossen ist. Andernfalls existiert keine scharfe Grenzfläche mehr zwischen Schicht und Substrat, was ebenfalls veränderte magnetische Schichteigenschaften zur Folge haben kann [130,131].

Neben diesen äußeren, durch das Experiment bestimmten Voraussetzungen ist für die Präparation von ultradünnen Schichten mit homogenen Eigenschaften das Materialsystem (Schicht und Substrat) selbst von entscheidender Bedeutung. Zum einen muß für das jeweilige Materialsystem ein definierter Zusammenhang zwischen kristalliner Substrat- und Schichtstruktur (Epitaxie) bestehen, und zum anderen muß darüber hinaus ein auf atomarer Skala lagenweises Wachstum vorliegen, um tatsächlich Schichten mit homogener Dicke präparieren zu können. Das lagenweise Schichtwachstum ist aber nur eine von mehreren möglichen Wachstumsfor-

men, so daß sich keineswegs für beliebige Materialkombinationen Schichten mit vergleichbarer Qualität erzeugen lassen [64,121]. Dementsprechend sind auch die Untersuchungen des Schichtwachstums für die sinnvolle Analyse der magnetischen Eigenschaften ultradünner Schichten von großer Bedeutung.

IV. 2. Experimenteller Aufbau der Präparationskammer

Abbildung (IV1) zeigt schematisch den experimentellen Aufbau der Vakuumkammer, die in dieser Arbeit zur Schichtpräparation benutzt worden ist. In der Mitte der Kammer befindet sich dabei die Probe P, die auf einem Transferstab befestigt ist, um sie nach Beendigung der Schichtpräparation im UHV in die Mikroskopkammer transferieren zu können. Weiterhin enthält die Kammer eine Ionenkanone I (Leybold-Heraeus IQE 10/35), einen mit Kobalt befüllten Elektronenstrahlverdampfer E, einen Fluoreszenzschirm F, sowie einen Zylinderspiegelanalysator CMA (Physical Instruments 10 keV) mit integraler Elektronenkanone. Der Zylinderspiegelanalysator konnte über einen Metallbalg in seiner Position verändert werden, da er für zwei verschiedene experimentelle Techniken benutzt worden ist.

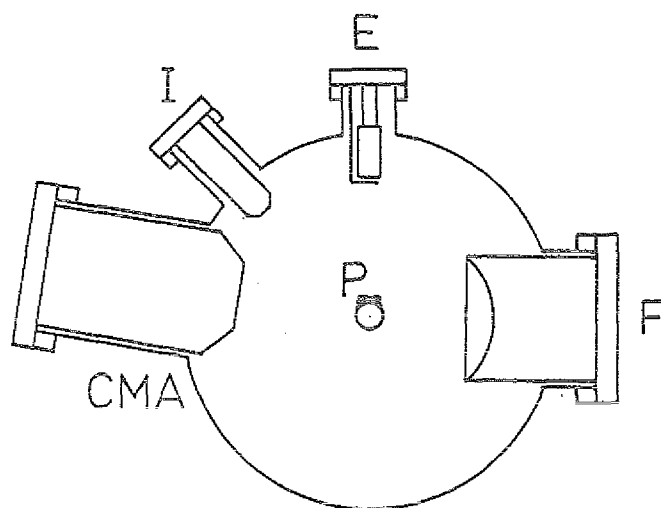


Abbildung IV1: schematische Darstellung der Präparationskammer, mit Zylinderspiegelanalysator (CMA), Probe (P), Ionenkanone (I), Elektronenstrahlverdampfer (E) und Fluoreszenzschirm (F)

Der Elektronenstrahlverdampfer besteht im wesentlichen aus einem Kobaltstab ($\varnothing 1\text{mm}$, 10mm Länge) und einer Wolfram-Glühwendel. Durch Anlegen einer positiven Hochspannung (0,8 - 1,2 kV) werden die aus der Glühwendel emittierten Elektronen auf den Kobaltstab beschleunigt (Stromstärke: 10 - 15 mA) und bringen diesen an der Spitze zum Schmelzen. Durch die Variation der Hochspannung läßt sich das Aufschmelzen des Drahtes präzise steuern, so daß sich mit einem derartigen Ofen auch sehr geringe Verdampfungsraten genau einstellen lassen. Der Verdampfer ist durch einen Tantal-Zylinder gekapselt, der nur eine etwa 3 mm große Öff-

nung in Richtung auf die Probenposition enthält und somit als Atomstrahlblende wirkt. Vor dieser Blende befindet sich noch ein weiteres Tantal-Blech, das nach der Stabilisierung der Betriebsbedingungen zur Seite gefahren werden kann, um die Deposition des Verdampfungsmaterials auf die Probe für einen definierten Zeitraum zu ermöglichen.

Nicht eingezeichnet in Abbildung (IV1) sind eine Wolfram-Glühwendel, die zur Substratheizung unter den Probenhalter geschwenkt werden konnte, sowie die vakuumtechnischen Komponenten, wie Druckmeßgeräte und Pumpen. Der Basisdruck der Präparationskammer betrug $p = 2 \cdot 10^{-10}$ mbar.

IV. 3. Durchführung der Kobaltschichtpräparation

Vor der eigentlichen Präparation der Kobaltschichten mußten zunächst die Substrate gereinigt werden. Die in dieser Arbeit benutzten Substrate waren Kupfereinkristalle mit (100)- bzw. (1113)-Oberflächenorientierung, die mit einer Genauigkeit von $0,1^\circ$ bestimmt wurde [132]. Die Substratoberflächen wurden mittels eines chemomechanischen Verfahrens poliert und hatten eine Reustraughigkeit, die kleiner als $0,05 \mu\text{m}$ war [132]. Die Kristalloberflächen wurden durch Zyklen von Argonionenbeschuß ($E_p = 0,5 - 1 \text{ keV}$, $I_{\text{ion}} = 2 \mu\text{A}$ für 10-30 min) und nachträglichem Heizen ($T_{\text{Sub}} \approx 900 \text{ K}$ für 10-15 min) präpariert. Die Sauberkeit der Oberfläche wurde mittels der Augerelektronenspektroskopie (AES) kontrolliert. Nach jeder Substratpräparation wurde ebenfalls die Kristallperfektion der Oberfläche durch die Beugung von Elektronen mittlerer kinetischen Energie ($E_{\text{kin}} = 3 - 7 \text{ KeV}$) überprüft. Dabei wurde die integrale Elektronenkanone des Zylinderspiegelanalysators benutzt, um einen Elektronenstrahl unter sehr flachem Winkel ($2^\circ - 4^\circ$ bezogen auf die Oberflächenebene) auf die Probe einfallen zu lassen. Die an der Oberfläche reflektierten und gebeugten Strahlen wurden dabei auf dem Fluoreszenzschirm F beobachtet. Da die Beugung von der Perfektion des Kristallgitters an der Oberfläche abhängt, kann mit einem derartigen MEED-Experiment (MEED = Medium Energy Electron Diffraction, engl.) die kristalline Ordnung an der Oberfläche analog zur Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED = Low Energy Electron Diffraction, engl.) überprüft werden [133]. Der Aufbau eines derartigen MEED-Experiments hat den Vorteil, daß nahezu der gesamte Halbraum oberhalb der Probenoberfläche frei bleibt und somit für zusätzliche Probenpräparations- und Analysegeräte zur Verfügung steht, die dann simultan betrieben werden können.

Zur Schichtdeposition wurde die Probe so orientiert, daß es möglich war, während des Aufdampfens MEED-Messungen durchzuführen. Die Depositionsrate betrug zwischen 0,5 und 2 Monolagen pro Minute, und die Substrattemperatur lag während des Aufdampfens bei 300 - 330 K.

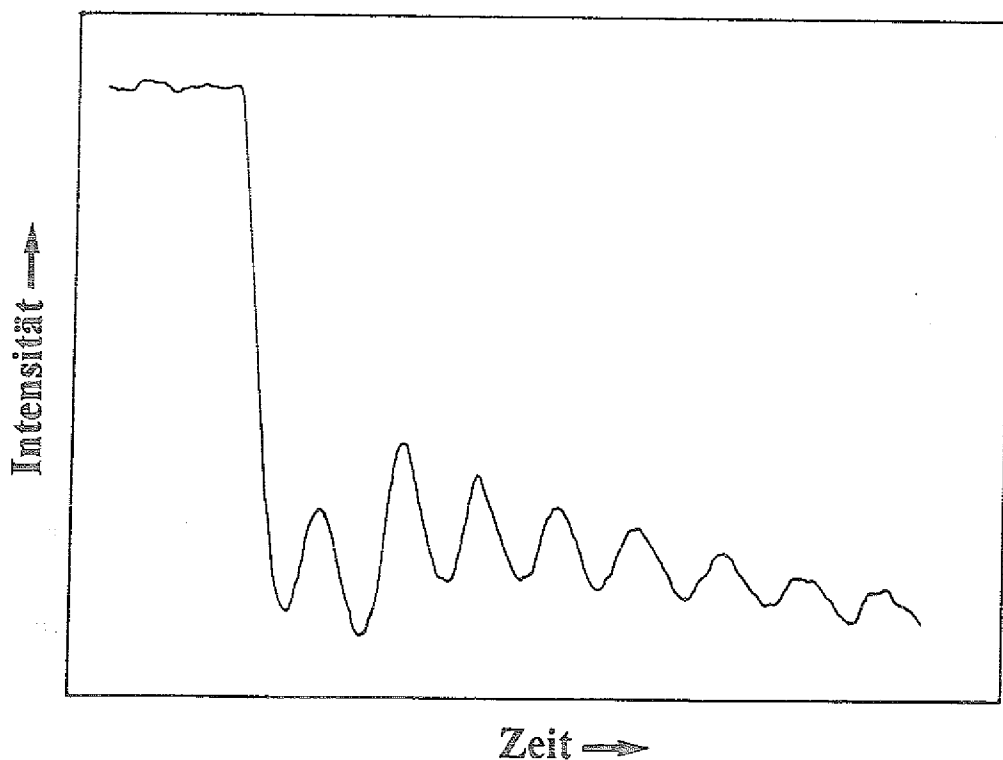


Abbildung IV2: experimentell gemessene Intensität des reflektierten Elektronenstrahls ($E_{\text{kin}} = 3,5 \text{ keV}$) während der Präparation einer Co/Cu(100)-Schicht; Das oszillatorische Verhalten der Intensität während des Aufdampfens zeigt das lagenweise Wachstum dieses Materialsystems an.

Während der Schichtdeposition wurde die Intensität des reflektierten Elektronenstrahls, d.h. des (0,0)-Reflexes mit einem Spot-Photometer als Funktion der Zeit gemessen. Abbildung (IV2) zeigt eine auf diese Weise gemessene MEED-Intensitätskurve während der Deposition einer Kobaltschicht auf einem Cu(100)-Substrat. Hervorstechendes Merkmal dieser Kurve ist die mit der Aufdampfzeit und dementsprechend mit der nominellen Schichtdicke oszillierende Intensität I . Ein derartiges Verhalten zeigt eine sich periodisch ändernde Oberflächenmorphologie an, wie sie bei einem lagenweisen Wachstum auftritt [122,133]. Von daher ist eine $I(t)$ -Kurve wie in Abbildung (IV2) ein klares Indiz für ein lagenweises Wachstum, auch wenn es für den, die Oszillationen erzeugenden Mechanismus im Detail mehrere Erklärungsmöglichkeiten geben kann [134-136]. Allerdings muß angemerkt werden, daß ein ideales Lagenwachstum mit extrem großen Wachstumsinseln keine Oszillationen zur Folge hätte. In diesem Fall ist das Schichtwachstum durch die Wanderung von atomaren Stufen auf der Oberfläche als der Wachstumsfront bestimmt, was keine detektierbare Morphologieänderung zur Folge hat [133].

Durch die Messung der MEED-Intensitätsoszillationen bietet sich neben der Überprüfung eines lagenweisen Schichtwachstums auch die Möglichkeit, die deponierte Schichtdicke direkt an der wachsenden Schicht selbst zu bestimmen. Dementsprechend sind die in dieser Arbeit angegebenen Schichtdicken für das Materialsystem Co/Cu(100) über die Anzahl der MEED-Intensitätsoszillationen gemessen worden.

Nach Abschluß der Schichtpräparation ist jeweils noch einmal ein Augerelektronenspektrum gemessen worden, um zum einen die Sauberkeit der deponierten Schicht zu testen und zum anderen, um über die Intensitätsverhältnisse der Kobalt- und Kupfer-Augerelektronenlinien die Schichtdicke unabhängig von der MEED-Messung zu überprüfen. Dabei ergaben sich im Rahmen der Meßgenauigkeit keinerlei Abweichungen zwischen den beiden Schichtdickenbestimmungen. Auch ist mittels der Augerelektronenspektroskopie überprüft worden, ob die deponierte Schichtdicke auf der gesamten Probe konstant ist, d.h. das Substrat homogen bedampft worden ist. Im Rahmen der mit der Augerelektronenspektroskopie erzielbaren Meßgenauigkeit ($\approx \pm 20\%$) konnten hierbei keine Abweichungen von einer homogenen Schichtdicke gefunden werden.

IV. 4. Eigenschaften ultradünner Co/Cu(100)-Schichten

Ultradünne Co/Cu(100)-Schichten sind schon in einer Vielzahl von Arbeiten hinsichtlich ihres Wachstums, ihrer kristallographischen, so wie ihrer magnetischen Eigenschaften untersucht worden [99-102,104,124,130,131,137-151]. Kristallographisch sind derartige Kobaltschichten dadurch charakterisiert, daß sie bis hin zu einigen 10 nm Schichtdicke als kubisch flächenzentriertes (kfz) Material auf dem ebenfalls kfz Kupfer aufwachsen, obwohl Kobalt ansonsten nur bei hohen Temperaturen ($T > 750\text{ K}$) eine kfz Kristallstruktur aufweist und bei Raumtemperatur als hexagonaler Kristall vorliegt [152-155]. Die Gitterkonstanten von Kobalt und Kupfer sind vergleichbar; dennoch führt die Gitterfehlpassung von 1,8% dazu, daß ultradünne Schichten tetragonal verzerrt sind, wobei die tetragonale Achse senkrecht zur Oberfläche steht [138,142,146]. Ultradünne Co/Cu(100)-Schichten beliebiger Schichtdicke zeigen, ebenso wie das Cu(100)-Substrat selbst, keine Rekonstruktionen [137,146].

Das Wachstum von Co/Cu(100)-Schichten ist experimentell mittels Elektronen- und Atomstreuung detailliert untersucht worden [140,142-144,146]. Dabei konnte das Lagenwachstum durch die Messung von MEED-Intensitätsoszillationen bis hin zu 60 Monolagen Schichtdicke beobachtet werden [148]. Unterhalb von 2 Monolagen ist das Wachstum von Einzelatomlagen allerdings nicht so gut ausgeprägt. Wie in Abbildung (IV2) zu erkennen ist, ist die erste Oszillation typischerweise kleiner als die Nachfolgenden, was auch in anderen Arbeiten gefunden wird [140,146]. Auch gibt es experimentelle Ergebnisse, die auf ein Doppellagenwachstum für

die ersten 2 Monolagen schließen lassen [145]. Tunnelmikroskopische Untersuchungen zeigen, daß im Schichtdickenbereich bis hin zu zwei Monolagen sowohl Einzel-, wie auch Doppellagen auftreten [149,150]. Dementsprechend ist das Wachstum im Bereich bis hin zu 2 Monolagen signifikant anders als bei größeren Schichtdicken. Die während des Wachstums entstehenden monoatomaren Inseln haben für die angegebenen Wachstumsbedingungen typischerweise eine Größe von 5-20 nm [149].

Das Materialsystem Co/Cu(100) ist demnach durch sein ausgeprägtes Lagenwachstum sehr gut geeignet, um dünne ferromagnetische Schichten mit homogener Schichtdicke und definierter kristallographischer Struktur reproduzierbar herzustellen. Es muß in diesem Zusammenhang allerdings beachtet werden, daß die lokale Schichtdicke nur einen ganzzahligen Wert von Atomlagen annehmen kann. Dementsprechend besteht beispielsweise eine nominell 5,5 Monolagen dicke Schicht selbst im Fall des idealen Lagenwachstums zu gleichen Teilen aus 5 und 6 Monolagen dicken Bereichen. Folglich ist der Begriff der Homogenität der Schichtdicke in der vorhergehenden Diskussion nur unter Einbeziehung dieser prinzipiell vorgegebenen atomaren Rauigkeit nicht ganzzahliger Schichtdicken zu verstehen.

Ultradünne Co/Cu(100)-Schichten weisen schon für eine Schichtdicke knapp oberhalb einer Monolage eine ferromagnetische Ordnung bei Zimmertemperatur auf [139,144]. Dabei liegt die Curie-Temperatur derartiger Schichten weit unterhalb des Wertes für Volumen-Kobalt und zeigt überdies eine starke Schichtdickenabhängigkeit in dem für derartige Messungen zugänglichen Schichtdickenbereich (1,5-2,5 Monolagen) [144]. Dies ist darauf zurückzuführen, daß mit abnehmender Schichtdicke der Einfluß der Oberfläche zunimmt und dort die Koordinationszahl der Atome und damit die effektive Austauschwechselwirkung reduziert ist [12,13]. Der experimentell zugängliche Schichtdickenbereich für die Messung der Curie-Temperatur T_C ist nach oben hin auf etwa 2,5 Monolagen beschränkt, da in diesem Fall T_C den Wert von ungefähr 500 K erreicht und damit den Temperaturbereich, in dem eine Durchmischung zwischen Kobaltschicht und Kupfersubstrat einsetzt [144,146].

Im gesamten untersuchten Schichtdickenbereich bis hinauf zu einigen 10 nm liegt die Magnetisierung von Co/Cu(100)-Schichten in der Schichtebene [99,153]. Dabei konnten Heinrich et al. [147] zeigen, daß die Magnetisierung im Fall ultradünner Schichten nicht nur durch die magnetostatische Energie in die Schichtebene gedrückt wird, sondern die Oberflächennormale auch kristallographisch eine schwere Achse der Magnetisierung ist. Innerhalb der Oberflächenebene weist die magnetokristalline Anisotropie entsprechend der kristallographischen Symmetrie ein biaxiales Verhalten auf, wobei die $\langle 110 \rangle$ -Richtungen in der (100)-Oberfläche die leichten Achsen der Magnetisierung sind [99,141,147,151,153].

IV. 5. Eigenschaften ultradünner Co/Cu(1113)-Schichten

Co/Cu(1113) ist ein Materialsystem, das erst in letzter Zeit Interesse erlangt hat und über dessen Wachstums-, wie auch magnetische Eigenschaften weit weniger bekannt ist als im Fall der Co/Cu(100)-Schichten [103,151,156]. Die Cu(1113)-Oberfläche ist eine zur Cu(100) vizinale Fläche, die um $6,2^\circ$ zur [110]-Richtung hin verkippt ist. Auf Grund der Verkipfung bilden sich (100)-Terrassen aus, die eine mittlere Breite von 6,5 Atomabständen haben und durch einatomare Stufen entlang der $[1\bar{1}0]$ -Richtung voneinander getrennt sind [157].

Ein lagenweises Wachstum ultradünner Schichten ist auf einem solchen vizinalen Substrat mittels der MEED-Intensitätsoszillationen nicht zu beobachten, da hier die Anzahl der vom Substrat vorgegebenen Stufen schon extrem hoch ist. Dementsprechend ist das Schichtwachstum in diesem Fall vermutlich dadurch charakterisiert, daß die Kobalt-Adatome zur nächsten, die jeweilige Terrasse begrenzenden Stufe diffundieren und dort haften bleiben. Folglich laufen die Stufen als Wachstumsfront über die Oberfläche, was deren Topographie aber nicht ändert und somit im allgemeinen auch nicht zu Oszillationen der MEED-Intensität führt, die mit dem Wachstum einzelner Atomlagen korreliert sind [133]. Die gemessene MEED-Intensität bleibt während der gesamten Depositionsdauer oberhalb von 75 % des Startwertes für das reine Cu(1113)-Substrat, also bei einem sehr hohen Wert, was gegen eine starke Aufrauung der Oberfläche spricht. Darüber hinaus zeigen die ebenfalls durchgeführten LEED-Experimente, daß die für vizinale Oberflächen typische Aufspaltung der Reflexe bis hin zu Schichtdicken von 10 Monolagen erhalten bleibt. Dies spricht ebenfalls für ein Wachstum durch Stufenwandern und gegen eine starke wachstumsinduzierte Oberflächenaufrauung während der Kobaltschichtdeposition. Folglich erweist sich auch das Materialsystem Co/Cu(1113) als geeignet, um ultradünne magnetische Schichten mit homogener Schichtdicke zu präparieren.

Da während des Wachstums der Co/Cu(1113)-Schichten nicht mehr als nur eine MEED-Intensitätsoszillation zu beobachten war, sind die für dieses Schichtsystem angegebenen Schichtdicken mittels der Augerelektronenspektroskopie bestimmt worden.

Ultradünne Co/Cu(1113)-Schichten zeigen eine ferromagnetische Ordnung bei Zimmertemperatur im gesamten hier untersuchten Schichtdickenbereich (3 - 10 Monolagen). Die Magnetisierung dieser Schichten liegt ebenfalls in der Schichtebene, doch ist die magnetokristalline Anisotropie in diesem Fall uniaxial, entsprechend der geänderten kristallinen Symmetrie. Die leichte Magnetisierungsachse liegt dabei parallel zu den Stufenkanten in $[1\bar{1}0]$ -Richtung [103]. Trotz der relativ geringen Verkipfung von $6,2^\circ$ bezüglich der (100)-Oberfläche mit biaxialer Symmetrie, ist der uniaxiale Charakter der magnetischen Anisotropie sehr stark ausgeprägt und dementsprechend nicht durch eine einfache geometrische Projektion der Volumenanisotropie

zu erklären [103]. Folglich spielen andere Ursachen für magnetische Anisotropien hier eine entscheidende Rolle, wie beispielsweise atomare Stufen oder auch die mit Gitterrelaxationen assoziierten magnetoelastischen Effekte [151,156].

Die Ursache für die beobachtete Anisotropie ist nicht bekannt. Es ist jedoch anzunehmen, dass die Anisotropie durch die Gitterrelaxationen verursacht wird, die mit der magnetischen Anisotropie assoziiert sind.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Temperatur und des Magnetfeldes. Die Anisotropie ist in der Regel bei niedrigen Temperaturen und hohen Magnetfeldern am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallorientierung. Die Anisotropie ist in der Regel bei bestimmten Kristallorientierungen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallgröße. Die Anisotropie ist in der Regel bei kleinen Kristallgrößen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallform. Die Anisotropie ist in der Regel bei bestimmten Kristallformen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallstruktur. Die Anisotropie ist in der Regel bei bestimmten Kristallstrukturen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallqualität. Die Anisotropie ist in der Regel bei hohen Kristallqualitäten am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallreinheit. Die Anisotropie ist in der Regel bei hohen Kristallreinheiten am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallgröße. Die Anisotropie ist in der Regel bei kleinen Kristallgrößen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallform. Die Anisotropie ist in der Regel bei bestimmten Kristallformen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallstruktur. Die Anisotropie ist in der Regel bei bestimmten Kristallstrukturen am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallqualität. Die Anisotropie ist in der Regel bei hohen Kristallqualitäten am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallreinheit. Die Anisotropie ist in der Regel bei hohen Kristallreinheiten am größten.

Die Anisotropie ist eine Funktion der Kristallgröße. Die Anisotropie ist in der Regel bei kleinen Kristallgrößen am größten.

V. Domänenstrukturen in ultradünnen Kobaltschichten

V. 1. Domänenstruktur nach dem Wachstum

In dieser Arbeit sind die mikromagnetischen Strukturen von Co/Cu(100)-Schichten im Schichtdickenbereich zwischen 3 - 15 Monolagen und Co/Cu(1113)-Schichten im Bereich zwischen 3 - 10 Monolagen Schichtdicke experimentell untersucht worden. Sämtliche Kobaltschichten weisen nach der Präparation eine homogene Magnetisierung auf, abgesehen von Abschlußdomänen am Probenrand, was auch schon in früheren REMPA-Untersuchungen an diesen Materialsystemen beobachtet worden ist [99-101]. Dieses Ergebnis steht in voller Übereinstimmung mit der theoretischen Betrachtung in Kapitel II.3., da die Magnetisierung für die untersuchten Schichten in der Schichtebene liegt und somit der magnetostatische Energieanteil sehr gering wird. Folglich liegt auch, abgesehen vom Probenrand, kein Energiebeitrag vor, der die Ausbildung eines Multidomänenzustandes bevorzugt. Am Rand der Probe hingegen erzeugt ein eindomäniger Magnetisierungszustand ein magnetisches Feld und damit einen nicht verschwindenden magnetostatischen Energieanteil, der durch die Ausbildung von Randdomänen reduziert werden kann. Diese, aus einer Gesamtenergiebetrachtung der Schicht abgeleiteten Überlegungen zur mikromagnetischen Struktur in ultradünnen Schichten werden also durch die experimentellen Ergebnisse an Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten eindeutig bestätigt.

Dennoch muß das Auftreten dieses Eindomänenzustandes mit Randdomänen nach dem Aufwachsen der Schicht genauer betrachtet werden. Es ist a priori keineswegs klar, ob die ultradünne Schicht als mikromagnetisches System den thermodynamisch stabilen Zustand minimaler Energie ausbildet oder etwa einen, durch Imperfektionen der realen Struktur induzierten, metastabilen Multidomänenzustand annimmt. Die prinzipiell mögliche Existenz derartiger Multidomänenzustände wird durch die ebenfalls durchgeführten Entmagnetisierungsexperimente (siehe Kapitel V.3.) bestätigt. Daher wird im folgenden die Entstehung der mikromagnetischen Struktur während des Schichtwachstums betrachtet.

Durch die während des Wachstums zunehmende Schichtdicke steigt die Curie-Temperatur T_c der Kobaltschicht an [143,144]. Bei einer bestimmten Schichtdicke d_c erreicht die Curie-Temperatur die Temperatur des Substrats, bzw. der Schicht selbst und diese wird ferromagnetisch [101]. Dabei sind zunächst einmal mehrere Ausrichtungen der Magnetisierung (4 im Fall der Co/Cu(100)-Schichten und 2 im Fall der Co/Cu(1113)-Schichten) parallel zu den leichten Achsen gleichberechtigt. Dementsprechend könnte die bei d_c entstehende Schichtmagnetisierung an verschiedenen Stellen der Probe unterschiedliche Ausrichtungen annehmen und beim Weiterwachsen der Schicht als metastabiler Multidomänenzustand erhalten bleiben. Oepen [101] hat das Auftreten eines eindomänigen Zustands nun damit erklärt, daß die Koerzitivfeldstärke

bei T_C und dementsprechend auch bei d_C verschwindet und somit ein beliebig kleines magnetisches Restfeld H_r in der Präparationskammer ausreicht, um die Schicht aufzumagnetisieren, d.h. einen eindomänen Zustand zu erzeugen.

Diese Erklärung für das Auftreten des eindomänen Zustands setzt aber implizit eine homogene Schichtdicke bei d_C voraus, da nur in diesem Fall das Magnetfeld in der gesamten Schicht konstant ist. Dementsprechend würde diese Erklärung auch für Schichten mit einer magnetischen Vorzugsrichtung senkrecht zur Oberfläche zutreffen und einen eindomänen Zustand vorhersagen, da bei der kritischen Schichtdicke $M_s \approx 0$ und folglich $f \gg 1$ ist. Dies steht aber im Widerspruch zu den experimentell beobachteten Multidomänenstrukturen derartiger Schichten [44-47]. Daher wird im folgenden der Einfluß der Schichtrauigkeit auf die sich während des Wachstums ausbildende mikromagnetische Struktur untersucht. Dabei wird in diesem Zusammenhang die Schichtrauigkeit immer als relative Größe, bezogen auf die gesamte ferromagnetische Schichtdicke betrachtet. Folglich ist die so definierte relative Schichtrauigkeit bei den hier untersuchten ultradünnen Kobaltschichten um so größer, je dünner die Schicht ist [149].

Der Einfachheit halber wird zunächst das Verhalten zweier isolierter Wachstumsinseln betrachtet, wie sie in Abbildung (V1) dargestellt sind. Beim Wachstum der Schicht erreiche die Insel I1 zuerst die kritische Schichtdicke d_C . Entsprechend der Erklärung in [101] richtet sich die Magnetisierung von I1 parallel zum Restfeld $\vec{H}_r$, oder aber zumindest in der magnetokristallinen Vorzugsrichtung aus, die die größte Komponente in Richtung von $\vec{H}_r$ hat. Die Magnetisierung der Insel I1 verursacht aber nun selbst auch ein Magnetfeld $\vec{H}_1$, das die resultierende lokale Magnetfeldverteilung $\vec{H}_s$ in der Umgebung der Insel I1 verändert. Dementsprechend ist für die Ausrichtung der Magnetisierung der Insel I2 das resultierende Magnetfeld $\vec{H}_s$, und nicht $\vec{H}_r$, entscheidend. Wie in Abbildung (V1) zu erkennen ist, kann das abhängig von der relativen Lage der Inseln zueinander dazu führen, daß sich die Magnetisierungen in den einzelnen Wachstumsinseln mit gleicher, oder aber auch mit unterschiedlicher Orientierung zueinander ausrichten. Diese rein magnetostatische Betrachtungsweise ist gerechtfertigt, solange die Inseln ferromagnetisch voneinander entkoppelt sind, da mit dem Verschwinden der Austauschkopplung auch die Domänenwandenergie zu null wird. Der hier betrachtete Fall des Inselwachstums ist dem tatsächlichen Wachstumsverhalten der experimentell untersuchten Kobaltschichten durchaus ähnlich. Die Wachstumsstudien an Co/Cu(100)-Schichten haben nämlich gezeigt, daß die Kobaltschichten unterhalb von zwei Monolagen Schichtdicke hauptsächlich aus zwei Monolagen dicken Inseln bestehen, die nur zum Teil durch ein Monolagen dicke Zwischenbereiche verbunden sind [149,150]. Der Bereich unterhalb von zwei Monolagen Schichtdicke ist dabei wesentlich, da d_C für die hier benutzten Wachstumstemperaturen ($T = 300 - 330K$) bei etwa 1,5 Monolagen liegt [144].

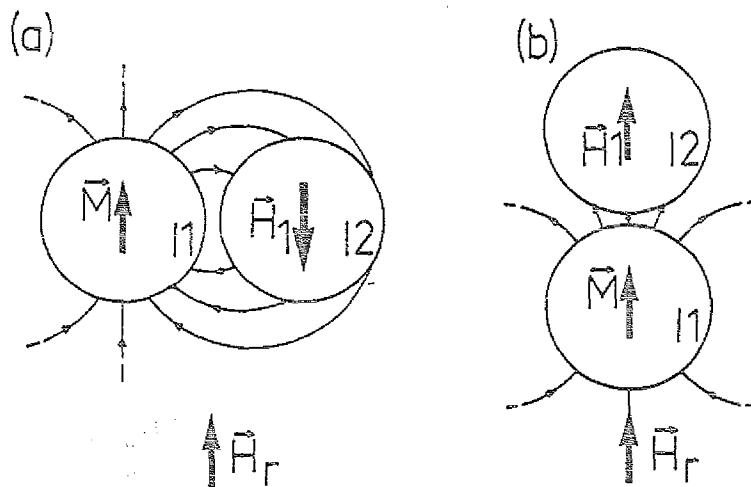


Abbildung V1: schematische Darstellung isolierter Inseln während des Schichtwachstums: Die Schichtdicke von I1 ist größer als d_c , die Schichtdicke von I2 ist kleiner als d_c . Das von der ferromagnetischen Insel I1 am Ort der Insel I2 hervorgerufene Magnetfeld H_1 liegt in (a) antiparallel zum Restfeld und in (b) parallel zum Restfeld.

Die von der Kobaltschicht bei ihrem Wachstum hervorgerufene Feldstärke ist groß genug um am Rand die Existenz von Randdomänen zu verursachen, d.h. die durch das Restfeld $\bar{H}_r$ vorgegebene Vorzugsrichtung zu verändern. Dementsprechend wäre $\bar{H}_1$ auch im Innern der Probe groß genug, um bei tatsächlichem Vorliegen einer Inselstruktur entsprechend Abbildung (V1a) einen Multidomänenzustand zu erzeugen. Beim Weiter- und Zusammenwachsen der Schicht könnte ein derartiger Zustand dann als metastabiler Multidomänenzustand erhalten bleiben.

Man muß allerdings beachten, daß eine isolierte Inselstruktur entsprechend Abbildung (V1) nur am Rand existiert. In der Probenmitte bildet sich selbst im extremen Fall des Inselwachstums eine Anordnung von benachbarten Inseln aus, was in Abbildung (V2) schematisch als Inselgitter dargestellt ist. Dies hat nun zur Folge, daß bei einer ferromagnetischen Schicht mit der Magnetisierungsvorzugsachse in der Schichtebene, auch im Fall einer lateralen Inselstruktur, der Zustand mit gleichförmiger Magnetisierungsausrichtung in der Regel magnetostatisch bevorzugt wird, analog der Ausrichtung von Dipolen auf einem Punktgitter. Folglich bildet sich auch bei Schichten mit großen Inhomogenitäten der Schichtdicke ein eindomäniger Zustand während des Wachstums aus, sofern die Vorzugsachse der Magnetisierung in der Schichtebene liegt. Dies wird durch die experimentellen Ergebnisse an Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten eindeutig bestätigt.

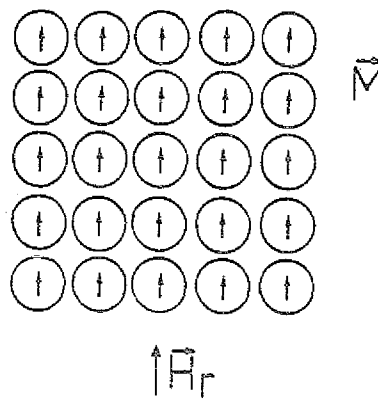


Abbildung V2: schematische Darstellung der homogenen Magnetisierungsausrichtung für ein ferromagnetisches Insel- bzw. Dipolgitter im Restfeld H_r

Bei Schichten mit einer Magnetisierungsvorzugsrichtung senkrecht zur Oberfläche führt ein Inselwachstum allerdings tatsächlich zu einem Multidomänenzustand, da dieser hinsichtlich der magnetostatischen Energie eindeutig bevorzugt ist. Ein solcher Multidomänenzustand wird von einer homogenen Schicht mit großem f ($f > 1,4$; siehe Kapitel II.3.) nur deshalb nicht angenommen, weil die damit verbundene Wandenergie groß im Vergleich zur Absenkung der magnetostatischen Energie ist [38]. Im Fall des Inselwachstums ist die Wandenergie aber null, bzw. für eine imperfekte Schicht ist die Wandenergie lokal herabgesetzt im Vergleich zur homogenen Schicht. Folglich erhöht sich in einer imperfekten Schicht der Einfluß der magnetostatischen Energieabsenkung auf die mikromagnetische Struktur, was zu einem Multidomänenzustand führen kann.

Wachstumsstudien an Co/Au(111)-Schichten zeigen, daß derartige Schichten keineswegs lagenweise wachsen und dementsprechend viele wachstumsinduzierte Imperfektionen aufweisen [158]. Somit könnte die lateral variierende Schichtdicke eine Erklärung der von Allenspach et al. [44,45,47] an Co/Au(111)-Schichten gefundenen Multidomänenstruktur sein. Die dabei experimentell beobachtete Domänengröße ist sehr klein und zeigt nur eine schwache Abhängigkeit von der Schichtdicke. Dies steht im Widerspruch zu der in Abbildung (II6) dargestellten Rechnung, die aus einer Minimierung der Gesamtenergie einer homogenen magnetischen Schicht ohne Berücksichtigung von Schichtimperfektionen abgeleitet worden ist.

Die schwach ausgeprägte Schichtdickenabhängigkeit der Domänengröße läßt sich unter Berücksichtigung der Schichtimperfektionen so verstehen, daß eine während des Schichtwachstums einmal ausgebildete und von der inhomogenen Schichtstruktur verursachte Multidomänenstruktur auch beim Weiter- und Zusammenwachsen der Schicht als metastabiler Zustand beibehalten wird. Diese Erklärung wird dadurch belegt, daß die Multidomänenstruktur in Co/Au(111)-Schichten auch dann nahezu unverändert bleibt, wenn die Magnetisierung bei

größeren Schichtdicken in der Schichtebene liegt und ein eindomäniger Zustand zweifelsfrei energetisch günstiger wäre.

Im allgemeinen kann also die reale, nicht perfekte Schichtstruktur einer ultradünnen Schicht zu einer magnetischen Multidomänenstruktur nach dem Wachstum führen. Für Schichten mit einer Magnetisierungsvorzugsrichtung senkrecht zur Oberfläche ist dabei eine sehr viel größere Empfindlichkeit auf wachstumsbedingte Schichtimperfectionen zu erwarten, da nur in diesem Fall der Multidomänenzustand bezüglich der magnetostatischen Energie eindeutig bevorzugt ist.

V. 2. Remanenter Zustand

Für die Co/Cu(1113)-Schichten ist experimentell ebenfalls der mikromagnetische Zustand in Remanenz untersucht worden. Hierzu sind die Proben nach vorheriger Analyse der nach dem Wachstum vorliegenden Mikrostruktur aufmagnetisiert worden, in dem ein Magnetfeld $\vec{H}$ parallel zur leichten Magnetisierungsachse angelegt worden ist. Die Feldstärke wurde dabei linear mit der Zeit auf einen Maximalwert von $H_{\max} = 100$ Oe gesteigert und anschließend wieder auf null gesenkt.

Nach dieser Prozedur wiesen die Co/Cu(1113)-Schichten keine Randdomänen mehr auf, d.h. die Proben waren in einem wirklich eindomänigen Zustand und damit vollständig aufmagnetisiert. Dementsprechend ist für derartige Schichten die remanente Magnetisierung M_R , d.h. die Magnetisierung der Probe nach dem Zurückfahren des Magnetfelds auf $H = 0$ Oe, gleich der Sättigungsmagnetisierung M_S . Ein analoges Ergebnis wird auch von magnetometrischen Messungen geliefert, die einen rechteckförmigen Verlauf der Hysterese zeigen [151]. Allerdings haben derartige Messungen keine ausreichende Empfindlichkeit, um die Existenz von mikroskopischen Randdomänen im remanenten Zustand nachzuweisen. Dementsprechend muß auch keine Korrelation zwischen der magnetometrisch gemessenen Koerzitivfeldstärke H_C und der Sättigungsfeldstärke H_S bestehen, die notwendig ist, um die Randdomänen zu vernichten. Folglich kann über die Größe von H_S nur gesagt werden, daß $H_S \leq 100$ Oe ist, der im Aufmagnetisierungsversuch maximal angelegten Feldstärke.

Die Existenz von Randdomänen ist allgemein sehr bedeutsam, da diese als Keime für Domänen mit geänderter Magnetisierungsrichtung wirken und damit das Ummagnetisierungsverhalten entscheidend beeinflussen können. Der Grund dafür ist, daß der Probenrand im Prinzip einen Defekt der Schicht darstellt, an dem die Aktivierungsenergie und damit die Feldstärke für die lokale Magnetisierungsumkehr reduziert ist [159,160].

Das Verschwinden der Randdomänen im remanenten Magnetisierungszustand zeigt, daß das von dem eindomänigen Zustand hervorgerufene Magnetfeld am Rand nicht ausreichend ist, um wieder Randdomänen zu erzeugen. Das bedeutet aber nicht, daß der eindomänige Zustand ohne Randdomänen energetisch günstiger ist als der Zustand mit Randdomänen. Es ist ebenfalls möglich, daß der eindomänige Zustand nur ein metastabiler Zustand im Nullfeld ist, dessen Erzeugung durch das Anlegen des Magnetfeldes bevorzugt wurde. In diesem Fall wäre dann die Aktivierungsenergie für die Erzeugung von Randdomänen zu groß, um ohne äußeres Feld bei Zimmertemperatur durch thermische Anregung erbracht zu werden.

Die Existenz der Randdomänen nach dem Aufwachsen spricht allerdings dafür, daß der Randdomänenzustand der energetisch günstigere ist, da er beim Schichtwachstum trotz eines Restfeldes $\vec{H}_r$ ausgebildet wird. Bei der Entstehung von Randdomänen steht dem Gewinn an Feldenergie E_M der Aufwand an Domänenwandenergie E_W gegenüber. Diese Größen hängen von den Materialkonstanten A , K und M_s ab, die selbst wiederum schichtdickenabhängig sind. Demzufolge gilt die Bedingung zur Erzeugung von Randdomänen

$$E_W < E_M \quad (V1)$$

im Schichtdickenbereich $d \approx d_c$, da hier die mikromagnetische Struktur entsteht. Für wachsende Schichtdicken muß die obige Ungleichung dann nicht mehr unbedingt gelten, da der bei $d \approx d_c$ einmal entstandene Randdomänenzustand dann für dicke Schichten auch als metastabiler Zustand erhalten bleiben kann.

Für homogene Schichten gilt im Grenzfall sehr geringer Schichtdicken, daß die Domänenwandenergie E_W proportional zur Schichtdicke ist, wohingegen die mit einem eindomänigen Zustand verbundene Feldenergie E_M quadratisch mit der Schichtdicke zunimmt (siehe Kapitel II.4.). Folglich nimmt auch die Tendenz zur Ausbildung von Randdomänen bei homogenen Schichten mit der Schichtdicke zu, bzw. die Ungleichung (V1) wäre in diesem Fall auch für alle $d > d_c$ erfüllt. Dies steht aber in gewissem Widerspruch zu dem hier experimentell gefundenen Ergebnis, daß die Co/Cu(1113)-Schichten im Schichtdickenbereich von 3 - 10 Monolagen nach dem Aufmagnetisieren einen remanenten Zustand einnehmen, der eben keine Randdomänen mehr aufweist. Folglich zeigen die Schichten mit einer gegenüber d_c erhöhten Schichtdicke keineswegs eine verstärkte Tendenz, Randdomänen auszubilden. Dies legt die Vermutung nahe, daß die Randdomänen während des Wachstums nur deshalb gebildet werden, weil die Schicht bei d_c eben nicht homogen ist sondern eine große Schichttrauhigkeit aufweist. Dementsprechend wäre die Wandenergie E_W dann stark reduziert bzw. null und die Ungleichung (V1) nur im Bereich großer Schichttrauhigkeit und damit sehr kleiner Schichtdicken erfüllt. Somit legen die experimentellen Ergebnisse den Schluß nahe, daß die in Co/Cu(1113)-Schichten während des Schichtwachstums entstehenden Randdomänen durch die Imperfektionen der Schicht-

struktur verursacht werden, analog der in Co/Au(111)-Schichten gefundenen Multidomänenstruktur.

Die Abwesenheit von Randdomänen im remanenten Magnetisierungszustand führt allerdings nicht zwingend zur Schichtdickenrauhigkeit als der einzig möglichen Erklärung für die Existenz von Randdomänen nach dem Schichtwachstum, da hier nur die Energien der jeweiligen Endzustände (gesättigter Magnetisierungszustand; Zustand mit Randdomänen) verglichen werden. Die für die Ausbildung der mikromagnetischen Struktur ebenfalls wichtige Aktivierungsenergie wird hierbei nicht berücksichtigt. Die Analyse der Aktivierungsenergie ist im allgemeinen sehr viel schwieriger, da im Prinzip sämtliche mikromagnetischen Zwischenzustände für die jeweils möglichen Endzustände analysiert werden müssen [26].

Das in diesem Experiment gefundene Ergebnis der vollständigen Probenmagnetisierung im remanenten Zustand gilt nur für Co/Cu(1113)-Schichten und ist nicht allgemein auf andere Schichtsysteme, auch nicht auf Co/Cu(100)-Schichten übertragbar, da beispielsweise die Schichtmorphologie oder die Materialkonstanten geändert sind.

V. 3. Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren

Nach der Untersuchung der wachstumsbedingten Magnetisierungsstruktur sind die Kobaltschichten entmagnetisiert worden. Hierzu ist in der Schichtebene ein magnetisches Wechselfeld $H(t)$ angelegt worden, dessen Amplitude von einem maximalen Wert $H_{\max} = 100$ Oe ausgehend sukzessive reduziert worden ist. Die Frequenz des Wechselfeldes wurde dabei zwischen 0,5 und 50 Hz variiert, ohne daß dies auf die resultierende Domänenstruktur einen erkennbaren Einfluß gehabt hätte.

Abbildung (V3) zeigt je ein Beispiel der mikromagnetischen Struktur für eine Co/Cu(100)- und eine Co/Cu(1113)-Schicht nach dem Entmagnetisierungsprozeß. Man erkennt für beide Materialsysteme eine Multidomänenstruktur mit Domänengrößen von einigen 10 μm bis zu einigen 100 μm Ausdehnung. Darüber hinaus weisen die Domänen eine sehr irreguläre Form mit stark gekrümmten Domänenwänden auf, was auch schon in früheren Untersuchungen beobachtet worden ist [99-101]. Eine solche irreguläre Domänenstruktur ist dabei generell auf der gesamten Probe vorhanden, was durch eine Vielzahl von Messungen überprüft worden ist. Im detailliert untersuchten Schichtdickenbereich (3 - 15 Monolagen bei Co/Cu(100)-Schichten und 3 - 10 Monolagen bei Co/Cu(1113)-Schichten) konnte keine Abhängigkeit der Domänengröße und Domänenform von der Schichtdicke beobachtet werden. Die entmagnetisierten Multidomänenstrukturen sind sehr stabil und weisen auch über Tage hin keine erkennbaren Veränderungen auf. Die in [101] gefundene zweite Domänenstrukturphase mit sehr vielen, nur weni-

ge μm großen Domänen ist bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen nicht beobachtet worden. Die in Abbildung (V3) und auch allen weiteren Bildern dargestellten Pfeile zeigen jeweils die Magnetisierungsrichtung in den entsprechenden Domänen an.

Die REMPA-Untersuchungen an Co/Cu(100)-Schichten haben gezeigt, daß sich für die Domänen vier verschiedene Werte der Sekundärelektronenpolarisation $\bar{P}_{\text{SE}}$ unterscheiden lassen [99-101]. Dies wird an Hand von Abbildung (V4) deutlich, wo zwei Bilder derselben Probenstelle dargestellt sind, die mit zwei senkrecht zueinander orientierten Analysatoren gemessen worden sind. Man erkennt in beiden Bildern je drei Grauwerte, die einem positiven Wert, null, und einem negativen Wert der Sekundärelektronenpolarisationskomponente entsprechen, auf die der jeweilige Detektor empfindlich ist. Aus dem komplementären Kontrast der beiden Bilder folgt, daß die Sekundärelektronenpolarisation und damit auch die Magnetisierung innerhalb der Domänen entlang zweier, senkrecht zueinander stehender Achsen ausgerichtet ist. Eine detaillierte Analyse hat dabei ergeben, daß die Vorzugsrichtungen der Domänenmagnetisierung die $\langle 110 \rangle$ - Richtungen in der (100)-Oberfläche sind [99-101], in voller Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Meßtechniken [141,144,147].

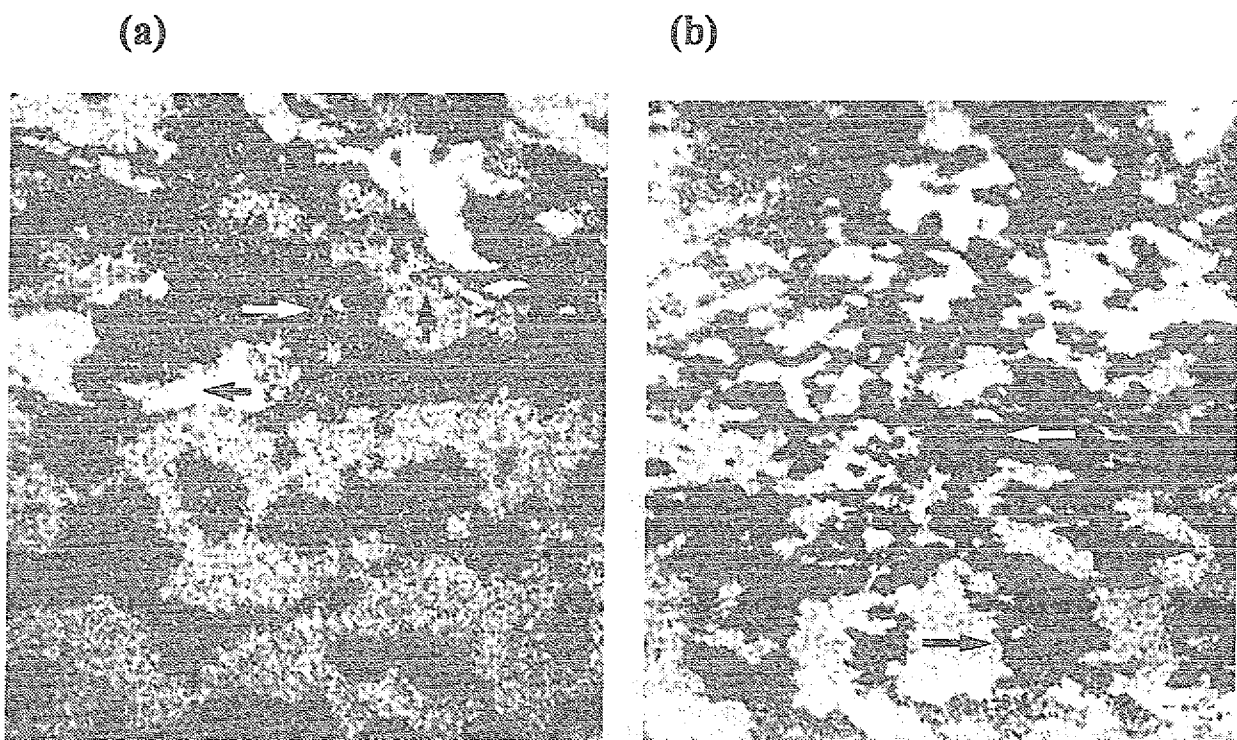


Abbildung V3: experimentell bestimmte Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren; (a) 9 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $400 \times 400 \mu\text{m}^2$, (b) 9 Monolagen Co/Cu(1113), Bildbereich: $500 \times 500 \mu\text{m}^2$

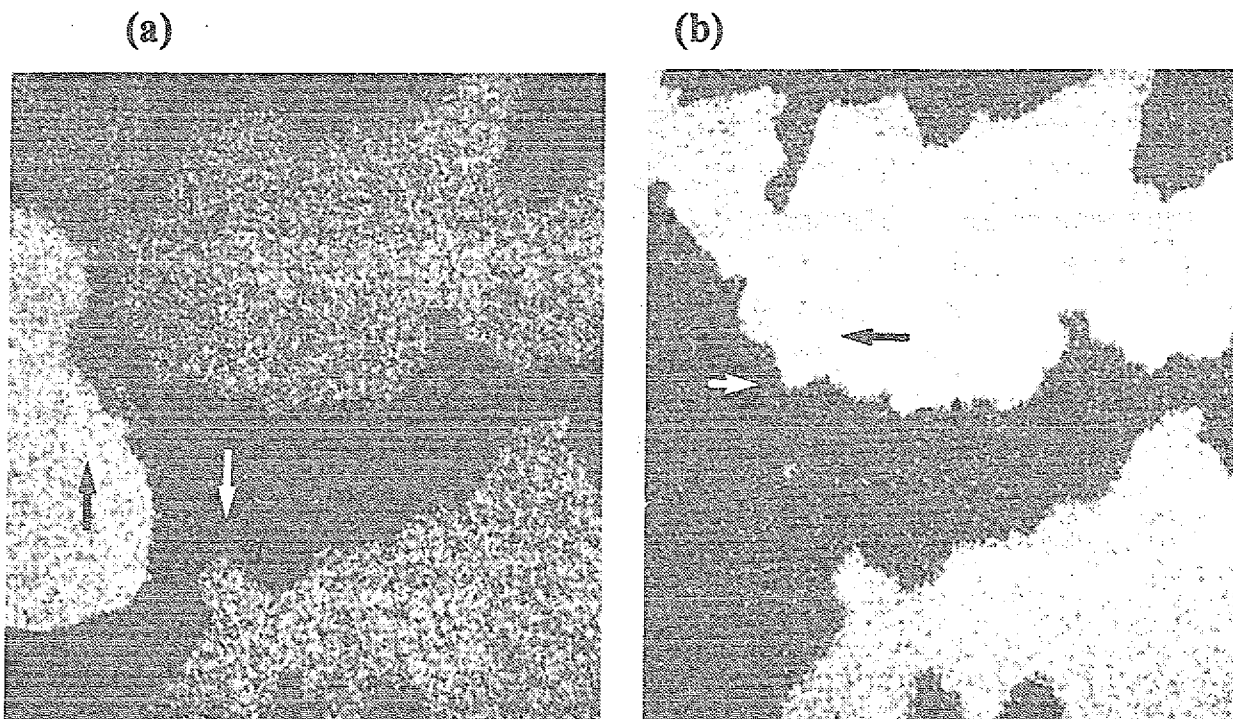


Abbildung V4: experimentell bestimmte Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren; 9 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $100 \times 100 \mu\text{m}^2$; Messungen (a) und (b) an der gleichen Probenstelle mit zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Polarisationsdetektoren (Die Domänenstrukturen sind in den beiden Bildern (a) und (b) unterschiedlich scharf abgebildet, da die Bilder nacheinander mit unterschiedlicher Mikroskopeinstellung gemessen worden sind.)

Im Unterschied dazu zeigen die REMPA-Messungen an Co/Cu(1113)-Schichten nur jeweils zwei Werte der Sekundärelektronenpolarisation. Dementsprechend erkennt man in Abbildung (V3b) nur zwei Graustufen, die den beiden Magnetisierungsausrichtungen parallel zu den Stufenkanten entsprechen. Durch verschiedene Magnetisierungs- und Entmagnetisierungsprozesse konnte mittels REMPA-Messungen gezeigt werden, daß diese beiden Richtungen die einzigen leichten Richtungen der Magnetisierung für Co/Cu(1113)-Schichten sind. Dieses Materialsystem weist somit eine uniaxiale magnetokristalline Anisotropie in dem betrachteten Schichtdickenbereich auf [103].

Abbildung (V5) zeigt das für ultradünne Schichten typische Erscheinungsbild irregulärer Domänen im Vergleich zur mikromagnetischen Struktur einer sehr viel dickeren Kobaltschicht. Diese dicke Co/Cu(100)-Schicht ist dabei in gleicher Weise wie die ultradünnen Schichten aufgewachsen und entmagnetisiert worden. Ganz im Gegensatz zu den ultradünnen Schichten bildet sich bei der dicken Schicht eine reguläre Domänenstruktur aus, die vor allem durch den

geradlinigen Verlauf der Wände charakterisiert ist. Aus einer Analyse der Domänenmagnetisierungen ergibt sich dabei, daß die Domänenwände sich entsprechend dem Polverhütungsprinzip (siehe Kapitel II.2.) ausrichten. Folglich wird die Orientierung der Domänenwände in dicken Schichten durch den Einfluß der magnetostatischen Energie bestimmt, da das Polverhütungsprinzip aus der Minimierung der magnetostatischen Energie abgeleitet wird [26]. Im Gegensatz dazu zeigen die im Rahmen dieser Arbeit gemachten Untersuchungen, daß im Fall der ultradünnen Schichten keine Richtcharakteristik für die Domänenwände mehr vorhanden ist, bzw. das Polverhütungsprinzip keinen erkennbaren Einfluß auf die sich ausbildende Multidomänenstruktur hat [101]. Der Grund hierfür ist der mit abnehmender Schichtdicke kleiner werdende Anteil der magnetostatischen Energie an der Gesamtenergie der Domänenwände (siehe Kapitel II.4.). Im Grenzfall verschwindender Schichtdicke geht der magnetostatische Energieanteil nach null und dementsprechend sind in diesem Fall alle Domänenwandorientierungen gleichberechtigt.

Im Unterschied zu dem stark reduzierten Einfluß der magnetostatischen Energie bei ultradünnen Schichten, spielt die Rauigkeit bei einer Verringerung der Schichtdicke eine immer größere Rolle. Da die Wandenergie näherungsweise proportional zur Schichtdicke ist, ergibt

(a)



(b)



Abbildung V5: experimentell bestimmte Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren, (a) 9 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $200 \times 200 \mu\text{m}^2$, (b) 30 nm Co/Cu(100), Bildbereich: $200 \times 200 \mu\text{m}^2$

sich beispielsweise für eine 5,5 Monolagen dicke Schicht ein Energieunterschied von 20%, je nachdem ob die Wand an einer Stelle liegt, die lokal 5 oder 6 Monolagen dick ist. Voraussetzung hierfür ist allerdings, daß die Breite der Wand kleiner ist als die laterale Ausdehnung der atomaren Rauigkeit. Die während des Wachstums der Co/Cu(100)-Schichten auftretenden monoatomaren Inseln sind zwar nur etwa 5 - 20 nm groß, aber dennoch ist ein Einfluß der atomaren Rauigkeit auf die Domänenstruktur nicht auszuschließen, da die Wandenergie in der Mitte der Wand konzentriert ist (siehe Kapitel II. 4.) und somit auch Strukturen relevant sind, die kleiner als die Wandbreite selbst sind.

Abbildung (V6) zeigt eine Domänenstruktur mit höherer Vergrößerung. Man erkennt hieran, wie auch in anderen Abbildungen, daß die Domänenwände im Längenbereich einiger μm in der Regel glatt und geradlinig ausgebildet sind, obwohl sie auf größerer Längenskala sehr irregulär und gekrümmt geformt sind. Ein derartiges Verhalten der Domänenwände läßt sich dadurch erklären, daß die Domänenwandenergie proportional zur Wandlänge ist. Folglich sollten die Domänenwände auch im Bereich ultradünner Schichten möglichst kurz und damit geradlinig sein, was für den Längenbereich bis zu einigen μm auch zutrifft. Auf größerer Längenskala hingegen wird die mikromagnetische Struktur dadurch bestimmt, daß die magnetostatische Energie der Wände in ultradünnen Schichten vernachlässigbar ist. Damit können die einzelnen Wandsegmente beliebig gegeneinander verkippt sein, was die irreguläre Gesamterscheinung der Domänenstruktur verursacht.

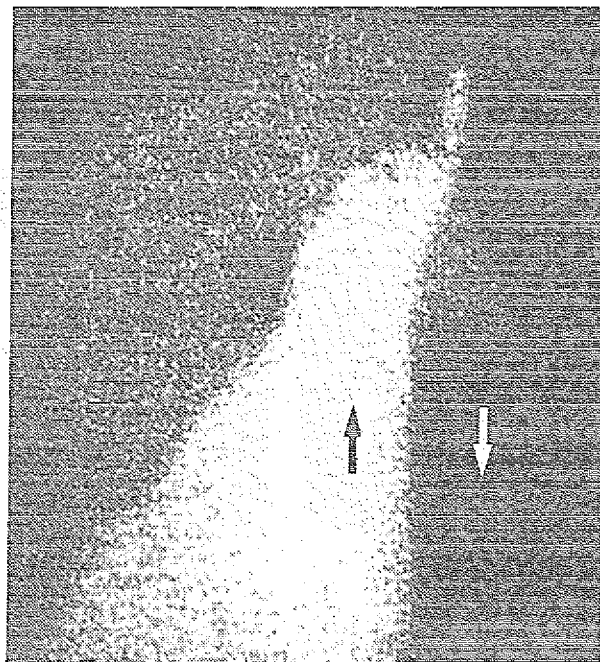


Abbildung V6: experimentell bestimmte Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren, 7,5 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $20 \times 20 \mu\text{m}^2$

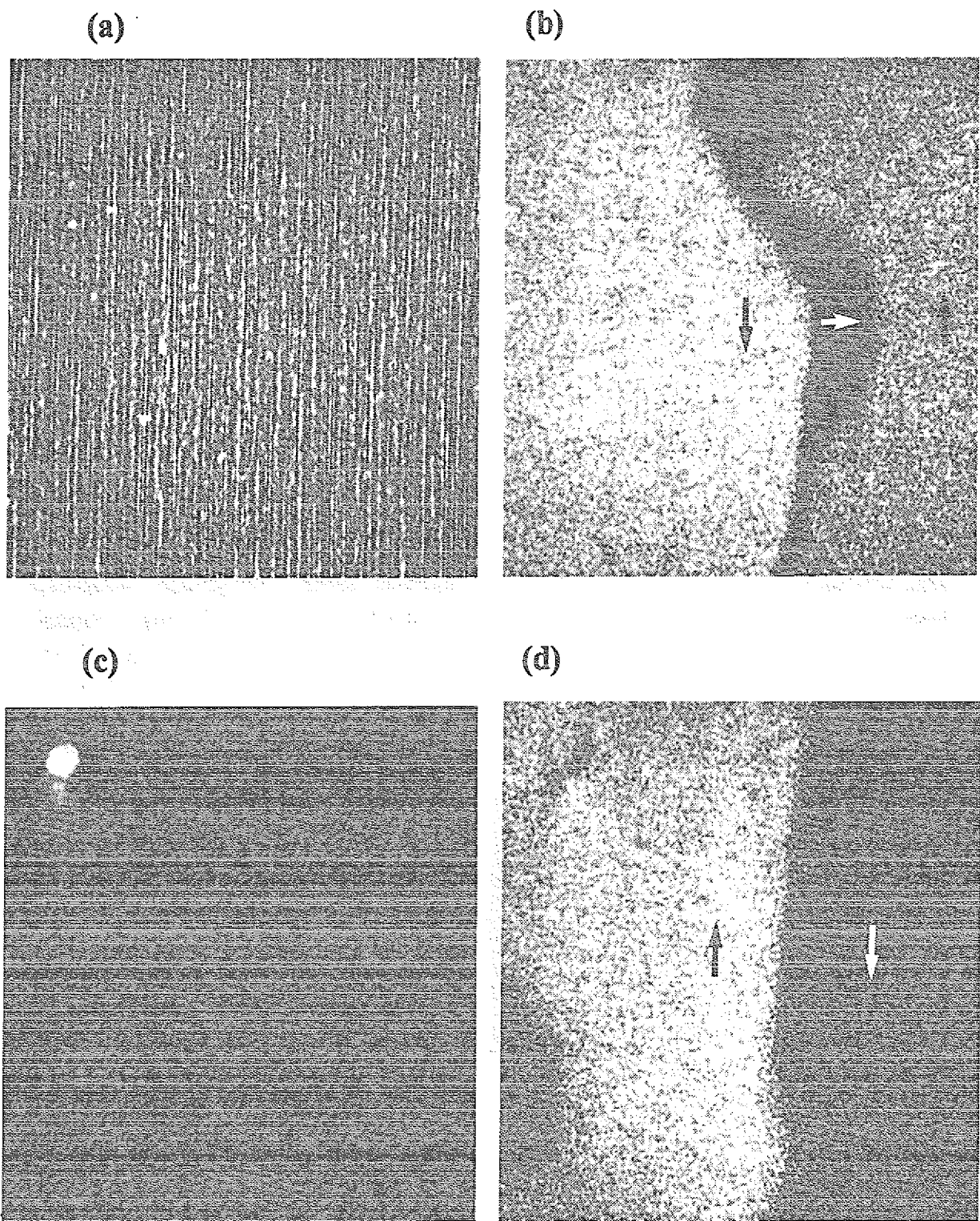


Abbildung V7: experimentell bestimmte Topographie- (a,c) und Domänenstruktur (b,d) nach dem Entmagnetisieren: (a,b) 9 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $20 \times 20 \mu\text{m}^2$, (c,d) 4,5 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $20 \times 20 \mu\text{m}^2$

Wie in Abbildung (V3) zu erkennen ist, zeigen die Domänenstrukturen hinsichtlich ihrer irregulären Form keinen Unterschied zwischen Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten. Unter der Annahme eines lagenweisen Wachstums hat die atomare Rauigkeit durch die geänderte Substrattopographie im Fall der Co/Cu(1113)-Schichten zwar eine präferentielle Ausrichtung entlang der Stufen, doch beträgt die Terrassenbreite nur etwa 1 nm und ist damit sehr viel kleiner als die zu erwartende Domänenwandbreite. Dementsprechend ist auch keine signifikante Beeinflussung der Domänenwände bezüglich ihrer Ausrichtung durch die vom Substrat induzierte Rauigkeit mit präferentieller Orientierung zu erwarten.

Abbildung (V7) zeigt zwei weitere Beispiele für die beobachtete Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren im Vergleich zu der simultan gemessenen Topographiestruktur der jeweiligen Probenstelle. Die Topographie ist dabei in der Regel durch eine sehr glatte Oberfläche mit einigen kugelförmigen, etwa ein bis mehrere μm großen Defekten gekennzeichnet. Durch Vergleich der magnetischen mit der topographischen Struktur zeigt sich, daß diese Punktdefekte keinen erkennbaren Einfluß auf die Domänenstruktur haben. Die Positionen der Domänenwände weisen keine topographischen Besonderheiten bzw. keine hohe Defektdichte auf. Folglich ist die irreguläre Domänenstruktur nicht wesentlich von den großen topographischen Defekten bestimmt, die mit dem Rasterelektronenmikroskop detektierbar sind. Dies ist zunächst einmal schwer verständlich, da an den topographischen Defekten die Kobaltschichten massiv gestört und dementsprechend in ihren magnetischen Eigenschaften verändert sein müßten. Geänderte magnetische Eigenschaften, wie z.B. ein unmagnetischer Einschluß erniedrigen lokal die Wandenergie. Dies schränkt die freie Beweglichkeit der Wand ein und hat eine Koerzitivfeldstärke zur Folge [19].

Die mikroskopischen Untersuchungen zeigen jedoch, daß in ultradünnen Schichten keine präferentielle Ausrichtung der Domänenwände mehr vorgegeben ist und somit eine Wand auch gekrümmt sein kann. Dieser zusätzliche Freiheitsgrad ermöglicht es der Wand, einen Defekt quasi zu umlaufen (siehe Abbildung (V8)) und damit seinen Einfluß auf die Wandbeweglichkeit bzw. die mikromagnetische Struktur zu verringern. Dementsprechend läßt sich zeigen (siehe Anhang 5), daß der Einfluß von Defekten auf die Domänenwand im Fall ultradünner Schichten reduziert ist. Ein weiteres Indiz für den geringen Einfluß der Defektopographie auf die Domänenstruktur ist die Tatsache, daß verschiedene Entmagnetisierungsprozesse ein und derselben Probe, unter nahezu identischen Bedingungen Domänenstrukturen zur Folge haben, die zwar die gleichen prinzipiellen Charakteristika aufweisen, doch lokal betrachtet vollkommen unterschiedlich sind.

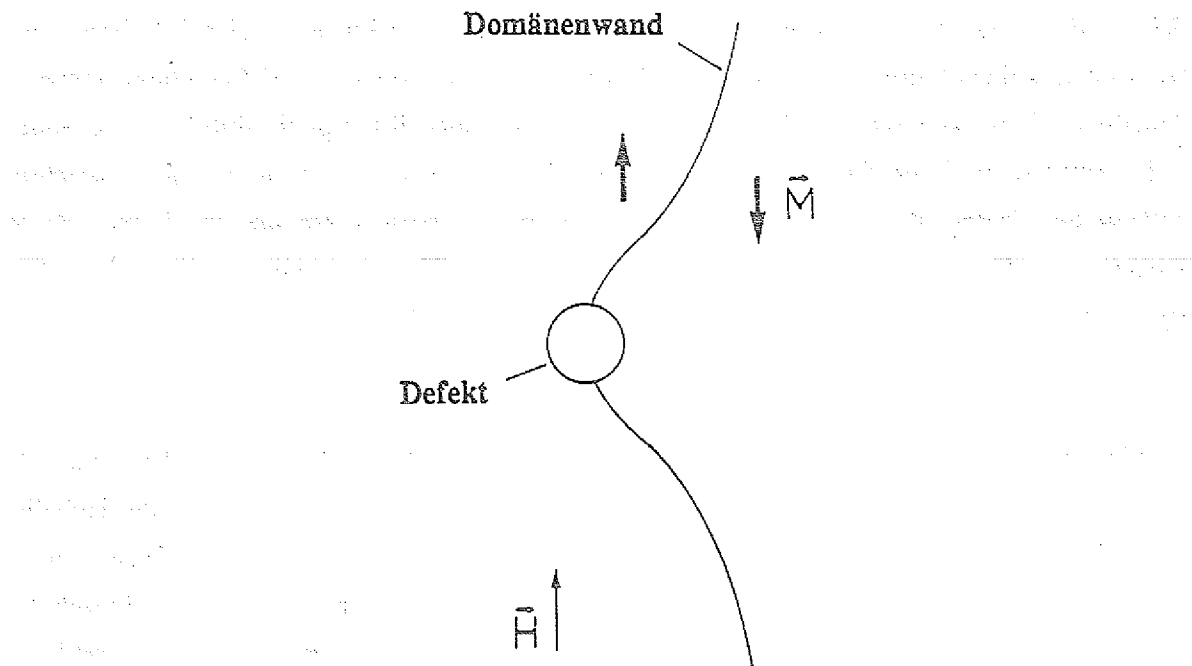


Abbildung V8: Darstellung einer Domänenwand, die sich an einem unmagnetischen Defekt befindet. Durch einen gekrümmten Wandverlauf ist es möglich, daß sich die durch das Feld H energetisch bevorzugte Domäne vergrößert, auch ohne daß sich die Wand vom Defekt löst.

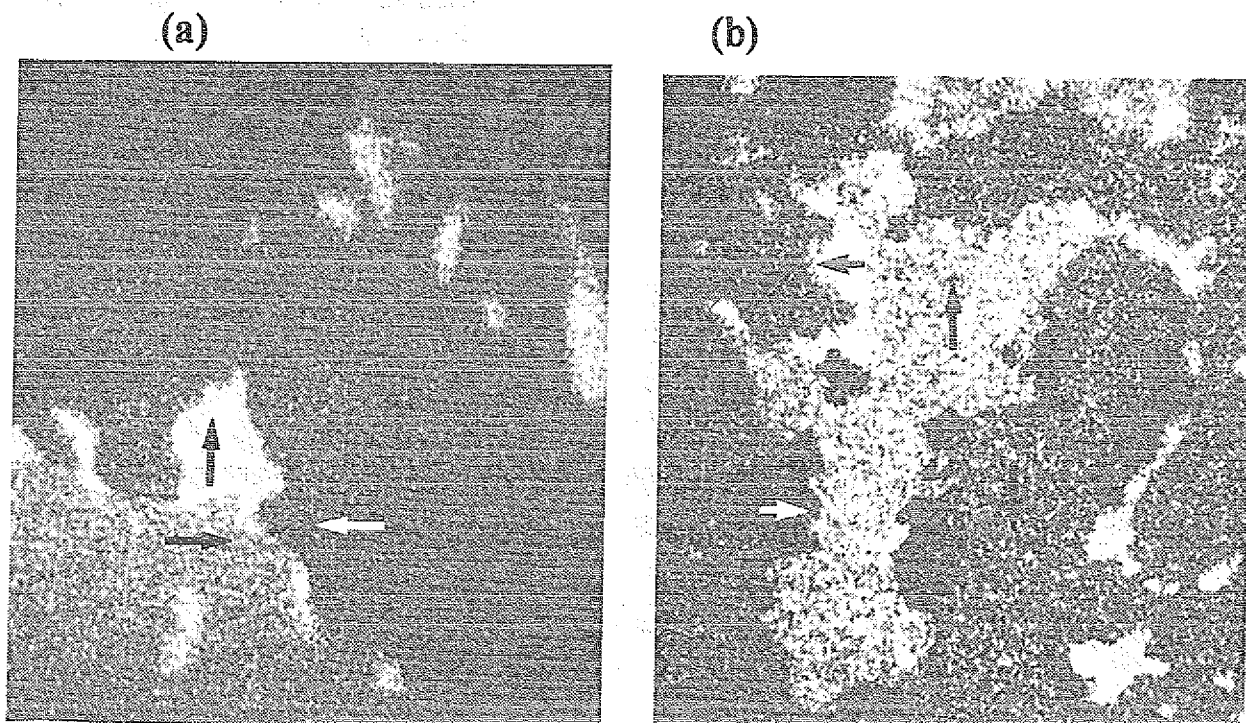


Abbildung V9: experimentell bestimmte Domänenstruktur nach dem Entmagnetisieren, (a) 4,5 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $100 \times 100 \mu\text{m}^2$, (b) 4,5 Monolagen Co/Cu(100), Bildbereich: $250 \times 250 \mu\text{m}^2$

Bei allen in dieser Arbeit untersuchten Co/Cu(100)-Schichten zeigte sich eine eindeutige Dominanz von 90° -Wänden gegenüber 180° -Wänden. Dies ist ebenfalls in Abbildung (V9) an Hand von zwei weiteren Domänenstrukturen zu erkennen. In beiden Bildern ist die mikromagnetische Struktur jeweils dominiert von zwei großen Domänen, deren Magnetisierungen um 180° gegeneinander verdreht sind. Dennoch sind diese Domänen nur auf jeweils recht kurzen Abschnitten durch 180° -Wände voneinander getrennt. In einem Großteil der jeweiligen Zwischenbereiche bilden sich zusätzliche Domänen aus, deren Magnetisierung gegenüber den Hauptdomänen um je 90° verkippt ist. Dieses experimentelle Ergebnis steht in voller Übereinstimmung mit anderen mikroskopischen Untersuchungen der Domänenstruktur, sowohl an ultradünnen Schichten [99,101], wie auch an dickeren Schichten von einigen 10 nm Schichtdicke [161].

Die Dominanz der 90° -Wände ist konsistent mit der in Kapitel II gemachten Abschätzung, daß magnetoelastische Effekte im Fall ultradünner Schichten vernachlässigt werden können. Ohne die magnetoelastische Kopplung ist aber die Energie von 90° -Néelwänden sehr viel kleiner als die der entsprechenden 180° -Néelwände, so daß die Ausbildung von 90° -Wänden energetisch bevorzugt ist.

Zusätzlich zu den 90° -Wänden existieren aber auch 180° -Wandstücke, die typischerweise etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ lang sind. Demzufolge sind 180° -Wände nicht generell instabil, wie es zu erwarten wäre, wenn weder die magnetoelastische, noch die magnetostatische Energie einen Beitrag zur Gesamtenergie liefern würde. Allerdings darf aus der Existenz dieser 180° -Wandstücke nicht auf eine allgemeine Stabilität von 180° -Wänden geschlossen werden, denn es lassen sich keine langen beliebig geformten 180° -Wände beobachten. Die Existenz nur kurzer 180° -Wandstücke belegt vielmehr, daß die sie umgebende Domänenstruktur einen entscheidenden Einfluß auf die Stabilität hat. In der theoretischen Betrachtung zur Stabilität von 180° -Wänden konnte gezeigt werden, daß der magnetostatische Energieanteil den Zerfall in zwei parallele fehlorientierte 90° -Wände verhindert. Falls also die umgebende Domänenstruktur nur eine solche Zerfallsmöglichkeit für die 180° -Wand offenläßt, so wird diese tatsächlich durch die magnetostatische Selbstenergie stabilisiert.

VI. Domänenwandstrukturen in ultradünnen Kobaltschichten

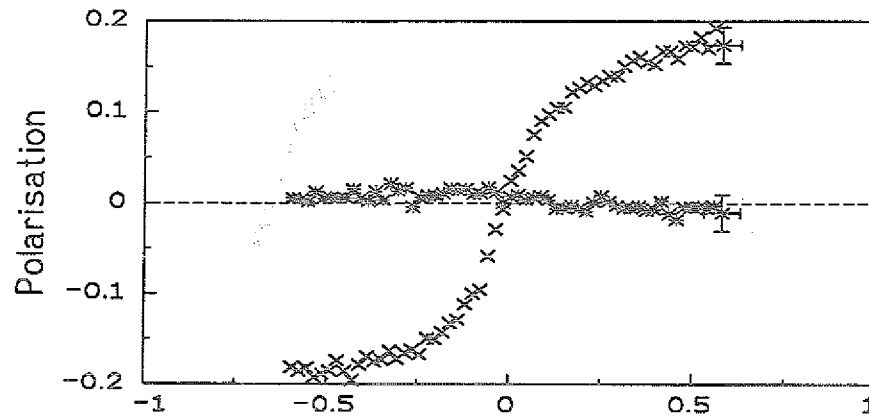
VI. 1. Experimentelle Ergebnisse

Neben den REMPA-Untersuchungen zur Domänenstruktur sind im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls Linienprofile an Domänenwänden in Co/Cu(100)-Schichten gemessen worden, um die detaillierte Magnetisierungsstruktur innerhalb der Domänenwände zu bestimmen. Diese Messungen sind an 90° - und 180° -Wänden durchgeführt worden, die entsprechend dem Polverhütungsprinzip orientiert waren, um einen quantitativen Vergleich mit den in Kapitel II.4. dargestellten Domänenwandrechnungen vornehmen zu können. Die Linienrasterung bei diesen Wandprofilmessungen ist immer senkrecht zum Wandverlauf, d.h. parallel zur Wandnormalen durchgeführt worden.

Abbildung (VII) zeigt ein Beispiel einer solchen Linienprofilmessung für eine 180° -Domänenwand in einer 9 Monolagen dicken Co/Cu(100)-Schicht. Dabei sind in Abbildung (VII) alle drei Komponenten der Sekundärelektronenpolarisation als Funktion der Position des Primärelektronenstrahls dargestellt. Die Kreuze (x) in Abbildung (VIIa) zeigen dabei die Komponente der Sekundärelektronenpolarisation, die parallel zur Domänenmagnetisierung in der Schichtebene liegt. Diese Komponente zeigt einen graduellen Übergang von negativen Werten auf der linken Seite der Wand zu einem betragsmäßig gleichen, positiven Wert rechts von der Wandmitte. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß die beiden anderen Polarisationskomponenten innerhalb der Domänen gleich null sind, folgt aus dem hier beobachteten Wandprofil, daß die Polarisationsvektoren, und damit die Magnetisierungsvektoren in den angrenzenden Domänen antiparallel sind, was belegt, daß es sich hierbei um eine 180° -Wand handelt. Die Sterne (*) in Abbildung (VIIa) stellen die Komponente der Sekundärelektronenpolarisation dar, die senkrecht zur Oberfläche steht. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist diese Polarisationskomponente im gesamten, hier erfaßten Domänenwandbereich gleich null, was bedeutet, daß der Polarisationsvektor und dementsprechend auch der Magnetisierungsvektor innerhalb der Domänenwand in der Schichtebene liegt, bzw. sich in der Schichtebene dreht. Dies wird durch die in Abbildung (VIIb) dargestellte Messung der zweiten Polarisationskomponente in der Schichtebene, die senkrecht zur Domänenmagnetisierung ausgerichtet ist, bestätigt. Diese Polarisationskomponente hat ein Maximum in der Wandmitte, was eindeutig belegt, daß sich die Magnetisierung innerhalb der Wand in der Schichtebene dreht. Dies ist der experimentelle Beleg dafür, daß die Domänenwände in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten Néelwände sind.

Die Magnetisierungsstruktur der Domänenwand in Abbildung (VII) zeigt zwei charakteristische Bereiche. In der Mitte der Wand liegt ein eng lokalisierter, ca. 300 nm breiter Domänenwandbereich, der in Abbildung (VIIb) durch ein scharfes Maximum gekennzeichnet ist. Innerhalb dieses Mittelteils zeigt die Magnetisierungsorientierung eine starke Abhängigkeit vom Ort.

(a)



(b)

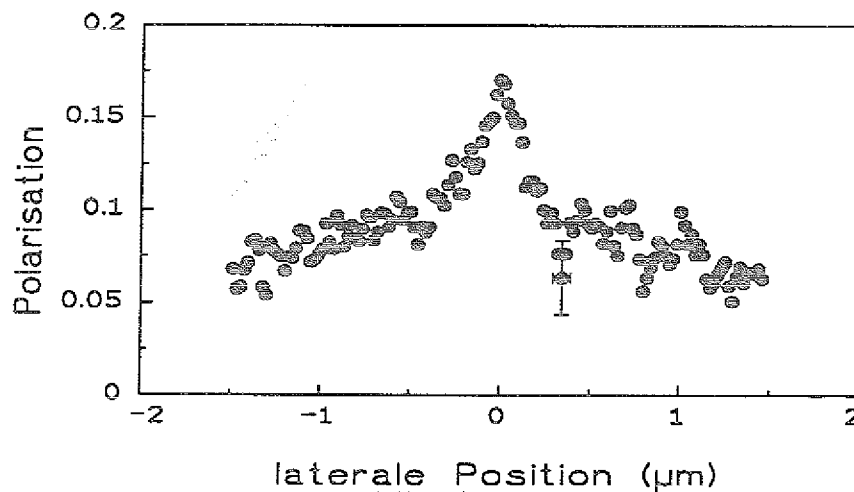
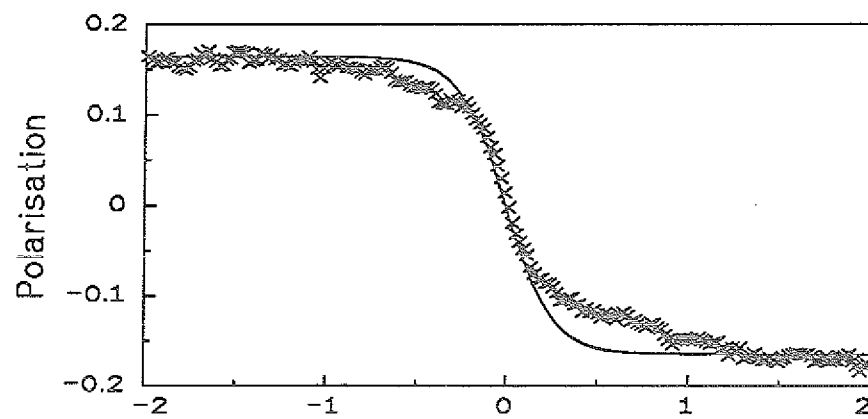


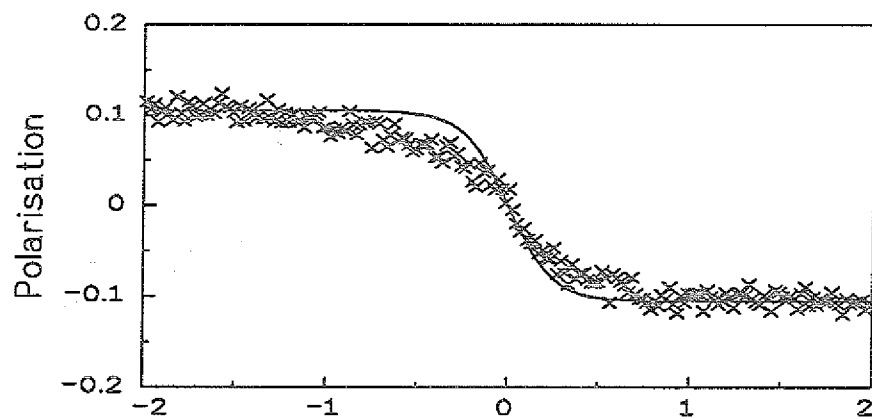
Abbildung VII: experimentell bestimmtes Linienprofil einer 180° -Wand für eine 9 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; (a) gemessene Polarisationskomponente senkrecht zur Schichtebene (*), bzw. in der Schichtebene parallel zur Domänenpolarisation (x); (b) gemessene Polarisationskomponente in der Schichtebene senkrecht zur Domänenpolarisation (°)

Dementsprechend ist der Gradient der Magnetisierungskomponente γ , parallel zur Domänenmagnetisierung sehr hoch, was ebenfalls in Abbildung (VIIa) deutlich zu erkennen ist. Auf beiden Seiten dieses Mittelbereichs befinden sich Ausläufer der Domänenwand, in denen sich die Magnetisierungsorientierung nur sehr geringfügig mit dem Ort ändert. Diese Ausläufer reichen weit in die benachbarten Domänen hinein und sind in Abbildung (VIIb) noch in einem Abstand von mehr als einem μm von der Wandmitte klar beobachtbar.

(a)



(b)



(c)

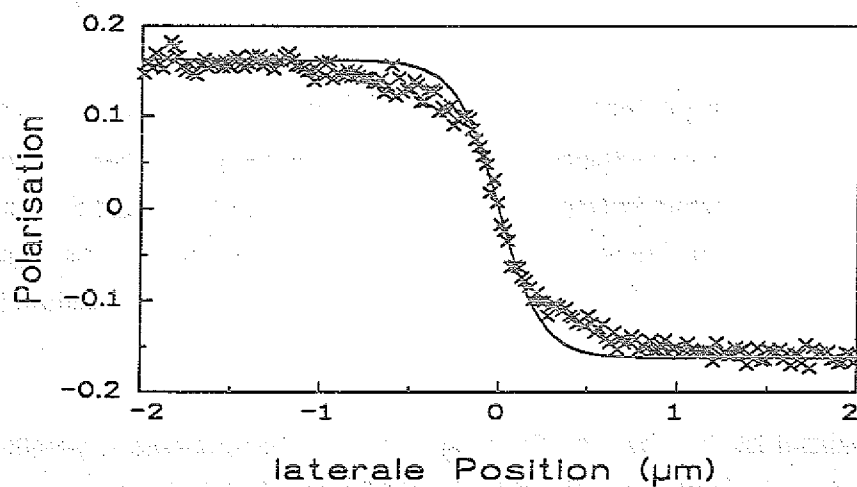


Abbildung VI2: experimentell bestimmte Linienprofile von 180° -Wänden, Darstellung der gemessenen Polarisationskomponente parallel zur Domänenpolarisation (x) im Vergleich zu einer jeweils in der Wandmitte angepassten tanh-Funktion; (a) 5,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; (b) 4,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; (c) 8 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht

Abbildung (VI2) zeigt eine Reihe von Linienprofilen, die ebenfalls an 180° -Domänenwänden verschiedener Co/Cu(100)-Schichten gemessen worden sind. Auch diese Messungen zeigen prinzipiell die gleiche Domänenwandstruktur mit einem schmalen Zentralbereich und langen Ausläufern in die Domänen hinein. Zur Verdeutlichung der Ausläuferstruktur ist dabei in Abbildung (VI2) noch jeweils eine tanh-Funktion vergleichend dargestellt, die an die experimentellen Daten in der Wandmitte angepaßt worden ist. Da die tanh-Funktion die Lösung der Domänenwandstruktur ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Energie (im Fall der uniaxialen magnetokristallinen Anisotropie) ist, läßt der Vergleich mit ihr die Domänenwandausläufer deutlich hervortreten.

Wie in Kapitel II.4. detailliert dargestellt ist, können lange Domänenwandausläufer von dem durch die Wand selbst verursachten magnetostatischen Feld hervorgerufen werden. Folglich läßt sich aus den hier beobachteten Linienprofilen der Schluß ziehen, daß die Magnetisierungsstruktur der 180° -Domänenwände auch in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten sehr stark durch die magnetostatische Selbstenergie beeinflusst wird.

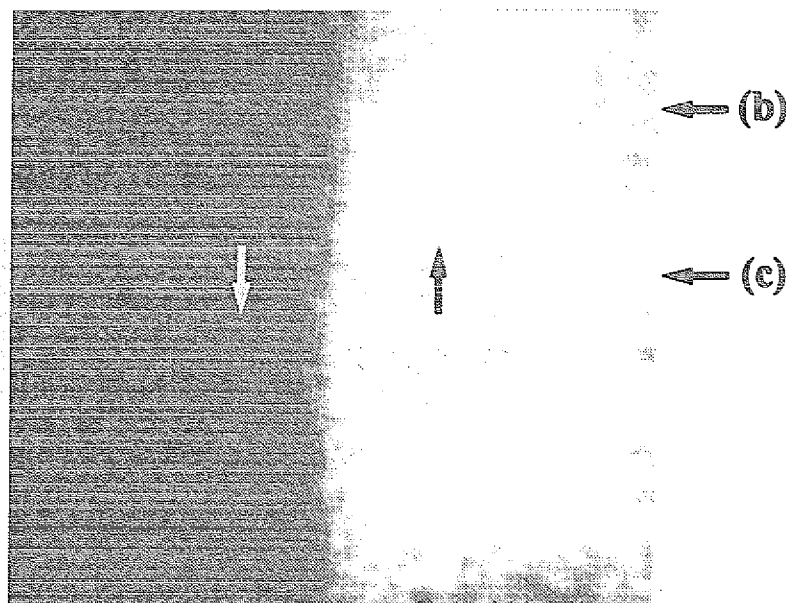


Abbildung VI3a: experimentell bestimmte Domänenwandstruktur einer 180° -Wand für eine 4,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; Bild des Domänenwandverlaufs, Bildbereich: $5 \times 5 \mu\text{m}^2$; die Pfeile auf der rechten Bildseite markieren die Positionen, an denen die Linienprofile (VI3b) und (VI3c) gemessen worden sind

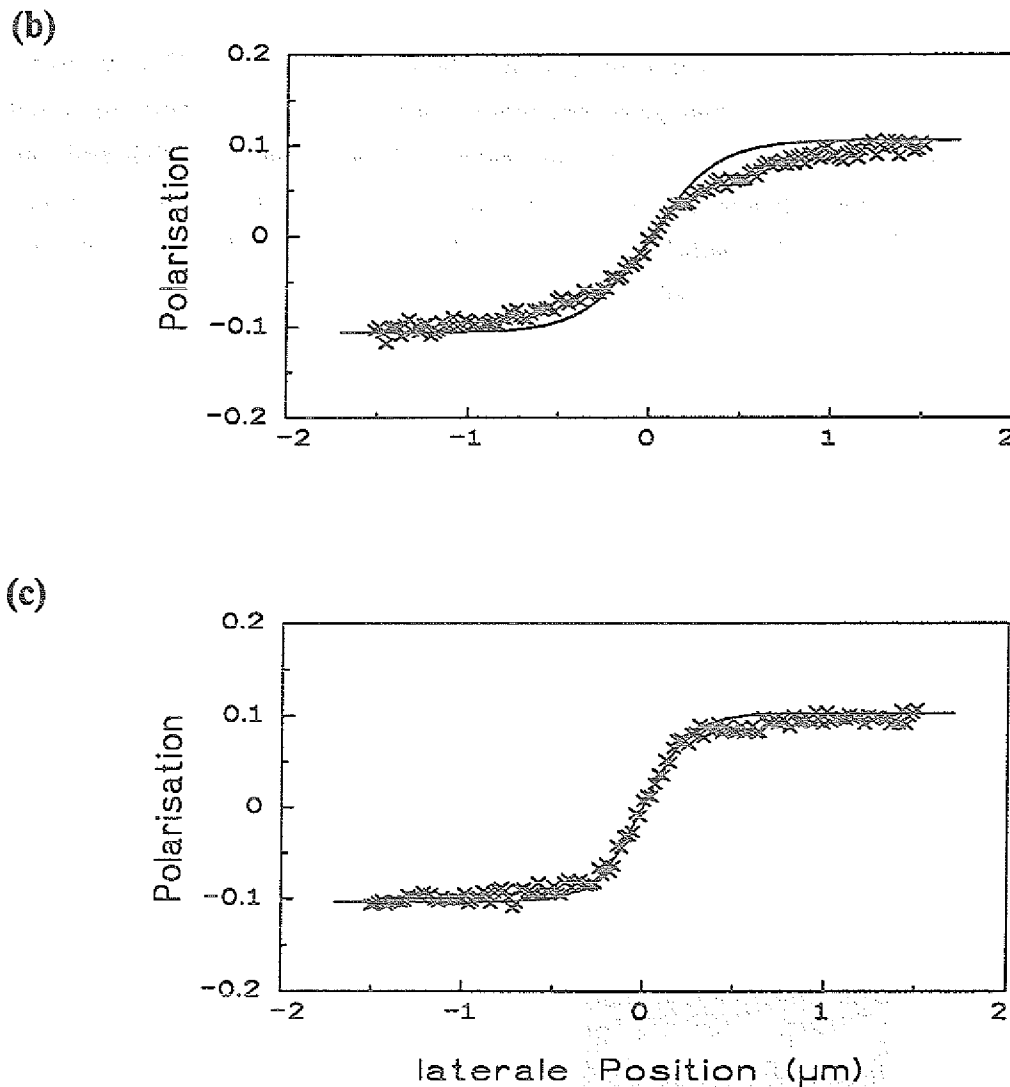


Abbildung VI3b,c: experimentell bestimmte Domänenwandstruktur einer 180° -Wand für eine 4,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; gemessene Linienprofile an den in (VI3a) markierten Positionen; Darstellung der Polarisationskomponente parallel zur Domänenpolarisation (x) im Vergleich zu einer jeweils in der Wandmitte angepaßten tanh-Funktion

Neben dieser typischen Erscheinungsform der 180° -Domänenwand mit langen Wandausläufern, wie sie in den Abbildungen (VI1) und (VI2) dargestellt sind, lassen sich allerdings auch Wandprofile beobachten, bei denen derartige Wandausläufer nicht erkennbar, bzw. viel schwächer ausgebildet sind. Die Form des gemessenen Wandprofils kann dabei sogar innerhalb derselben Wand variieren. Abbildung (VI3a) zeigt ein Bild einer 180° -Domänenwand in einer 4,5 Monolagen dicken Co/Cu(100)-Schicht. Die Pfeile am rechten Rand von Abbildung (VI3a) markieren dabei die Positionen, an denen die Linienprofile (VI3b,c) unter exakt gleichen Be-

dingungen gemessen worden sind. In Abbildung (VI3b) ist dabei wieder die typische Erscheinungsform des Domänenwandprofils mit weiten Ausläufern zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist das gemessene Wandprofil in Abbildung (VI3c) nahezu deckungsgleich mit der in der Wandmitte angepaßten tanh-Funktion, d.h. es treten hier keine klar erkennbaren Domänenwandausläufer auf.

Ein weiteres Beispiel dafür, daß die Domänenwandstruktur vom Ort abhängen kann, ist in Abbildung (VI4) zu sehen. Abbildung (VI4a) zeigt das Bild einer Domänenstruktur mit einer 180° -Wand im oberen Bildbereich, die im unteren Bereich des Bildes in zwei 90° -Wände aufgespalten ist. Während die 180° -Wand nahezu parallel zur Magnetisierung in den angrenzenden Domänen liegt, und damit entsprechend dem Polverhütungsprinzip orientiert ist, trifft dies für die 90° -Wände im unteren Bereich nicht zu. Sie sind fehlorientiert und weisen darüber hinaus eine asymmetrische Ausrichtung bezüglich der 180° -Wandorientierung auf. Die Pfeile am rechten Rand der Abbildung (VI4a) markieren wiederum die Positionen, an denen die Wandprofile gemessen wurden, die in Abbildung (VI4b-d) dargestellt sind.

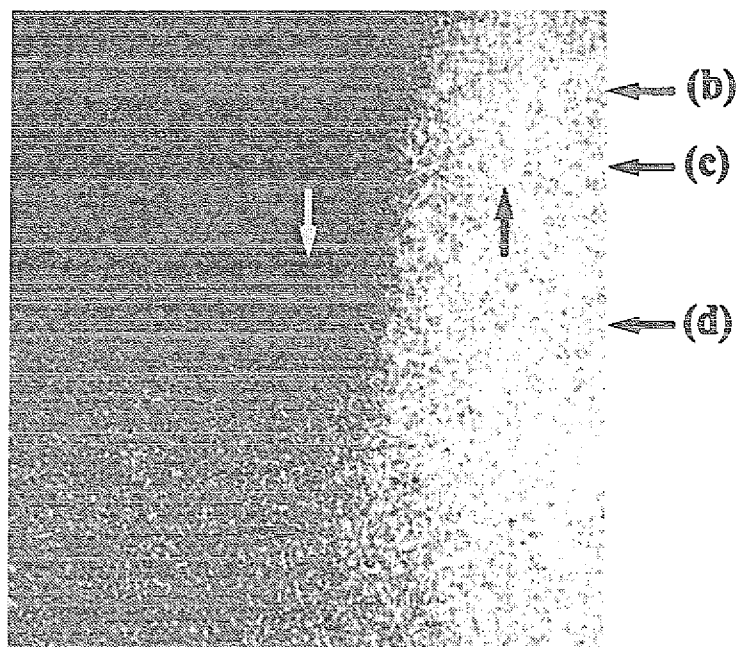
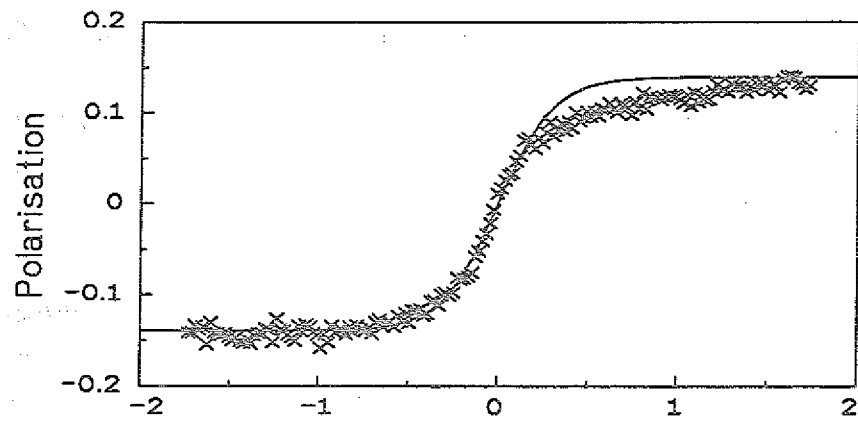
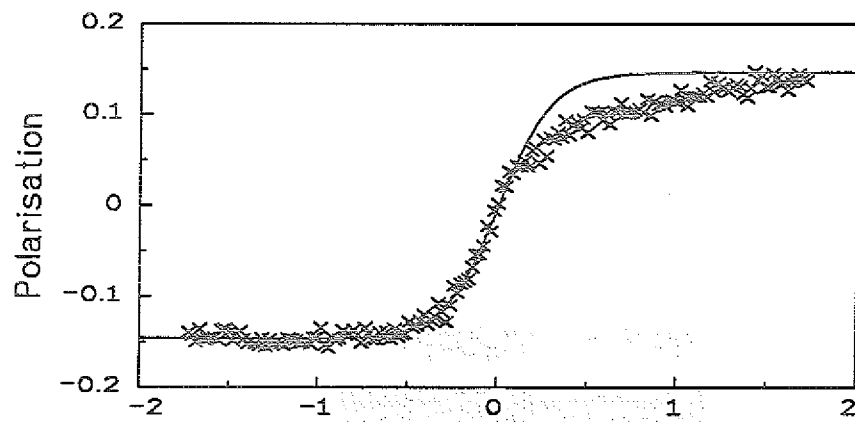


Abbildung VI4a: experimentell bestimmte Domänen- und Domänenwandstruktur für eine 5,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; Bild der Domänenstruktur, Bildbereich: $5 \times 5 \mu\text{m}^2$; im oberen Bereich des Bildes erkennt man eine 180° -Wand, die im unteren Teil des Bildes in zwei 90° -Wände aufspaltet; die Pfeile auf der rechten Bildseite markieren die Positionen, an denen die Linienprofile (VI4b) - (VI4d) gemessen worden sind

(b)



(c)



(d)

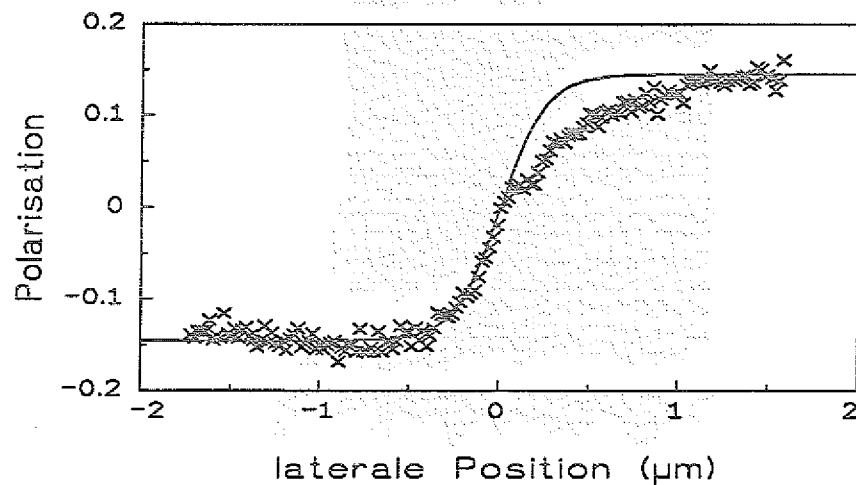


Abbildung VI4b-d: experimentell bestimmte Domänenwandstruktur einer 180° -Wand für eine 5,5 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; gemessene Linienprofile an den in (VI4a) markierten Positionen; Darstellung der Polarisationskomponente parallel zur Domänenpolarisation (x) im Vergleich zu einer jeweils in der Wandmitte angepaßten tanh-Funktion

Alle drei Linienprofile sind dadurch gekennzeichnet, daß auf der linken Seite kein Ausläufer im Vergleich zur jeweils angepaßten tanh-Funktion zu erkennen ist. Im Gegensatz dazu ist in allen Linienprofilen auf der rechten Seite ein stark ausgeprägter Wandausläufer zu beobachten, d.h. die Wandprofile zeigen einen asymmetrischen Verlauf bezogen auf die Wandmitte. Es ist weiterhin in Abbildung (VI4) zu erkennen, daß die Ausläufer auf der rechten Seite von (d) über (c) nach (b) hin abnehmen. Folglich ist auch hier das gemessene Wandprofil der 180°-Domänenwand von der Position der Messung abhängig und damit vom Abstand zur umgebenden Domänenwandstruktur, die ebenfalls durch eine asymmetrische Gesamtstruktur charakterisiert ist. Da die Positionsabhängigkeit der Wandprofile über Abstände von mehreren Mikrometern zu beobachten ist, läßt auch dieses experimentelle Ergebnis den Schluß zu, daß die langreichweitige magnetostatische Wechselwirkung bei der Ausbildung der internen Magnetisierungsstruktur in 180°-Domänenwänden eine wichtige Rolle spielt.

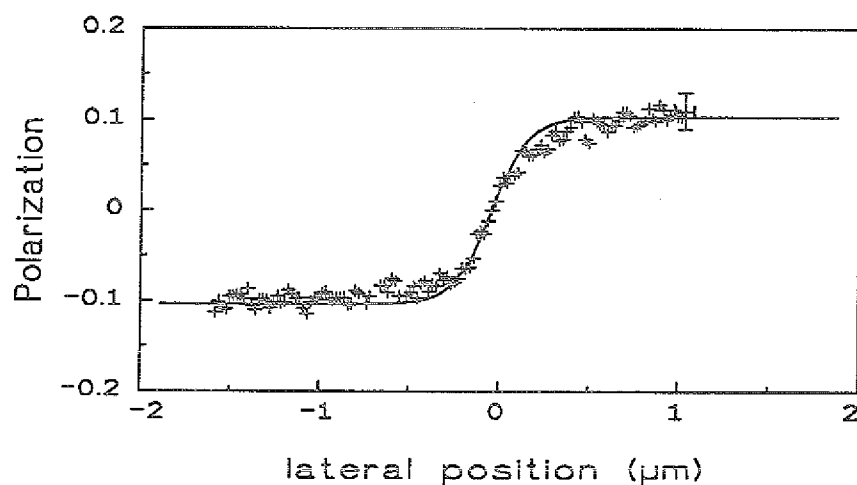


Abbildung VI5: experimentell bestimmtes Linienprofil einer 90°-Wand für eine 9 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; Darstellung der gemessenen Polarisationskomponente in der Schichtebene senkrecht zur Wandnormalen (+) im Vergleich zur exakten Lösung für die 90°-Wand (ohne Berücksichtigung des magnetostatischen Energieanteils), die in der Wandmitte angepaßt worden ist

Abbildung (VI5) zeigt ein typisches Wandprofil einer 90°-Wand, das für eine 8 Monolagen dicke Co/Cu(100)-Schicht gemessen worden ist. Die experimentellen Datenpunkte (+) stellen dabei die Polarisationskomponente senkrecht zur Wandnormalen dar. Es zeigen sich auch hier im Außenbereich der Wand Abweichungen von einem in der Mitte der Wand angepaßten Wandprofil (durchgezogene Linie), das der exakten Lösung ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Wechselwirkung entspricht. Es muß allerdings beachtet werden, daß diese be-

obachteten Abweichungen für die einzelnen Meßpunkte jeweils unterhalb der Genauigkeit liegen, mit der die Polarisierung experimentell bestimmt worden ist. Im allgemeinen sind also die Ausläufer für 90°-Wände in dem untersuchten Schichtdickenbereich bis hin zu 15 Monolagen nur sehr schwach ausgeprägt, wenn sie überhaupt existieren. Dies steht in Übereinstimmung mit den in Kapitel II.4. durchgeführten Rechnungen, die zeigen, daß der magnetostatische Energieanteil in 90°-Wänden sehr viel geringer ist als in den entsprechenden 180°-Wänden. Dementsprechend ist auch der Einfluß des magnetostatischen Energieanteils auf die Wandstruktur bei 90°-Wänden reduziert.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen an den 180°-Wänden ist es bei den Messungen an den 90°-Wänden nicht gelungen, ein Maximum der Polarisationskomponente parallel zur Wandnormalen in der Mitte der Wand eindeutig zu beobachten. Dies deutet darauf hin, daß der Mittelbereich der 90°-Wände sehr schmal ist und damit klein im Vergleich zu der in diesen Experimenten erreichten Auflösung von 50 - 100 nm. Man muß allerdings auch beachten, daß der maximale Polarisationshub in dieser Komponente nur $(1 - \frac{1}{\sqrt{2}}) \approx 30\%$ des Hubs betragen würde, den die entsprechende Polarisationskomponente bei einer 180°-Wand hat. Folglich haben die Linienprofilmessungen an 90°-Wänden ein schlechteres Signal zu Rausch-Verhältnis, was die genaue Bestimmung von Wandstrukturen erschwert.

VI. 2. Diskussion der Ergebnisse

Wie im vorangegangenen Abschnitt VI.1. dargestellt worden ist, sind die experimentellen Domänenwandprofile in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten, vor allem bei den 180°-Wänden, dadurch charakterisiert, daß die Domänenwände lange Ausläufer in die angrenzenden Domänen hinein ausbilden. Die theoretischen Untersuchungen in Kapitel II.4. zeigen, daß eine derartige Wandstruktur dann auftritt, wenn der Anteil der magnetostatischen Selbstenergie an der Gesamtenergie der Wand groß ist. Folglich läßt sich die in Co/Cu(100)-Schichten experimentell beobachtete Domänenwandstruktur qualitativ verstehen unter der Annahme, daß diese von einem großen magnetostatischen Energieanteil hervorgerufen wird. Diese Folgerung steht aber, zumindest scheinbar, im Widerspruch zum Gesamterscheinungsbild einer sehr irregulären Domänenstruktur im Fall der ultradünnen Kobaltschichten. Die gekrümmten und fehlorientierten Wände zeigen ja gerade, daß es keine präferentielle Wandorientierung gibt und dementsprechend der Einfluß der magnetostatischen Energie vernachlässigbar klein ist, wie es im Bereich ultradünner Schichten auch zu erwarten wäre.

Bei dieser Gegenüberstellung muß allerdings beachtet werden, daß der überwiegende Teil der Domänenwände in Co/Cu(100)-Schichten 90°-Wände sind, und diese somit das Gesamterscheinungsbild der Domänenstruktur prägen. Bei den 90°-Wänden ist der Einfluß der

magnetostatischen Energie aber viel kleiner als bei den 180° -Wänden. Dies gilt sowohl für die richtig orientierte Wand, wie auch für den von einer Fehlorientierung zusätzlich verursachten magnetostatischen Energieanteil [100]. Dies steht ebenfalls in Übereinstimmung mit den für 90° -Wände gemessenen Wandprofilen, die, wenn überhaupt, nur schwach ausgeprägte Domänenwandausläufer zeigen. Folglich läßt sich der oben dargestellte Widerspruch qualitativ dadurch aufklären, daß die Domänenstruktur in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten von 90° -Wänden dominiert wird und diese auf Grund ihrer sehr geringen magnetostatischen Energie keine präferentielle Orientierung haben.

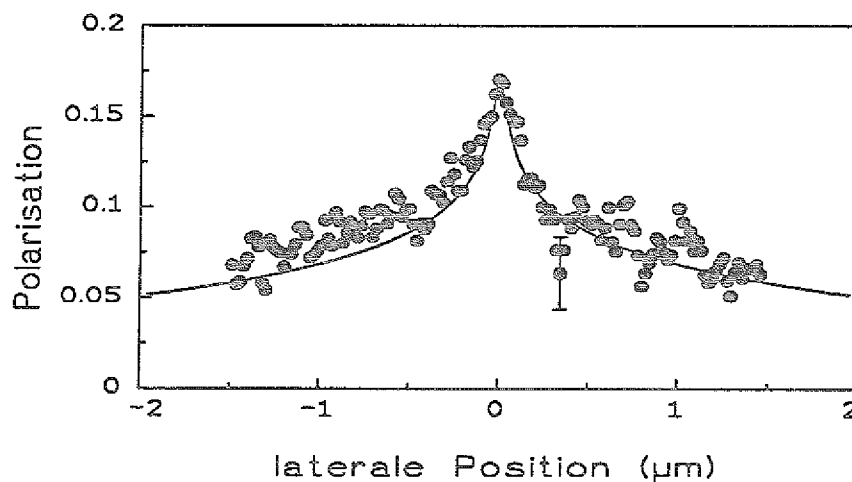


Abbildung VI6: experimentell bestimmtes Linienprofil einer 180° -Wand für eine 9 Monolagen Co/Cu(100)-Schicht; Darstellung der gemessenen Polarisationskomponente parallel zur Wandnormalen (*) im Vergleich zu einem numerisch berechneten Magnetsierungsprofil $\alpha(x)$ (durchgezogene Linie); Rechnungsparameter: $b = 1,6 \text{ nm}$; $A = 5 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$; $K = 500 \text{ erg/cm}^3$ (biaxiale Symmetrie); $M_s = 1400 \text{ emu}$

Es stellt sich aber weiterhin die Frage, ob die extrem weiten Ausläufer der 180° -Wände im Rahmen des in Kapitel II.4. dargestellten Domänenwandmodells für ultradünne Schichten zu verstehen sind. Abbildung (VI6) zeigt exemplarisch das schon in Abbildung (VI1b) dargestellte Domänenwandprofil einer 180° -Wand im Vergleich zu einem berechneten Magnetsierungsprofil. Für die Rechnung sind dabei folgende Materialparameter angenommen worden. Die Schichtdicke ist mit $b = 1,6 \text{ nm}$ durch die Messung von MEED-Intensitätsoszillationen (siehe Kapitel IV.3.) bestimmt worden. Für die Sättigungsmagnetisierung wird der Wert des Volumenkovalts $M_s = 1400 \text{ emu}$ [30] benutzt, da für ultradünne Co/Cu(100)-Schichten keine signifikante Veränderung des magnetischen Moments pro Atom beobachtet worden ist [139,162]. Die Anisotropiekonstante K , sowie die Austauschkonstante A werden als freie Parameter für die Rechnung benutzt. Die Modellrechnung (durchgezogene Linie) zeigt qualitativ die gleiche

Struktur, wie das experimentell ermittelte Domänenwandprofil und auch die quantitative Übereinstimmung ist recht gut. Doch die Übereinstimmung von Experiment und Rechnung ist nur vordergründig, da diese nur dadurch zustande kommt, daß für A und K unrealistische Werte benutzt werden. Die Austauschkonstante ist mit $A = 5 \cdot 10^{-7}$ erg/cm um etwa den Faktor 3 kleiner als der Wert für das hexagonale Volumenkovalt [30]. Dies steht aber im Widerspruch dazu, daß die Curie-Temperatur T_C schon für eine 3 Monolagen dicke Schicht oberhalb von $T = 500$ K ($\approx 0,4 T_C$ für Volumenkovalt) liegt und T_C proportional zur Austauschkopplung ist [30]. Noch krasser ist der Widerspruch bei der hier benutzten Anisotropiekonstanten $K = 500$ erg/cm³, die um mehr als drei Größenordnungen kleiner ist als die für Co/Cu(100)-Schichten experimentell ermittelten Werte [147,151]. Dieser sehr kleine Wert der Anisotropiekonstanten K wird im Rahmen der Rechnungen benötigt, um bei ultradünnen Schichten überhaupt Ausläufer in beobachtbarer Größe hervorzurufen. Dies bedeutet, daß die 180°-Wände in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten eine innere Magnetisierungsstruktur zeigen, wie sie erst bei sehr viel größeren Schichtdicken zu erwarten wäre, wenn der magnetostatische Energiebeitrag dominierend ist.

Für realistische Materialparameter A und K sollten demnach im untersuchten Schichtdickenbereich gar keine Domänenwandausläufer auftreten. Solche Domänenwandprofile ohne Ausläufer werden zwar ebenfalls beobachtet, sind aber gerade bei den 180°-Wänden untypisch. Es ist bei dem Vergleich der experimentellen Daten und theoretischen Kurven allerdings zu beachten, daß für die 180°-Wände in Co/Cu(100)-Schichten eine Ortsabhängigkeit der Domänenwandprofile beobachtet wird, d.h. die Domänenwände eine 2-dimensionale Magnetisierungsstruktur aufweisen. Im Gegensatz dazu sind die Rechnungen auf der Basis eines 1-dimensionalen Modells gemacht, was die Vergleichsmöglichkeiten natürlich prinzipiell einschränkt. Dennoch ist die Diskrepanz zwischen den Rechnungen mit realistischen Anisotropiekonstanten und dem Experiment so stark, daß hier auch andere Ursachen in Betracht gezogen werden müssen.

Bei den bisherigen Überlegungen ist nicht berücksichtigt worden, daß das durch die Domänenwand selbst hervorgerufene Magnetfeld natürlich nicht nur auf die ultradünne Schicht beschränkt ist, sondern auch im Vakuum oberhalb der Schicht existiert. Folglich könnte dieses Magnetfeld die aus der Schicht austretenden Sekundärelektronen und speziell deren Polarisationsvektor beeinflussen. Dabei hat das Magnetfeld in der Nähe der Oberfläche die gleiche Charakteristik wie in der Schicht selbst (vergleiche hierzu Abbildung (II10)) und ruft dementsprechend eine Polarisationsdrehung hervor, die vergrößerten Domänenwandausläufern entsprechen würde. Allerdings werden die Sekundärelektronen mit einer Feldstärke von etwa 500 V/cm von der Oberfläche abgesaugt, so daß die Verweildauer nahe der Oberfläche, selbst bei einer Austrittsenergie von $E_{kin} = 0$ eV, sehr kurz ist. Daher ergeben sich bei einer Abschätzung der Polarisationsdrehung im Vakuum Drehwinkel im Bereich der Domänenwandausläufer, die weit unterhalb von 1° liegen. Solche Polarisationsdrehungen sind aber viel kleiner

als die in den gezeigten Experimenten erzielte Genauigkeit und können somit auch nicht für die beobachteten Ausläufer verantwortlich sein.

Weiterhin wird im Rahmen der in Kapitel II.4. dargelegten theoretischen Betrachtung nicht berücksichtigt, daß die realen Kobaltschichten eine Schichtrauigkeit haben und darüber hinaus auch das Kupfersubstrat selbst schon eine atomare Stufenstruktur aufweist [149]. Wie durch die Experimente an Co/Cu(1113)-Schichten gezeigt worden ist, kann eine leichte Modifikation des Substrats eine geänderte magnetokristalline Anisotropie hervorrufen [103,151]. Folglich ist auch nicht auszuschließen, daß die Anisotropiekonstante K einer Co/Cu(100)-Schicht auf Grund der unterliegenden Substratstruktur lokal variiert. Allerdings ist die laterale Ausdehnung der Wachstumsinseln, wie auch die Ausdehnung der im Substrat vorhandenen Stufenstrukturen in der Größenordnung von maximal einigen 10 nm [149]. Dementsprechend ist es schwer vorstellbar, daß die nicht ideale atomare Struktur der Schicht für mikromagnetische Wandausläufer mit einer Ausdehnung im μm -Bereich verantwortlich ist.

Zu beachten ist außerdem, daß die Rechnungen aus der Minimierung der Gesamtenergie abgeleitet worden sind und somit exakt nur für die Temperatur $T = 0 \text{ K}$ gültig sind. Demgegenüber sind die experimentellen Untersuchungen bei Zimmertemperatur, d.h. $T \approx 300 \text{ K}$ gemacht worden. Somit stellt sich die Frage, welchen Einfluß die Temperatur auf die Domänenwandstruktur hat und ob dieser möglicherweise für die experimentell gefundenen Wandprofile verantwortlich ist. Hiermit ist nun nicht gemeint, daß die Wandstruktur durch die Temperaturabhängigkeit der Materialparameter modifiziert wird, da sich dieser Effekt leicht durch geänderte Materialparameter im Wandmodell berücksichtigen läßt [163]. Vielmehr müssen für eine allgemeingültige Domänenwandtheorie im Fall $T \neq 0 \text{ K}$ auch die möglichen angeregten Zustände einer Domänenwand und ihre thermodynamische Besetzungswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden [164]. Darby und Collins [164] haben eine derartige Rechnung für ein einfaches Modell einer Blochwand durchgeführt. Aus der Minimierung der freien Energie ergibt sich dabei schon bei niedrigen Temperaturen ($T < T_C/10$) eine Domänenwandstruktur, die gegenüber der Struktur bei $T = 0 \text{ K}$ stark verändert ist. Folglich kann nicht ausgeschlossen werden, daß thermodynamisch exakt berechnete Strukturen von Néelwänden bei $T \neq 0 \text{ K}$ gegenüber den hier berechneten modifiziert sind. Es ist aber dennoch sehr fraglich, ob der Temperatureinfluß die bei den 180° -Wänden experimentell beobachteten starken Domänenwandausläufer verursacht. Mit diesem Erklärungsansatz wäre es nämlich kaum verständlich, warum die Ausläuferstrukturen bei den 90° -Wänden so viel schwächer ausgeprägt sind oder aber unsymmetrische Wandprofile auftreten.

Neben den hier aufgeführten Gründen für die Existenz von Wandausläufern, stellt sich generell die Frage, in wie weit Domänenwandstrukturen für eine Schicht typisch sind. Hierbei ist zunächst einmal zu berücksichtigen, daß die Domänen mit einigen 10 μm bis zu einigen 100 μm

lateral Ausdehnung recht groß sind, und folglich der Bereich der Domänenwände nur einen sehr geringen Bruchteil der gesamten Schicht ausmacht. Darüber hinaus sind die Domänenwände im allgemeinen nicht beliebig über die Oberfläche verteilt, sondern haben ihre Gleichgewichtslagen immer an den Stellen, an denen die Schicht nicht homogen ist, bzw. die Materialparameter variieren [19]. Folglich befinden sich die Domänenwände in der Regel an oder in der Nähe von Stellen, die für die Schicht atypisch sind. Dies kann nun dazu führen, daß die Domänenwandstruktur nicht konsistent mit ebenfalls experimentell gemessenen Materialparametern ist, da bei derartigen Messungen eine über die gesamte Oberfläche gemittelte Größe bestimmt wird [147,151]. Diese generelle Einschränkung der Vergleichbarkeit zwischen Domänenwandstruktur und gemittelten Materialparametern gilt insbesondere für die 180° -Néelwände in Co/Cu(100) Schichten, da diese nur einen sehr kleinen Anteil an der gesamten mikromagnetischen Struktur ausmachen. Darüber hinaus ist dieser Wandtyp überhaupt nur stabil, wenn die magnetostatische Energie einen signifikanten Beitrag zur Gesamtenergie liefert, was tendenziell die Domänenwandpositionen bevorzugt, an denen ein großer magnetostatischer Energiebeitrag erreichbar ist.

VII. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sind die mikromagnetischen Strukturen in ultradünnen Kobaltschichten untersucht worden. Hierzu sind mittels eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen Experimente an Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten im Bereich von 3 - 15 Monolagen Schichtdicke gemacht worden. Dabei sind sowohl mikroskopische Untersuchungen zur mikromagnetischen Gesamtstruktur, sowie auch Detailuntersuchungen an Domänenwänden durchgeführt worden. Die Existenz von Multidomänenzuständen in ultradünnen Schichten und die Magnetisierungsstruktur von Domänenwänden sind ebenfalls theoretisch untersucht worden.

Für dünne magnetische Schichten mit einer Magnetisierungsvorzugsachse in der Schichtebene ist der eindomänige Magnetisierungszustand der energetisch günstigste, wenn man die an den Schichträndern verursachten Magnetfelder vernachlässigt. Diese präferentielle Ausbildung eines homogenen Magnetisierungszustandes bleibt in derartigen Schichten auch dann erhalten, wenn die reale, imperfekte Struktur der Schichten berücksichtigt wird. Dies wird durch die Experimente an Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten eindeutig belegt, da sämtliche untersuchten Schichten nach dem Wachstum homogen in der Schichtebene magnetisiert waren und nur am Probenrand Abschlußdomänen aufwiesen.

In Schichten, in denen die Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene ausgerichtet ist, wird demgegenüber ein Multidomänenzustand energetisch bevorzugt. Die Berechnungen der Domänengröße zeigen jedoch, daß Domänen in solchen Schichten nur in einem sehr kleinen Schichtdickenbereich beobachtbar sein sollten. Allerdings führen die strukturellen Imperfektionen der Schichten in diesem Fall dazu, daß verstärkt Multidomänenzustände ausgebildet werden, da diese bezüglich der magnetostatischen Energie eindeutig bevorzugt sind.

Zur Berechnung von Domänenwandstrukturen wird ein 1-dimensionales Modell dargestellt, das zur Simulation von beliebigen Wandtypen geeignet ist. Für dieses Modell wird ebenfalls ein numerisches Iterationsverfahren angegeben, das sich besonders gut für die Berechnung von Wandstrukturen in ultradünnen Schichten eignet. Mittels derartiger Simulationsrechnungen sind die Domänenwandstrukturen für 180°-Néelwände in Schichten mit uniaxialer magnetokristalliner Anisotropie und für 90°- und 180°-Néelwände in Schichten mit biaxialer magnetokristalliner Anisotropie im Bereich ultradünner Schichtdicken berechnet worden. In allen drei Wandtypen bewirkt das von der Wand selbst hervorgerufene magnetische Feld eine Modifikation der Wandstruktur. Dabei wird die Wand im Innern zusammengezogen und bildet in den Außenbereichen Ausläufer in die angrenzenden Domänen aus. Dieser Effekt ist dabei um so stärker je größer der magnetostatische Energieanteil ist und nimmt dementsprechend mit der Schichtdicke stark zu. Die Energiedichte der Néelwände in den Ausläufern ist dabei ver-

schwindend gering, da sich hier die magnetostatische Selbstenergie und die magnetokristalline Energie gerade kompensieren und die Austauschenergie bedeutungslos ist.

Der magnetostatische Energieanteil ist im Fall der 90° -Néelwände auf Grund des reduzierten Drehwinkels sehr viel kleiner als bei vergleichbaren 180° -Néelwänden. Dies führt dazu, daß die mit der magnetostatischen Energie verbundenen Modifikationen der Wandstruktur für diesen Wandtyp weit schwächer ausgeprägt sind als bei den 180° -Wänden. Die beiden 180° -Néelwandtypen für unterschiedliche Anisotropie zeigen im Bereich eines großen magnetostatischen Energieanteils eine nahezu identische Struktur. Bei einer Verringerung des magnetostatischen Energiebeitrags weitet sich die 180° -Néelwand im Fall der biaxialen Anisotropie allerdings stark auf, da sich die Magnetisierung in der Wandmitte durch eine Vorzugsachse dreht. Dementsprechend ist dieser Wandtyp ohne Berücksichtigung der magnetostatischen Energie instabil. Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, daß die magnetostatische Selbstenergie ein Aufspalten der 180° -Néelwand in zwei parallele 90° -Néelwände verhindert.

Die Entmagnetisierungsexperimente an Co/Cu(100)- und Co/Cu(1113)-Schichten zeigen, daß man in derartigen Schichten auch im Bereich kleinster Schichtdicken Multidomänenzustände erzeugen kann, die bei Zimmertemperatur zumindest über mehrere Tage hin stabil sind. Die einzelnen Domänen haben hierbei eine laterale Ausdehnung von typischerweise einigen $10\ \mu\text{m}$ bis zu einigen $100\ \mu\text{m}$. Weiterhin zeigen die Domänen in ultradünnen Schichten eine sehr irreguläre Struktur mit beliebig orientierten und gekrümmten Domänenwänden im Gegensatz zu Schichten im Bereich von einigen $10\ \text{nm}$ Schichtdicke. Diese irreguläre Domänenstruktur wird dadurch bedingt, daß der für eine präferentielle Ausrichtung der Wände verantwortliche magnetostatische Energieanteil der Wandenergie im Fall dünner Schichten mit abnehmender Schichtdicke kleiner wird und daher im Bereich ultradünner Schichten an Bedeutung verliert. Im Längenbereich bis hin zu einigen μm sind allerdings auch die Domänenwände in ultradünnen Schichten zumeist geradlinig geformt, da die Wandenergie proportional zur Wandlänge ist und dementsprechend eine kurze Wand energetisch bevorzugt wird.

In Co/Cu(100)-Schichten treten hauptsächlich 90° -Wände auf, da deren Energie sehr viel kleiner ist als die der ebenfalls möglichen 180° -Wände. Es werden allerdings auch 180° -Domänenwände beobachtet, doch handelt es sich hierbei in aller Regel nur um recht kurze, ca. $10\ \mu\text{m}$ lange Wandstücke. Darüber hinaus zeigt sich in den untersuchten Schichten keine detektierbare Beeinflussung der mikromagnetischen Struktur durch die Substrattopographie.

Die experimentelle Untersuchung der Domänenwandstrukturen in Co/Cu(100)-Schichten zeigt, daß die Magnetisierung auch innerhalb der Domänenwände in der Schichtebene liegt, d.h. die Domänenwände sind Néelwände. Die untersuchten Linienprofile zeigen darüber hinaus, daß die Magnetisierungsstruktur der 180° -Wände vom Ort abhängt und ebenfalls auch von der

umgebenden Domänenstruktur beeinflusst wird. Dies bedeutet, daß die 180° -Wände in ultradünnen Co/Cu(100)-Schichten im allgemeinen eine 2-dimensionale Struktur, bezogen auf die Schichtebene haben. Weiterhin zeigen die an 180° -Domänenwänden gemessenen Wandprofile in aller Regel lange Ausläufer, die sich bis in den μm Bereich ausdehnen, wie es für Néelwände mit großem magnetostatischen Energieanteil zu erwarten ist. Im Gegensatz dazu zeigen die 90° -Wände keine signifikanten Domänenwandausläufer, was den verringerten Einfluß der magnetostatischen Energie bei diesem Wandtyp widerspiegelt.

Anhang 1. Energieausdrücke für ein 1-dimensionales Ortsgitter mit variabler Quaderbreite

In diesem Anhang werden die Energieausdrücke für Néelwände angegeben, die man bei einer Verallgemeinerung des in Kapitel II.4.1. vorgestellten Wandmodells auf ein 1-dimensionales Ortsgitter mit variabler Quaderbreite erhält.

Die Breite des Quaders I betrage d_I . Weiterhin definieren wir

$$d_I^- = \frac{d_I + d_{I-1}}{2}, \quad d_I^+ = \frac{d_I + d_{I+1}}{2} \quad (\text{A1})$$

Damit ergeben sich folgende Ausdrücke für die Wandenergieanteile:

$$\text{Austauschenergie: } E_A = A \sum_{I=1}^{N+1} \frac{1}{d_I^+} [(\alpha_{I+1} - \alpha_I)^2 + (\gamma_{I+1} - \gamma_I)^2] \quad (\text{A2})$$

magnetokristalline Energie einer 180° -Wand im Fall uniaxialer Symmetrie:

$$E_K = K \sum_{I=2}^{N+1} d_I \alpha_I^2 \quad (\text{A3})$$

magnetokristalline Energie einer 180° -Wand im Fall biaxialer Symmetrie:

$$E_K = K \sum_{I=2}^{N+1} d_I \alpha_I^2 \gamma_I^2 \quad (\text{A4})$$

magnetokristalline Energie einer 90° -Wand im Fall biaxialer Symmetrie:

$$E_K = \frac{1}{4} K \sum_{I=2}^{N+1} d_I (\alpha_I^2 - \gamma_I^2)^2 \quad (\text{A5})$$

$$\text{magnetostatische Energie: } E_M = \frac{1}{2} M_s^2 b \sum_{I=2}^{N+1} \sum_{J=2}^{N+1} A_{IJ} \alpha_I \alpha_J \quad (\text{A6})$$

mit der entsprechenden Modifikation im Fall der 90° -Wand (siehe Kapitel II. 4. 1.).

Für die Referenzenergieausdrücke erhält man unter Berücksichtigung von

$$D_I = \frac{2d_I}{d_I^+ + d_I^-} \quad (A7)$$

180°-Wand bei uniaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \sum_{I=2}^{N+1} D_I \frac{1}{\gamma_I} \left(\frac{\gamma_{I+1} - \gamma_I}{d_I^+} + \frac{\gamma_{I-1} - \gamma_I}{d_I^-} \right) \quad (A8)$$

180°-Wand bei biaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \sum_{I=2}^{N+1} D_I \frac{1}{\gamma_I} \left(\frac{\gamma_{I+1} - \gamma_I}{d_I^+} + \frac{\gamma_{I-1} - \gamma_I}{d_I^-} \right) + K \sum_{I=2}^{N+1} d_I \alpha_I^4 \quad (A9)$$

90°-Wand bei biaxialer Anisotropie:

$$E_{\text{Ref}} = -A \sum_{I=2}^{N+1} D_I \frac{1}{\gamma_I} \left(\frac{\gamma_{I+1} - \gamma_I}{d_I^+} + \frac{\gamma_{I-1} - \gamma_I}{d_I^-} \right) \left(1 - \frac{\alpha_I}{\sqrt{2}} \right) - K \sum_{I=2}^{N+1} d_I \left(\alpha_I - \frac{1}{\sqrt{2}} \right)^3 \left(\alpha_I + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) - \delta \quad (A10)$$

$$\text{mit } \delta = \frac{A}{d_2^-} (1 - \sqrt{2} \alpha_2) \quad (A11)$$

Mit Hilfe von δ läßt sich wiederum δ_n nach Gleichung (II27) als zweiter Analyseparameter bestimmen, wobei wir δ für die 180°-Wände als

$$\delta = -A \frac{\sqrt{2}}{d_2^-} \alpha_2 \quad (A12)$$

definieren. In diesem verallgemeinerten Ansatz sind die A_{IJ} allerdings nicht mehr durch die Gleichung (11) der Originalarbeit von Brown und LaBonte [31] gegeben, da nun die Abstände der 4 miteinander wechselwirkenden Oberflächen der Quader I und J beliebig und unkorreliert sind. Vor allem hängen die Elemente A_{IJ} nun nicht mehr nur von der Differenz $|I - J|$ ab.

Hat der Quader I entlang der x-Achse die Begrenzungsflächen bei x_a^I und x_e^I mit $x_a^I < x_e^I$ und der Quader J entsprechend die Begrenzungsflächen bei x_a^J und x_e^J mit $x_a^J < x_e^J$, so ergibt sich der dazugehörige Wechselwirkungskoeffizient A_{IJ} aus einer analog zu [31] durchgeführten Rechnung als:

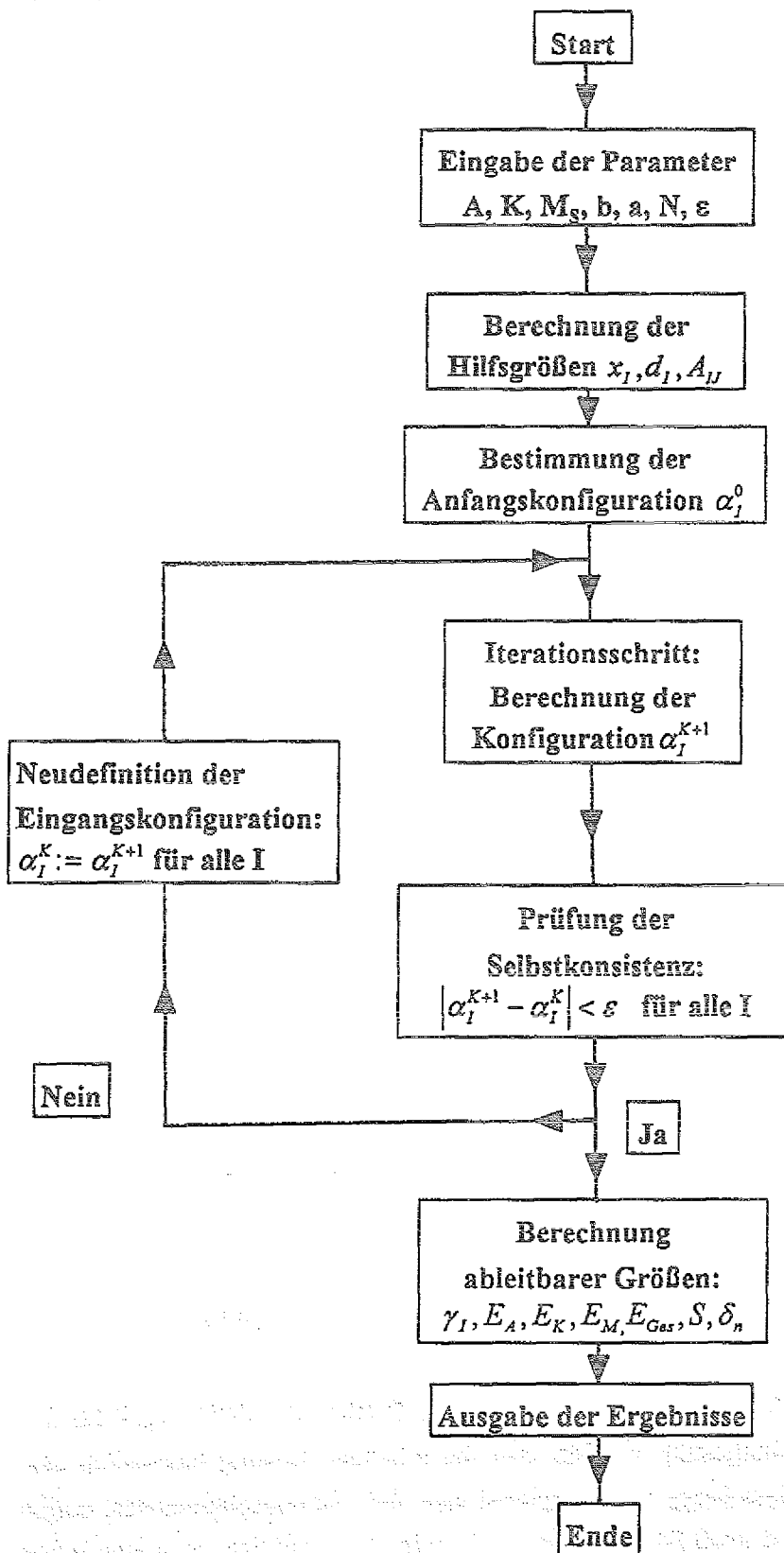
$$A_{IJ} = G\left(\frac{|x_e^I - x_a^J|}{b}\right) + G\left(\frac{|x_a^I - x_e^J|}{b}\right) - G\left(\frac{|x_a^I - x_a^J|}{b}\right) - G\left(\frac{|x_e^I - x_e^J|}{b}\right) \quad (\text{A13a})$$

$$\text{mit } G(0) = 0 \quad (\text{A13b})$$

$$\text{und } G(\eta) = (1 - \eta^2) \ln(\eta^2 + 1) + \eta^2 \ln(\eta^2) + 4\eta \arctan\left(\frac{1}{\eta}\right) \quad \text{für } \eta > 0 \quad (\text{A13c})$$

Durch Definition (A13b) sind in der obigen Gleichung für A_{IJ} auch die Fälle $J=I$ und $J=I \pm 1$ enthalten.

Anhang 2. Programm-Schema



Anhang 3. Bestimmung der Iterationsgleichungen

Es wird zunächst der Fall einer 180°-Wand bei uniaxialer Kristallanisotropie betrachtet. Zur Bestimmung der Iterationsgleichung bildet man die partielle Ableitung der Gesamtenergie nach α_I , wobei auch γ_I als explizite Funktion von α_I betrachtet werden muß, da der Iterationsprozeß nur für α_I alleine durchgeführt werden soll. Es ergibt sich:

$$\frac{\partial E_{\text{Ges}}}{\partial \alpha_I} = 2A \frac{N}{a} \left(\alpha_I \frac{\gamma_{I+1} + \gamma_{I-1}}{\gamma_I} - \alpha_{I+1} - \alpha_{I-1} \right) + 2K \frac{a}{N} \alpha_I + M_s^2 b \sum_{j=2}^{N+1} A_{II} \alpha_j \quad (\text{A14})$$

wobei γ_I nur als Kurzschreibform von $\pm \sqrt{1 - \alpha_I^2}$ verwendet wird. Notwendige Bedingung für das Energieminimum ist das Verschwinden der partiellen Ableitung nach Gleichung (A14). Hieraus folgt die Gleichung:

$$T_1 \frac{\alpha_I}{\gamma_I} = T_2 - T_3 \alpha_I \quad (\text{A15a})$$

mit den T_i als von α_I unabhängigen Koeffizienten.

$$T_1 = \gamma_{I+1} + \gamma_{I-1} \quad (\text{A16a})$$

$$T_2 = \alpha_{I+1} + \alpha_{I-1} - \frac{M_s^2 b a}{2AN} \sum_{j \neq I}^{N+1} A_{II} \alpha_j \quad (\text{A16b})$$

$$T_3 = \frac{K}{A} \frac{a^2}{N^2} + \frac{M_s^2 b a}{2AN} A_{II} \quad (\text{A16c})$$

Durch Umformung erhält man hieraus:

$$G(\alpha_I) = T_3^2 \alpha_I^4 - 2T_2 T_3 \alpha_I^3 + (T_1^2 + T_2^2 - T_3^2) \alpha_I^2 + 2T_2 T_3 \alpha_I - T_2^2 = 0 \quad (\text{A17a})$$

Gleichung (A17a) ist nun die Bestimmungsgleichung für α_I^{K+1} und somit die Grundlage des Iterationsverfahrens

$$\alpha_I^{K+1} = f(\alpha_I^K) \quad (\text{A18})$$

Allerdings ist die Gleichung (A17a) eine Gleichung vierten Grades, die dementsprechend 4 Nullstellen hat. Somit muß sichergestellt werden, daß die erhaltene Lösung tatsächlich dem Energieminimum entspricht. Diese Fragestellung erweist sich aber als unproblematisch, sofern nur die Punktdichte ausreichend groß ist. In diesem Fall wird α_I^{K+1} nämlich im wesentlichen durch die Austauschwechselwirkung und somit durch die Größen α_{I-1}^K und α_{I+1}^K bestimmt. Ist

die Verteilung α_I^K nun hinreichend glatt, so ist $\alpha_I^{K+1} \cong \alpha_I^K$ und α_I^K damit ein geeigneter Startwert, um die dem Energieminimum entsprechende Nullstelle α_I^{K+1} nach Gleichung (A17a) zu bestimmen.

Die Bestimmung von α_I^{K+1} nach Gleichung (A17a) wird selbst ebenfalls iterativ gelöst. Hierzu wird das Newton-Verfahren

$$\alpha_I^{J+1} = \alpha_I^J - \frac{G(\alpha_I^J)}{G'(\alpha_I^J)} \quad (\text{A19})$$

benutzt, wobei $G(\alpha_I^J)$ entsprechend der Bestimmungsgleichung (A17a) definiert ist. Die Newtongleichung (A19) wird mit α_I^K als Startwert selbstkonsistent (numerische Grenze $\tilde{\epsilon}$) gelöst und die Lösung dann dem neuen Wert α_I^{K+1} zugeordnet.

Das hier beschriebene Verfahren zur Durchführung des Iterationsschrittes nach Gleichung (A18) ist sehr stabil und kommt im Fall ultradünner Schichten schon mit etwa 10% der Punktdichte aus, die bei dem Verfahren nach Brown und LaBonte [31] benötigt werden. Allerdings führt diese Stabilität ebenfalls dazu, daß der einzelne Iterationsschritt nur eine relativ kleine Veränderung

$$\delta_I = |\alpha_I^{K+1} - \alpha_I^K| \quad (\text{A20})$$

hervorrufen. Dies macht die Durchführung von entsprechend mehr Iterationsschritten erforderlich.

Der Fall der biaxialen Anisotropie unterscheidet sich vom Fall der uniaxialen Anisotropie dadurch, daß sich bei der Bildung der Ableitung $\partial E_{\text{Ges}}/\partial \alpha_I$ noch ein zusätzlicher Term proportional zur dritten Potenz von α_I ergibt. Dementsprechend erhält man aus der notwendigen Bedingung für ein Energieminimum $\partial E_{\text{Ges}}/\partial \alpha_I = 0$ die Gleichung

$$T_1 \frac{\alpha_I}{\gamma_I} = T_2 - T_3 \alpha_I + T_4 \alpha_I^3 \quad (\text{A15b})$$

Hierbei ist im Fall der 180°-Wand:

$$T_4 = 2 \frac{K}{A} \frac{a^2}{N^2} \quad (\text{A16d})$$

und sämtliche anderen Koeffizienten bleiben unverändert.

Für den Fall der 90°-Wand ergeben sich die geänderten Koeffizienten wie folgt:

$$T_2 = \alpha_{I+1} + \alpha_{I-1} + \frac{M_s^2 b a}{2 A N} \left(\frac{A_{II}}{\sqrt{2}} - \sum_{J=1}^{N+1} A_{IJ} \left(\alpha_J - \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \right) \quad (A16e)$$

$$T_3 = -\frac{K}{A} \frac{a^2}{N^2} + \frac{M_s^2 b a}{2 A N} A_{II} \quad (A16f)$$

$$T_4 = -2 \frac{K}{A} \frac{a^2}{N^2} \quad (A16g)$$

Durch Umformung der Gleichung (A15b) ergibt sich dann im Fall biaxialer Anisotropie mit

$$\begin{aligned} G(\alpha_I) = & T_4^2 \alpha_I^8 - (2T_3T_4 + T_4^2) \alpha_I^6 + 2T_2T_4 \alpha_I^5 + (T_3^2 + 2T_3T_4) \alpha_I^4 - \\ & -(2T_2T_3 + 2T_2T_4) \alpha_I^3 + (T_1^2 + T_2^2 - T_3^2) \alpha_I^2 + 2T_2T_3 \alpha_I - T_2^2 = 0 \end{aligned} \quad (A17b)$$

eine Gleichung achten Grades als Bestimmungsgleichung für α_I^{k+1} , die dann wiederum nach dem Newton-Verfahren iterativ gelöst wird.

Anhang 4. Anwendbarkeit des numerischen Lösungsverfahrens

Neben der prinzipiellen Verwendbarkeit des hier benutzten Iterationsverfahrens, die in Kapitel II. 4. 3. diskutiert worden ist, stellt sich die Frage, ob das Verfahren geeignet ist, die durch die Ausläufer modifizierte Struktur der Néelwände mit hinreichender Genauigkeit zu beschreiben. Für das verallgemeinerte Verfahren mit variabler Quadergröße ist dieses schon in der Arbeit von Kirchner und Döring [77] gezeigt worden, die auf eben diese Weise eine Néelwandstruktur für eine dicke Schicht mit extrem weiten Ausläufern berechnet haben. Rechnungen mit diesem Verfahren sind in Abbildung (A1) für verschiedene Werte des Domänenwandbereichs a dargestellt (strichpunktierte Linien) und liefern nahezu identische Ergebnisse, abgesehen von der Umgebung der Randwerte. Dies zeigt, daß das Ergebnis nicht von dem speziellen Wert von a abhängt, sofern a groß genug gewählt worden ist. Natürlich darf a nicht in beliebiger Weise, unabhängig von den anderen Parametern geändert werden, da die Breite der Quader d_I vor allem im Bereich der Wandmitte klein genug gewählt werden muß, um die Wandstruktur korrekt zu beschreiben. Diese beiden Forderungen lassen sich aber leicht durch ein geeignetes Gitter erfüllen.

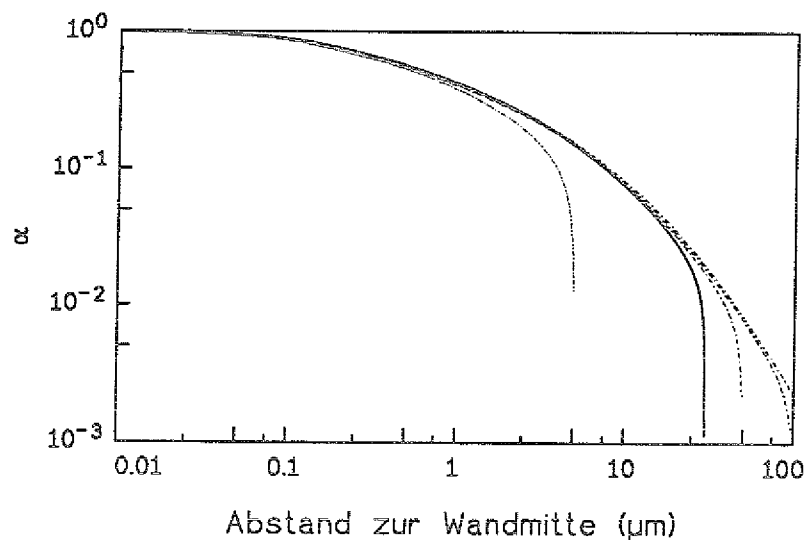


Abbildung A1: Darstellung numerischer Rechnungen für verschiedene Werte des Domänenwandbereichs a ; ansonsten sind die benutzten Parameter gleich: $b = 5 \text{ nm}$, $A = 2 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$, $K = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $M = 800 \text{ emu}$,

In Abbildung (A1) ist ebenfalls eine Rechnung für ein gleichförmiges Gitter enthalten (durchgezogene Linie). Man erkennt, daß derartige Rechnungen ebenfalls in der Lage sind, die Néelwandstruktur bis auf die Umgebung der Randbedingung zu bestimmen, sofern auch in diesem Fall a groß genug gewählt wird. Dies läßt sich für ultradünne Schichten mit vertretbarem Aufwand, d.h. mit nicht zu großer Punktzahl N erreichen, da hier die Ausläufer deutlich

kleiner sind als in dickeren Schichten [76,77]. Man erkennt in Abbildung (A1) allerdings auch, daß die gesamte Wandstruktur falsch bestimmt wird, wenn a zu klein gewählt ist (gestrichelte Linie). Problematisch ist, daß der Selbstkonsistenzparameter S in diesem Fall $S = 1 - 1,05 \cdot 10^{-5}$ ist und damit eine realistische Lösung für die Domänenwandstruktur suggeriert. δ_n hingegen hat mit $\delta_n = -8,67 \cdot 10^{-3}$ einen sehr großen Absolutwert, was deutlich macht, daß die Randbedingungen unzureichend gewählt worden sind. Dementsprechend ist der Parameter δ_n im Vergleich zu S sehr viel besser geeignet, die Güte einer Rechnung bezüglich der Ausläuferstruktur zu analysieren. Der Grund hierfür liegt darin, daß δ_n proportional zur Steigung des berechneten Wandprofils am Rand ist. Folglich ist δ_n eine durch die Randbedingungen bestimmte Größe und dementsprechend stark mit dem durch die Randbedingungen verursachten Fehler bei der Beschreibung der Wandausläufer verknüpft. S hingegen wird durch den Vergleich zweier Energieterme und damit durch integrale Größen bestimmt. Daraus folgt, daß der Selbstkonsistenzparameter S nicht sensitiv auf die von den Randbedingungen verursachten Fehler bei der Berechnung der Ausläuferstruktur ist. Dies wird besonders deutlich, wenn man berücksichtigt, daß die Gesamtenergiedichte in den Domänenwandausläufern nahezu null ist (siehe Abbildung (III1)).

Anhang 5. Berechnung der durch einen Defekt verursachten Koerzitivfeldstärke

Man betrachte einen Abschnitt der Länge l einer magnetischen Schicht mit homogener Schichtdicke b . Innerhalb dieser Schicht befindet sich ein rechteckförmiger Einschluss entsprechend Abbildung (A2), der unmagnetisch ist. Da eine, an einem derartigen Defekt liegende Domänenwand eine verringerte Fläche und damit Energie hat, ist sie nicht mehr frei beweglich und kann nur durch ein magnetisches Feld $H \geq H_C$ von diesem Defekt gelöst werden.

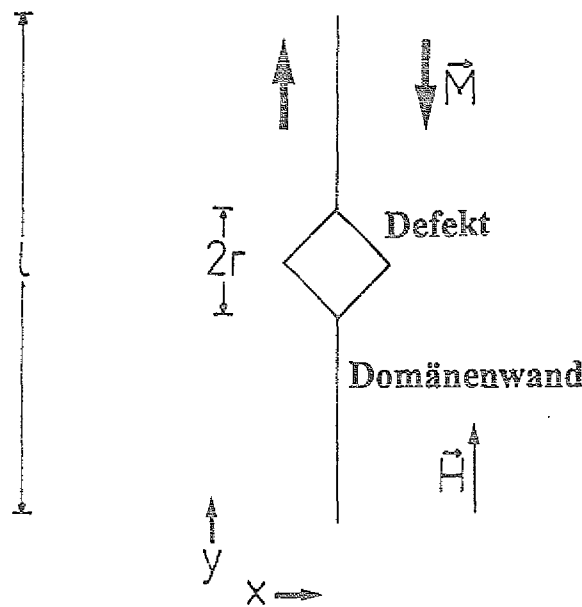


Abbildung A2: Domänenwand an einem quadratischen, unmagnetischen Defekt mit der Ausdehnung $2r$. Die betrachtete Wand hat die Länge l und ist parallel zur y-Achse orientiert

Zunächst wird davon ausgegangen, daß die Domänenwand geradlinig ist und nur parallel zur y-Richtung ausgerichtet sein kann, d.h. eine Orientierung entsprechend dem Polverhütungsprinzip aufweist. Folglich läßt sich die Wand nur entlang der x-Achse verschieben und es ergibt sich für die Energie der Wand E_W als Funktion der Position x :

$$E_W = 2\varepsilon_W b \left(\frac{l}{2} - r + x \right) \quad (A21)$$

für $0 < x < r$, und mit ε_W als der Wandenergie pro Flächeneinheit. Für die magnetostatische Energie E_H einer solchen Domänenstruktur im äußeren Feld H , parallel zur Domänenmagnetisierung, ergibt sich näherungsweise für $l \gg r$:

$$E_H = -2M_s H l b x \quad (A22)$$

mit M_s als der Sättigungsmagnetisierung der Schicht. Aus der Minimierung der Gesamtenergie ergibt sich die durch einen derartigen Defekt verursachte Koerzitivfeldstärke zu

$$H_c^0 = \frac{\varepsilon_w}{M_s l} \quad (\text{A23})$$

Im Bereich ultradünner Schichten können die Domänenwände nun auf Grund des stark verringerten Einflusses der magnetostatischen Energie verkippt oder sogar gekrümmt sein, d.h. es existiert keine präferentielle Ausrichtung der Wände mehr. Als einfaches Modell wird deshalb im folgenden der Fall betrachtet, daß die Wandsegmente auf beiden Seiten eines Defekts verkippt sein können, so wie es in Abbildung (A3) dargestellt ist.

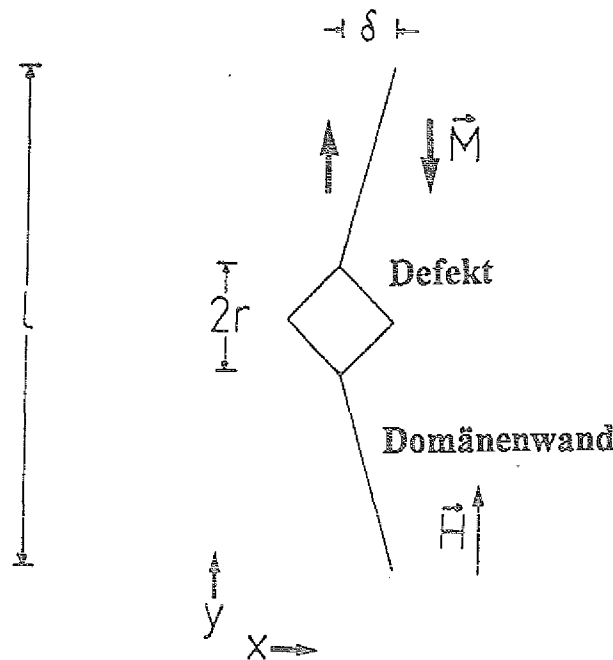


Abbildung A3: Domänenwand an einem quadratischen, unmagnetischen Defekt mit der Ausdehnung $2r$. Die betrachtete Wand kann nun im Unterschied zur Abbildung (A2) gegenüber der y -Achse verkippt werden.

Für die Energien ergibt sich in diesem Fall:

$$E_w = 2\varepsilon_w b \sqrt{\left(\frac{l}{2} - r + x\right)^2 + \delta^2} \quad (\text{A24})$$

$$E_H = -2M_s H l b \left(x + \frac{\delta}{2}\right) \quad (\text{A25})$$

Die Minimierung bezüglich δ ergibt dann:

$$\delta = \frac{\frac{l}{2} - r + x}{\sqrt{4\left(\frac{H_c^0}{H}\right)^2 - 1}} \quad (\text{A26})$$

d.h. abhängig vom angelegten Feld H ergibt sich tatsächlich ein nicht verschwindender Wert für δ und dementsprechend eine Verkipfung der Wand. Aus der Minimierung der Gesamtenergie bezüglich x ergibt sich dann die Koerzitivfeldstärke

$$H_c = \frac{2}{\sqrt{3}} H_c^0 = 0,894 H_c^0 \quad (\text{A27})$$

Diese beispielhafte Rechnung zeigt, daß die im Fall ultradünner Schichten mögliche Abweichung der Wandstruktur von einem geradlinigen Verlauf die von Defekten verursachte Koerzitivität absenkt. Die hier berechnete Koerzitivfeldstärke stellt sicher nicht den minimal erreichbaren Wert bei beliebiger Variation der Wandform dar, da hier nur ein sehr eingeschränkter Bereich von Wandformen zugelassen worden ist.

Literaturverzeichnis:

- [1] siehe beispielsweise: Appl. Phys. A 49 (5,6), 437(1989)
- [2] L. M. Falicov, D. T. Pierce, S. D. Bader, R. Gronsky, K. B. Hathaway, H. J. Hopster, D. N. Lambeth, S. P. Parkin, G. A. Prinz, M. Salamon, I. K. Schuller and R. H. Victoria, J. Mater. Res. 5, 1299(1990)
- [3] S. D. Bader, Proc. IEEE 78, 909(1990)
- [4] S. F. Alvarado, R. Feder, H. Hopster, F. Ciccacci, and H. Pleyer, Z. Phys. B 49, 129(1982)
- [5] R. Bergholz and U. Gradmann, J. Magn. Magn. Mat. 45, 389(1984)
- [6] M. Landolt: "Spin Polarized Secondary Electron Emission from Ferromagnets", in "Polarized Electrons in Surface Physics" (R. Feder ed.), World Scientific Publishers Co., Singapore (1985)
- [7] S. D. Bader, E. R. Moog, P. Grünberg, J. Magn. Magn. Mat. 53, L295(1986)
- [8] B. Hillebrands, P. Baumgart, and G. Güntherodt, Phys. Rev. B36, 2450(1987)
- [9] M. Przybylski and U. Gradmann, Phys. Rev. Lett. 59, 1152(1987)
- [10] D. Venus and J. Kirschner, Phys. Rev. B37, 2199(1988)
- [11] B. Heinrich, S. T. Purcell, J. R. Dutcher, K. B. Urquhart, J. F. Cochran, and A. S. Arrot, Phys. Rev. B38, 12879(1988)
- [12] U. Gradmann, Appl. Phys. A 3, 161(1974)
- [13] D. Mills, J. Magn. Magn. Mat. 100, 515(1991)
- [14] C. Chappert, D. Renard, P. Beauvillain, J.-P. Renard, and J. Seiden, J. Magn. Magn. Mat. 54, 57(1986)
- [15] D. Pescia, M. Stampanoni, G. L. Bona, A. Vaterlaus, R. F. Willis and F. Meier, Phys. Rev. Lett. 58, 2126(1987)
- [16] S. Hashimoto, Y. Ochiai, and K. Aso, J. Appl. Phys. 67, 2136(1990)
- [17] T. G. Walker, A. W. Pang, H. Hopster, and S. F. Alvarado, Phys. Rev. Lett. 69, 1121(1992)
- [18] J. Unguris, R. J. Celotta, and P. Pierce, Phys. Rev. Lett. 69, 1125(1992)
- [19] D. J. Craik and R. S. Tebble, "Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains", North Holland Publishing Company, Amsterdam 1965
- [20] K. Koike, H. Matsuyama, and K. Hayakawa, Scanning Micros. Suppl. 1, 241(1987)
- [21] H. P. Oepen and J. Kirschner, Scanning Micros. 5, 1(1991)
- [22] P. Meyer, J. Pommier, and J. Ferré, SPIE Int. Soc. Opt. Eng. 1126, 93(1989)

- [23] M. S. Altman, H. Pinkvos, J. Hurst, H. Poppa, G. Marx, and E. Bauer, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* 232, 125(1991)
- [24] W. Nolting, "Quantentheorie des Magnetismus", Teubner-Verlag, Stuttgart 1986
- [25] E. Jäger und R. Pertheil, "Magnetische Eigenschaften von Festkörpern", Akademie-Verlag, Berlin 1983
- [26] W. F. Brown, Jr., "Magnetostatic Principles in Ferromagnetism", North Holland Publishing Company, Amsterdam 1962
- [27] E. C. Stoner, *Phil. Mag.* 36, 803(1945)
- [28] A. Hubert, "Theorie der Domänenwände in geordneten Medien", Springer-Verlag, Berlin 1974
- [29] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, "Elektrodynamik der Kontinua", 4. dt. Auflage, Akademie-Verlag, Berlin 1985
- [30] C. Kittel and J. K. Galt, "Ferromagnetic Domain Theory", in *Solid State Physics*, vol. 3, Academic Press, 1956
- [31] W. F. Brown, Jr. and A. E. LaBonte, *J. Appl. Phys.* 36, 1380(1965)
- [32] R. M. White, "Introduction to Magnetic Recording", IEEE Press, New York 1985
- [33] A. Hubert, *phys. stat. sol.* 32, 519(1969)
- [34] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *J. Appl. Phys.* 69, 4587(1991)
- [35] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, *J. Magn. Magn. Mat.* 104-107, 353(1992)
- [36] C. Kittel, *Phys. Rev.* 70, 965(1946)
- [37] Y. D. Yan and E. Della Torre, *J. Appl. Phys.* 66, 320(1989)
- [38] Y. Yaffet and E. M. Gyorgy, *Phys. Rev. B* 38, 9145(1988)
- [39] C. Liu, E. R. Moog, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* 60, 2422(1988)
- [40] C. Chappert and P. Bruno, *J. Appl. Phys.* 64, 5736(1988)
- [41] D. P. Pappas, K.-P. Kämper, and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* 64, 3179(1990)
- [42] D. P. Pappas, C. R. Brundle, and H. Hopster, *Phys. Rev. B* 45, 8169(1992)
- [43] Z. Qiu, J. Pearson, S. D. Bader, private Mitteilung
- [44] R. Allenspach, M. Stampanoni, and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* 65, 3344(1990)
- [45] M. Stampanoni and R. Allenspach, *J. Magn. Magn. Mat.* 104-107, 1805(1992)
- [46] R. Allenspach and A. Bischof, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3385(1992)
- [47] R. Allenspach and M. Stampanoni, *MRS Symp. Proc.* 231, 17(1992)
- [48] Z.-P. Shi, *J. Phys.* 4, L191(1992)

- [49] C. Kooy and U. Enz, Philips Res. Repts. 15, 7(1960)
- [50] X. Che and H. Suhl, Phys. Rev. Lett. 64, 1670(1990)
- [51] Y. D. Yan and M. Jursich, IEEE Trans. Magn. 25, 3458(1989)
- [52] D. R. Fredkin and T. R. Koehler, IEEE Trans. Magn. 26, 1518(1990)
- [53] D. A. Herman, Jr. and B. E. Argyle, IEEE Trans. Magn. 22, 772(1986)
- [54] B. E. Argyle, B. Petek, and D. A. Herman, Jr., J. Appl. Phys. 61, 4304(1987)
- [55] C. Saka, K. Shiiki, and K. Shinagawa, J. Appl. Phys. 66, 1285(1989)
- [56] C. Saka, K. Shiiki, and K. Shinagawa, J. Appl. Phys. 68, 263(1990)
- [57] B. Heinrich, J. F. Cochran, A. S. Arrott, S. T. Purcell, K. B. Urquhart, J. R. Dutcher, and W. F. Egelhoff, Jr., Appl. Phys. A49, 473(1989)
- [58] S. D. Bader and C. Liu, J. Vac. Sci. Technol. A9, 1924(1991)
- [59] C. L. Fu, A. J. Freeman, T. Oguchi, Phys. Rev. Lett. 54, 2700(1985)
- [60] S. Blügel, B. Dittler, R. Zeller, and P. H. Dederichs, Appl. Phys. A49, 547(1989)
- [61] H. J. Elmers, G. Liu, and U. Gradmann, Phys. Rev. Lett. 63, 566(1989)
- [62] A. J. Freeman and R. Wu, J. Magn. Magn. Mat. 100, 497(1992)
- [63] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, J. Magn. Magn. Mat. 113, 58(1992)
- [64] G. A. Prinz, J. Magn. Magn. Mat. 100, 469(1991)
- [65] P. Bruno and J. Seiden, J. Phys. (Paris), Colloq. 49, C8-1645(1988)
- [66] P. Bruno and J.-P. Renard, Appl. Phys. A49, 499(1989)
- [67] R. C. O'Handley and S. W. Sun, J. Magn. Magn. Mat. 104-107, 1717(1992)
- [68] L. Néel, C. R. Acad. Sci. Paris 241, 533(1955)
- [69] E. E. Huber, Jr., D. O. Smith, and J. B. Goodenough, J. Appl. Phys. 29, 294(1958)
- [70] H. W. Fuller and M. E. Hale, J. Appl. Phys. 31, 238(1960)
- [71] S. Methfessel, S. Middelhoek, and H. Thomas, J. Appl. Phys. 31, 302S(1960)
- [72] H.-D. Dietze und H. Thomas, Z. Physik 163, 523(1961)
- [73] E. Fuchs, Z. Angew. Phys. 14, 203(1962)
- [74] E. Feldtkeller, Z. Angew. Phys. 15, 106(1963)
- [75] E. Feldtkeller und E. Fuchs, Z. Angew. Phys. 18,1 (1964)
- [76] R. Collette, J. Appl. Phys. 35, 3294(1964)
- [77] R. Kirchner and W. Döring, J. Appl. Phys. 39, 855(1968)

- [78] A. Aharoni, J. Appl. Phys. 39, 2330(1968)
- [79] A. Aharoni, J. Appl. Phys. 41, 186(1970)
- [80] A. Hubert, Computer Phys. Comm. 1, 343(1970)
- [81] H. Riedel and A. Seeger, phys. stat. sol. (b) 46, 377(1971)
- [82] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, IEEE Trans. Magn. 26, 2810(1990)
- [83] B. Heinrich, Z. Celinski, J. F. Cochran, A. S. Arrott and K. Myrtle, J. Appl. Phys. 70, 5769(1991)
- [84] A. Aharoni, J. Appl. Phys. 39, 861(1968)
- [85] A. Aharoni, J. Phys. Suppl. C1 32, 966(1971)
- [86] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, Phys. Rev. B43, 1290(1991)
- [87] A. Aharoni and J. P. Jakubovics, Appl. Phys. Lett. 59, 369(1991)
- [88] G. A. Jones and B. K. Middleton, Phil. Mag. 21, 803(1970)
- [89] B. A. Lilley, Philos. Mag. 41, 792(1950)
- [90] M. R. Scheinfein, J. Unguris, J. L. Blue, K. J. Coakley, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, Phys. Rev. B43, 3395(1991)
- [91] A. Hubert, J. de Phys. 32, C1-404(1971)
- [92] A. Aharoni, J. Appl. Phys. 46, 914(1975)
- [93] M. R. Scheinfein and J. L. Blue, J. Appl. Phys. 69, 7740(1991)
- [94] H. P. Oepen and J. Kirschner, J. de Phys. C8, 1853(1988)
- [95] J. Kirschner und H. P. Oepen, Phys. Bl. 44, 227(1988)
- [96] H. P. Oepen and J. Kirschner, Phys. Rev. Lett. 62, 819(1989)
- [97] M. R. Scheinfein, J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, Phys. Rev. Lett. 63, 668(1989)
- [98] J. L. Robins, R. J. Celotta, J. Unguris, D. T. Pierce, B. T. Jonker, and G. A. Prinz, Appl. Phys. Lett. 52, 1918(1988)
- [99] H. P. Oepen, M. Benning, C. M. Schneider, and J. Kirschner, Vacuum 41, 489(1989)
- [100] H. P. Oepen, M. Benning, H. Ibach, C. M. Schneider, and J. Kirschner, J. Magn. Magn. Mat. 86, L137(1990)
- [101] H. P. Oepen, J. Magn. Magn. Mat. 93, 116(1991)
- [102] D. Kerkmann, D. Pescia, and R. Allenspach, Phys. Rev. Lett. 68, 686(1992)
- [103] A. Berger, U. Linke, and H. P. Oepen, Phys. Rev. Lett. 68, 839(1992)
- [104] A. Berger and H. P. Oepen, Phys. Rev. B45, 12596(1992)

- [105] G. G. Hembree, J. Unguris, R. J. Celotta, and D. T. Pierce, Scanning Micros. Suppl. 1, 229(1987)
- [106] M. R. Scheinfein, J. Unguris, M. H. Kelley, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, Rev. Sci. Instrum. 61, 2501(1990)
- [107] G. Chobrok and M. Hofmann, Phys. Lett. 57A, 257(1976)
- [108] J. Unguris, D. T. Pierce, A. Galejs, and R. J. Celotta, Phys. Rev. Lett. 49, 72(1982)
- [109] E. Kisker, W. Gudat, and K. Schröder, Solid State Commun. 44, 591(1982)
- [110] J. Kessler: "Polarized Electrons", Springer Series on Atoms and Plasma Vol.1 (2nd ed.), Springer Verlag, Berlin (1985)
- [111] H. Seiler, J. Appl. Phys. 54, R1(1983)
- [112] R. Allenspach, M. Taborelli, and M. Landolt, Phys. Rev. Lett. 55, 2599(1985)
- [113] D. L. Abraham and H. Hopster, Phys. Rev. Lett. 58, 1352(1987)
- [114] T. VanZandt and R. Browning, J. Appl. Phys. 68, 5835(1990)
- [115] J. Kirschner: "Polarized Electrons at Surfaces", Springer Tracts in Modern Physics Vol. 106, Springer Verlag, Berlin (1985)
- [116] J. Kirschner: "Sources and Detectors for Polarized Electrons", in "Polarized Electrons in Surface Physics" (R. Feder ed.), World Scientific Publishers Co., Singapore (1985)
- [117] H. Hopster, R. Raue, E. Kisker, G. Güntherodt, and M. Campagna, Phys. Rev. Lett. 50, 71(1983)
- [118] M. Landolt, R. Allenspach, and D. Mauri, J. Appl. Phys. 57, 3626(1985)
- [119] J. Kirschner and S. Suga, Solid State Commun. 64, 997(1987)
- [120] B. Ackermann, Dissertation 1985 (Uni Duisburg)
- [121] E. Bauer, Appl. Surf. Sci. 11/12, 479(1982)
- [122] G. Lilienkamp, C. Koziol, and E. Bauer, in "Reflection High-Energy Electron Diffraction and Reflection Electron Imaging" (P. K. Larsen and P. J. Dobson, eds.), Plenum, New York (1988)
- [123] U. Gradmann and P. Tillmanns, Phys. Status Solidi (a) 44, 539(1977)
- [124] L. Gonzales, R. Miranda, M. Salmeron, J. A. Verges, and F. Yndurain, Phys. Rev. B24, 3245(1981)
- [125] G. A. Prinz, G. T. Rado, and J. J. Krebs, J. Appl. Phys. 53, 2087(1982)
- [126] G. A. Prinz, Phys. Rev. Lett. 54, 1051(1985)
- [127] U. Gradmann, J. Korecki, and G. Waller, Appl. Phys. A 39, 101(1986)
- [128] F. Gautier and D. Stoeffler, Surf. Sci. 249, 265(1991)

- [129] J. Thomassen, F. May, B. Feldmann, M. Wuttig, and H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 3831(1992)
- [130] M. T. Kief, G. J. Mankey, and R. F. Willis, *J. Appl. Phys.* **69**, 5000(1991)
- [131] G. J. Mankey, M. T. Kief, and R. F. Willis, *J. Vac. Sci. Technol. A* **9**, 1595(1991)
- [132] U. Linke, private Mitteilung
- [133] M. G. Lagally, D. E. Savage, and M. C. Tringides, in "Reflection High-Energy Electron Diffraction and Reflection Electron Imaging" (P. K. Larsen and P. J. Dobson, eds.), Plenum, New York (1988)
- [134] C. S. Lent and P. I. Cohen, *Surf. Sci.* **139**, 121 (1984)
- [135] B. A. Joyce, P. J. Dobson, J. H. Neave and J. Zhang, *Surf. Sci.* **178**, 110(1986)
- [136] L. M. Peng and M. J. Whelan, *Surf. Sci. Lett.* **238**, L446(1990)
- [137] D. Pescia, G. Zampieri, M. Stampanoni, G. L. Bona, R. F. Willis, and F. Meier, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 933(1987)
- [138] A. Clarke, G. Jennings, R. F. Willis, P. J. Rous, and J. B. Pendry, *Surf. Sci.* **187**, 327(1987)
- [139] D. Pescia, R. F. Willis, and J. A. C. Bland, *Surf. Sci.* **189/190**, 724(1987)
- [140] 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)
- [141] D. Kerkmann, *Appl. Phys. A* **49**, 523(1989)
- [142] S. Ferrer and J. J. de Miguel, *Vacuum* **41**, 464(1990)
- [143] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. de Miguel, R. Miranda, and S. Ferrer, *Vacuum* **41**, 503(1990)
- [144] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. de Miguel, and R. Miranda, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1059(1990)
- [145] H. Li and B. P. Tonner, *Surf. Sci.* **237**, 141(1990)
- [146] C. M. Schneider, Dissertation FU Berlin (1990)
- [147] B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kowalewski, J. Kirschner, Z. Celinski, A. Arrott, and K. Myrtle, *Phys. Rev.* **B44**, 9348(1991)
- [148] A. Suci, Diplomarbeit RWTH Aachen (1991)
- [149] A. Schmidt, Dissertation FU Berlin (1992)
- [150] A. K. Schmid and J. Kirschner, *Ultramicroscopy* **42-44**, 483(1992)
- [151] P. Krams, F. Lauks, R. L. Stamps, B. Hillebrands, G. Güntherodt, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mat.* **121**, 483(1993)
- [152] J. Goddard and J. G. Wright, *Brit. J. Appl. Phys.* **15**, 807(1964)

- [153] J. Goddard and J. G. Wright, Brit. J. Appl. Phys. **16**, 1251(1965)
- [154] W. A. Jesser and J. W. Matthews, Philos. Mag. **17**, 461(1968)
- [155] A. I. Fedorenko and R. Vincent, Philos. Mag. **24**, 55(1971)
- [156] H. P. Oepen, C. M. Schneider, D. S. Chuang, C. A. Ballentine and R. O'Handley, J. Appl. Phys. **73**, 6186(1993)
- [157] J. Frohn, M. Giesen, M. Poensgen, J. F. Wolf, and H. Ibach, Phys. Rev. Lett. **67**, 3543(1991), private Mitteilung
- [158] B. Voigtländer, G. Meyer, and N.M. Amer, Phys. Rev. **B44**, 10354(1991)
- [159] A. Arrott, J. Appl. Phys. **69**, 5212(1991)
- [160] A. Arrott and B. Heinrich, J. Magn. Magn. Mat. **93**, 571(1991)
- [161] H. Sato, R. S. Toth, and R. W. Astrue, in "Single Crystal Films" (M. H. Francombe and H. Sato, eds.), Pergamon Press, Oxford (1964)
- [162] R. F. Willis, J. A. C. Bland and W. Schwarzacher, J. Appl. Phys. **63**, 4051(1988)
- [163] A. Aharoni, J. Appl. Phys. **53**, 7861(1982)
- [164] M. I. Darby and R. Collins, J. Appl. Phys. **44**, 5181(1973)

Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Ibach für die Möglichkeit, diese Arbeit im Institut für Grenzflächenforschung und Vakuumphysik des Forschungszentrums Jülich durchführen zu können. Ich bin ihm vor allem dankbar für sein Interesse am Fortgang dieser Arbeit und die Förderung, die ich während meiner Tätigkeit am Institut erfahren habe.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H. P. Oepen, der die Arbeit betreut hat und ohne den diese Arbeit kaum denkbar wäre. Dabei danke ich ihm vor allem für die Einführung in die REMPA-Technik und seine ständige Hilfsbereitschaft beim Experimentieren. Seine kontinuierliche Unterstützung, so wie die zahllosen Diskussionen mit ihm haben entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Darüber hinaus hat mir das Arbeiten mit ihm und in seiner Gruppe sehr viel Freude bereitet.

Herrn K. Hieble danke ich für seine vielfältigen Hilfestellungen bei der Bewältigung technischer Probleme und vor allem für seine unzähligen "Wiederbelebungsversuche" abgestürzter Rechner und Programme.

Herrn U. Linke danke ich für seine hervorragend präparierten Kristalle und viele nützliche Hinweise und Hilfeleistungen während meiner Arbeit.

Allen Mitarbeitern des Instituts danke ich für Ihre Hilfsbereitschaft und zahlreiche Diskussionen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere danke ich den Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt für ihre schnelle und exakte Ausführung von Arbeiten.

Den Herren B. Feldmann und M. Speckmann danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Special thanks to Dr. S. D. Bader and his group at Argonne National Laboratory for their introduction into the experimental Kerr-effect magnetometry. I gratefully acknowledge their hospitality and the numerous educational and enjoyable discussions about thin-film magnetism. I would also like to thank the American Nuclear Society for their financial support.

Abschließend möchte ich meinen Eltern für ihre kontinuierliche Unterstützung und Ermunterung in den vorangegangenen Jahren danken.

JüI-2853

Dezember 1993

ISSN 0944-2952