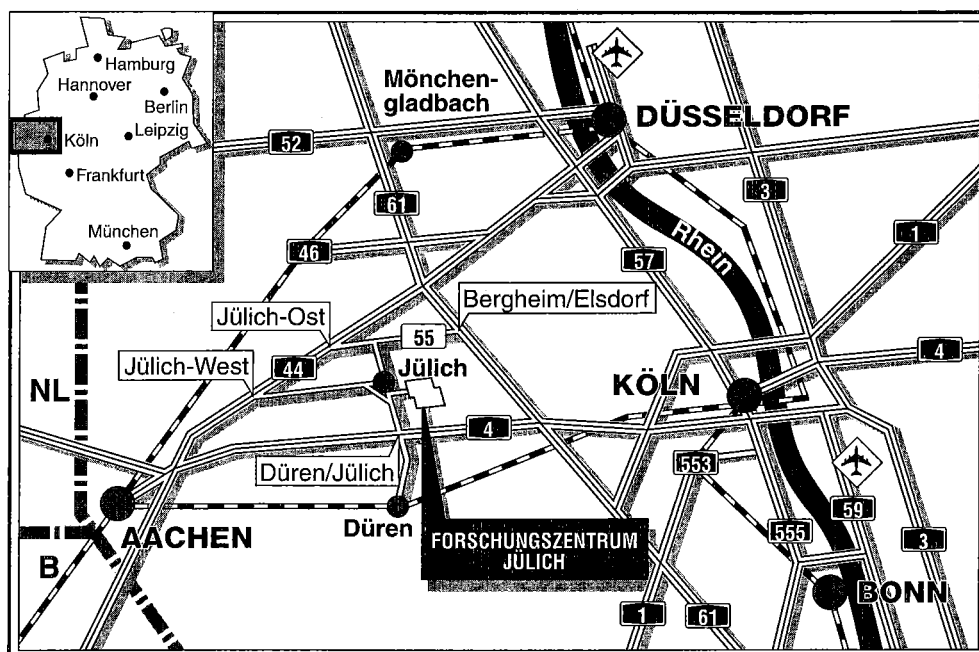


*Institut für Grenzflächenforschung
und Vakuumphysik*

**Mikromagnetische Strukturen und
magnetischer Reorientierungsübergang
in Co/Au(111)**

Michael Speckmann



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3237

ISSN 0944-2952

Institut für Grenzflächenforschung und Vakuumphysik Jül-3237

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833 556-70 kfa d

Mikromagnetische Strukturen und magnetischer Reorientierungsübergang in Co/Au(111)

Michael Speckmann

Abstract:

Ultrathin Co-films on Au(111) exhibit an easy axis of magnetization perpendicular to the film plane due to strong anisotropy effects of the Co/Au(111)-interface. When the thickness exceeds a critical value t_c of several atomic layers, the magnetization reorientates into the film plane forced by the magnetostatic shape anisotropy.

The micromagnetic structure of such ultrathin Co-films deposited on Au(111) was investigated by means of scanning electron microscopy with polarization analysis of the secondary electrons (SEMPA). Particular attention was paid on the domain pattern in the regime of perpendicular magnetization and on the so-called magnetic reorientation-(phase)-transition at the critical thickness t_c .

In order to study the interplay between the magnetostatic and the interface anisotropy, wedge-shaped samples in the thickness range between 0 and 12 atomic layers have been prepared. The Co was deposited at room temperature on Au(111) single crystals and on Au(111) on float glass. After deposition the films on Au(111) single crystals were annealed to 240 °C to smoothen the sample, an effect demonstrated by medium energy electron diffraction (MEED) and Auger electron spectroscopy. Additionally, Auger spectroscopy showed that beside the smoothening some Au diffuse on top of the Co layer during the annealing procedure.

The as-grown samples show small domains between 2 and 5 micrometers in diameter independent of the sample thickness. This is attributed to the morphology of the films, which is characterized by 3D-growth. Co-films deposited on rougher, textured Au(111)-films on float glass show even smaller domain sizes. For as-grown films the magnetization turns into the film plane at a thickness of approximately 4 monolayers (ML).

During annealing the average domain size increases. The reorientation transition is shifted to a thickness between 5 and 6 ML. After annealing, the domain size in the regime of perpendicular magnetization shows a characteristic thickness dependence: Below 4 ML the average domain diameter is slowly increasing from few micrometers up to a nearly single domain state. In the vicinity of the reorientation transition a rapid decrease of domain size was found. This behaviour is in agreement with micromagnetic calculations and can be used to extract the magnetic anisotropy.

In the vicinity of the reorientation transition of the annealed single crystal samples, the macroscopic magnetization seems to vanish. High resolution SEMPA images revealed that this regime is characterized by submicrometer domains. The polarization signal is reduced by 60 to 70 here. As this reduction is not present when the sample is magnetized, the effect indicates that the micromagnetic state at the reorientation transition cannot be resolved completely by the SEMPA apparatus. This gives evidence for a micromagnetic state with a modulation length below 40 nm, the SEMPA resolution.

The magnetized reorientation transition is characterized by a continuous rotation of magnetization. This kind of transition is metastable and decays into domains. For as-grown single crystal films the process is rapid and has a timescale of hours even at room temperature. For the annealed samples the transition is stable at room temperature for days. At 450 to 470 K the decay into domains happens within a few minutes.

Additional deposition of Au cover layers on top of Co/Au(111) samples increases the perpendicular anisotropy and therefore the critical thickness, where the magnetization reorients itself into the film plane. Nevertheless, the anisotropy is not a monotonous function of Au coverage. The critical thickness displays a maximum between 1 and 1.5 ML Au coverage and decreases again for larger Au depositions. The temperature dependence of the critical thickness is increased enormously for Au coverages larger than 1 ML. This results in the curious effect, that for temperatures above 450 K the total anisotropy of an Au/Co/Au(111)-multilayer with two Co/Au(111) interfaces is smaller than that of Co/Au(111) with only one interface. This effect presented here for the first time cannot be explained consistently by the electronic properties of the single interfaces. It gives evidence that the electronic structure of the whole multilayer is changed upon depositing a cover layer.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Magnetische Energiebeiträge	7
2.1.1	Magnetische Anisotropie-Energien	7
2.1.2	Magnetostatische Energie	10
2.1.3	Magnetoelastische Beiträge	11
2.2	Theorie der magnetischen Domänen	13
2.2.1	Domänenwände	14
2.2.2	Domänen in dünnen Schichten	16
2.3	Der magnetische Reorientierungsübergang	21
2.4	Magnetismus in zweidimensionalen Systemen	22
2.4.1	Zweidimensionalität	24
2.4.2	Anisotropie	24
2.5	Einfluß der Film-Morphologie	26
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Die Präparationskammer	29
3.2	Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse (REMPA) . . .	31
3.2.1	Physikalische Grundlagen und Funktionsweise	31
3.2.2	Detektor und Kontrastleistung	33
3.2.3	Experimenteller Aufbau	35

4	Das System Co/Au(111)	37
4.1	Präparation	37
4.2	Struktur und Morphologie	38
4.2.1	Die Au(111)-Oberfläche	38
4.2.2	Wachstumsverhalten von Co auf Au(111)	40
4.2.3	Anlaßverhalten der Filme	42
5	Magnetische Domänenstrukturen in Co/Au(111)	47
5.1	Wachstumsdomänen	47
5.2	Magnetische Strukturen während des Anlassens	54
5.3	Schichtdickenabhängigkeit der Domänengröße	60
6	Der magnetische Reorientierungsübergang	65
6.1	Der unmagnetisierte Reorientierungsübergang	65
6.2	Magnetisierungsverhalten	74
6.3	Stabilität der magnetischen Strukturen	81
7	Gold-bedeckte Co/Au(111)-Schichten	87
7.1	Einflüsse von Gold-Deckschichten	87
7.2	Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke	92
8	Zusammenfassung	99
A	Magnetostatische Energieausdrücke	103

Abbildungsverzeichnis

2.1	Magnetisierung in einer Schicht variabler Dicke	12
2.2	Magnetisierung in einer Blochwand	14
2.3	Streifendomänen in einer dünnen Schicht	17
2.4	Domänengröße nach Málek und Kamberský	19
2.5	Mögliche mikromagnetische Strukturen am Reorientierungsübergang . . .	23
2.6	Einfluß der Filmrauhigkeit	27
3.1	Querschnitte durch die Präparationskammer	30
3.2	Funktionsweise des REMPA	32
3.3	Prinzip des LEED-Detektors	34
3.4	Prinzipieller Aufbau des REMPA	36
4.1	Modell der rekonstruierten Au(111)-Oberfläche	38
4.2	STM-Untersuchung des Wachstums von Co auf Au(111)	39
4.3	MEED-Intensitätskurven beim Aufdampfen von Co	41
4.4	Augerintensitätsverhältnisse beim Ionenätzen	43
4.5	Augerintensitätsverhältnisse beim Anlassen der Co-Schichten	44
5.1	Domänenstrukturen einer wie-gewachsenen Co-Schicht	48
5.2	Entstehung von Wachstumsdomänen mit senkrechter Magnetisierung . .	49
5.3	Wachstumsdomänen in Co/Au(111) auf einem Glassubstrat	50
5.4	Zeitabhängige Veränderung der Wachstumsdomänen	53
5.5	Domänenstruktur beim Anlassen - senkrechte Komponente	55
5.6	Domänenstruktur beim Anlassen - parallele Komponente	56
5.7	Domänenstruktur nach dem Anlassen	59
5.8	Übersicht über ein sehr flachen Co-Keil	60
5.9	Domänengrenzen pro Einheitslänge	62
5.10	Exponentieller Domänenzerfall	64
6.1	Verschwindende Magnetisierung im Reorientierungsübergang	66
6.2	Submikrometer-Domänen am Reorientierungsübergang	68

6.3	Polarisationssignal am Reorientierungsübergang	69
6.4	Magnetisierung in einer Maskenstruktur	70
6.5	Einfluß der REMPA-Auflösung	71
6.6	Magnetisierungsverhalten wie-gewachsener und angelassener Co-Keile . .	75
6.7	Entmagnetisierter und magnetisierter Übergangsbereich	77
6.8	Schichtdickenabhängigkeit des Polarisationssignals	78
6.9	Morphologie- und K_2 -bestimmter Reorientierungsübergang	80
6.10	Domänenbildung im aufmagnetisierten, wie-gewachsenen Film	82
6.11	Anlassen eines aufmagnetisierten Films	83
6.12	Metastabilität des aufmagnetisierten Zustands	85
7.1	Au-bedampfter Kobalt-Keil	88
7.2	Gekreuzte Co- und Au-Keile	90
7.3	Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke	93
7.4	Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenanisotropien	96
8.1	Domänenstrukturen in Co/Au(111)	101
A.1	Verallgemeinerte, schachbrettartige Domänenstruktur	104
A.2	Verallgemeinertes Magnetisierungsprofil	105

Kapitel 1

Einleitung

Die technischen Erfolge auf dem Wege zur Informationsgesellschaft basieren zu einem wesentlichen Teil auf der schnell wachsenden Vielfalt an Möglichkeiten, technische Strukturen auf immer kleineren Längenskalen herzustellen und ihre Eigenschaften zu manipulieren. Was mit der Entwicklung der Halbleitertechnik begann und Verfahren wie der Molekularstrahlepitaxie und der Ultrahochvakuumtechnik zur Reife verhalf, hat mittlerweile zu einer Vielzahl von Arbeitsgebieten geführt, in denen Strukturen im Submikrometerbereich hergestellt, charakterisiert und verwendet werden. Die lateralen Längenskalen in Mikroelektronik und Informationstechnologie haben inzwischen typische Werte von einigen 10 nm bis wenigen 100 nm erreicht. In vertikaler Richtung sind auch Filmdicken von wenigen atomaren Lagen und Stapelfolgen (sogenannte Übergitter) mit Modulationslängen bis herab zu einer atomaren Lage möglich.

Somit bietet sich nun die technische Möglichkeit, zweidimensionale Strukturen zu erzeugen, und den Einfluß der Dimensionalität auf die Physik dieser Systeme zu untersuchen. In solch ultradünnen Schichten spielen die Grenzflächen eine entscheidende Rolle. Ein Verständnis der durch sie hervorgerufenen physikalischen Effekte ist daher zur Beschreibung der Proben zwingend erforderlich.

Seit weniger als zwanzig Jahren ist es möglich, auch ferromagnetische Schichten im Dickenbereich weniger atomarer Lagen reproduzierbar herzustellen. Diese Entwicklung geschah vor dem Hintergrund einer Vielzahl von theoretischen Vorhersagen zum physikalischen Verhalten dünner magnetischer Schichten, deren Überprüfung nun experimentell zugänglich wurde. Neben der Aussage von Mermin und Wagner, daß ein Spin-System mit isotroper Heisenberg-Wechselwirkung bei endlichen Temperaturen keine langreichweitige Ordnung zeigt [19], waren das Konzept von L. Néel [10], nach der die gebrochene Symmetrie an einer Grenzfläche eine zusätzliche magnetische Anisotropie hervorrufen sollte, und die Vorhersage von Spinwellen in dünnen Filmen durch C. Kittel [2] zusätzliche Triebfedern für das Interesse an diesem Gebiet. Die experimentelle Entdeckung

von Grenzflächenanisotropien durch Gradmann und Müller [12], der Nachweis von über Chrom austauschgekoppelten Fe-Schichten durch Grünberg et al. [3] und des hohen Magnetowiderstands (giant magnetoresistance, GMR) dieser und anderer Systeme [4] führten zu einer weiter ansteigenden Aktivität in diesem Bereich der Physik.

Die Untersuchungen des letzten Jahrzehnts haben gezeigt, daß sich die Struktur der Metallschichten durch eine geeignete Wahl der Substrate beeinflussen läßt. Auf diese Weise lassen sich Kristallstrukturen stabilisieren, die in der Volumenphase entweder gar nicht, oder zumindest nicht bei Raumtemperatur vorkommen (siehe beispielsweise: [5, 43, 6, 59]). Man hat damit ein Instrumentarium in der Hand, Schichten mit speziellen magnetischen Eigenschaften maßzuschneidern.

Eine besondere Bedeutung haben hierbei Systeme, deren durch die Grenzflächen hervorgerufene magnetische Anisotropien dazu führen, daß die Magnetisierung die magnetostatische Energiebarriere (die sogenannte Formanisotropie) überwindet und senkrecht zur Filmebene steht. Diese Schichtsysteme sind als magneto-optische Speichermedien interessant, da sie über den polaren Kerr-Effekt ausgelesen werden können und gegenüber Speichermedien aus Seltenerd-Schichten die Möglichkeit einer höheren Speicherdichte und eines besseren Signal-zu-Rausch-Verhältnisses bieten [47]. Beispiele für Systeme mit senkrechter Magnetisierung sind Fe/Ag(001)[7], Fe/Cu(001)[9], Co/Au(111)[60] und Co/Pt(111)[8].

Mit zunehmender Schichtdicke schwindet der Einfluß der Grenzfläche. Dies hat zur Folge, daß eine kritische Schichtdicke existiert, bei der die Magnetisierung unter dem Einfluß der magnetostatischen Streufelder in die Filmebene klappt. Dieser als Reorientierungs- (Phasen-)übergang (englisch "Reorientation Phase Transition" (RPT)) bekannte Effekt ist vielfach untersucht worden. Zum einen läßt er Rückschlüsse auf die Stärke der Grenzflächenanisotropie zu. Zum anderen ist er aus theoretischer Sicht interessant, da sich am Reorientierungsübergang die magnetostatische (Form-)Anisotropie und die Grenzflächenanisotropie gerade aufheben. Man hat an diesem Kompensationspunkt somit ein Modellsystem zur Verfügung, um das magnetische Verhalten eines zweidimensionalen Systems bei nahezu verschwindender Anisotropie zu untersuchen.

Theoretische Modelle beschreiben das magnetische Verhalten am Reorientierungsübergang im allgemeinen aus thermodynamischer [49, 44, 50] oder magnetostatischer Sichtweise [127]. Der Film wird nur durch seine Anisotropiewerte, seine Sättigungsmagnetisierung und seine Austauschenergien charakterisiert. Mögliche Veränderungen seiner *strukturellen Eigenschaften* mit der Temperatur oder der Dicke werden in den Modellen meist vernachlässigt.

Da die Metallepitaxie es aber ermöglicht, eine Vielzahl von strukturellen Modifikationen durch geeignete Wahl des Substrats zu stabilisieren, die als Volumenphase nicht

stabil sind, ist in realen Schichtsystemen der Vergleich zwischen mikromagnetischer Theorie und Experiment schwierig. Mit steigender Schichtdicke auftretende strukturelle Umwandlungen können selbst eine Reorientierung der Magnetisierung induzieren und daher ausschließlich magnetisch bedingte Phasenübergänge überdecken.

So wächst beispielsweise Eisen bei Raumtemperatur zunächst in kubisch-flächenzentrierter Form auf Cu(001) auf [5] und wandelt sich für größere Schichtdicken in die kubisch raumzentrierte Phase um. Mit dieser Strukturumwandlung geht die Drehung der Magnetisierung in die Filmebene einher. Solche Systeme sind gut geeignet, die Korrelation zwischen Magnetismus und Struktur zu untersuchen [41], bieten aber keine idealen Bedingungen, die *mikro*-magnetischen Prinzipien des Reorientierungsübergangs und der dabei auftretenden Domänenstrukturen zu verstehen.

Ein geeignetes System für die letztere Zielsetzung sollte möglichst homogen sein und (zumindest in der Nähe des Reorientierungsübergangs) keinen strukturellen Phasenübergang aufweisen, um rein magnetische und strukturelle Effekte trennen zu können.

In dieser Arbeit wurde hexagonal dichtgepacktes (hcp) Co auf Au(111) gewählt. In diesem System wächst das Kobalt bereits in seiner kristallographischen Volumenstruktur auf [61, 60, 68, 86] und bietet so die Möglichkeit, rein magnetisch induzierte Effekte zu finden. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt somit nicht auf dem Wechselspiel zwischen Struktur und Magnetismus. Eine Zielsetzung ist stattdessen, die mikromagnetischen Strukturen in Systemen mit Reorientierungsübergang kennenzulernen und die Frage zu klären, ob die Domänenstruktur in ultradünnen Schichten überhaupt mit der mikromagnetischen Theorie im Einklang steht.

Untersuchungen der mikromagnetischen Struktur und des Reorientierungsübergangs in Systemen mit senkrechter Magnetisierung sind bisher recht selten [25, 52, 30]. Hier spielt die sehr geringe Verbreitung hochauflösender, abbildender Verfahren zur Messung der Domänenkonfiguration und der damit verbundene apparative Aufwand eine Rolle. Gerade beim vieluntersuchten System Co/Au(111) sind bezüglich der mikromagnetischen Struktur widersprüchliche Ergebnisse bekannt [25, 78], die zum Teil auch den mikromagnetisch zu erwartenden Domänenkonfigurationen widersprechen.

Mit dieser Arbeit wird unter anderem der Versuch unternommen, die mikromagnetischen Strukturen unterhalb und am Reorientierungsübergang in einer lateralen Auflösung zu untersuchen, die 4 Größenordnungen über der von nicht abbildenden Verfahren wie dem magnetooptischen Kerr-Effekt [37] oder der spinpolarisierten Photoemission liegt [35, 36]. Zur Abbildung der Domänenstrukturen wurde das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) verwendet [99].

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 wird ein Überblick über die theoretischen Grundlagen des Mikromagnetismus am Reorientierungsübergang gegeben, wobei sowohl auf die zu erwartenden Domänenstrukturen, als auch auf die physikalischen Konsequenzen des weitgehenden Verlustes der magnetischen Anisotropie eingegangen wird. Da hierzu ein Verständnis der beteiligten magnetischen Energiebeiträge nötig ist, werden diese eingangs kurz vorgestellt. Weil darüber hinaus ein ideal glattes Schichtsystem in der Realität nicht vorkommt, wird hier auch auf den Einfluß der Morphologie eingegangen.

Es folgt ein kurzer Abriß des experimentellen Aufbaus einschließlich des REMPA (Kapitel 3) und eine Darstellung des hier untersuchten Systems Co/Au(111) samt seiner Präparation (Kapitel 4).

In Kapitel 5 werden schließlich die gefundenen Domänenstrukturen im Bereich senkrechter Magnetisierung vorgestellt und mit der Theorie verglichen. Kapitel 6 befaßt sich mit den magnetischen Strukturen des unmagnetisierten und des aufmagnetisierten Reorientierungsübergangs und deren Stabilität. Kapitel 7 stellt die Einflüsse von zusätzlich aufgebrachten Gold-Decklagen auf die Schichtdicken- und Temperaturabhängigkeit des Reorientierungsübergangs dar, bevor in Kapitel 8 eine Zusammenfassung gegeben wird.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Quantenmechanische Grundlage der magnetischen Ordnung ist die auf dem Pauli-Prinzip basierende Austauschwechselwirkung. Für den in dieser Arbeit ausschließlich betrachteten Fall der ferromagnetischen Ordnung bewirkt der Austausch eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente untereinander. Die Stärke der ferromagnetischen Kopplung wird im wesentlichen durch das Produkt aus Austauschintegral J und Zustandsdichte $n(E_F)$ an der Fermikante bestimmt [17, 21]. Für die Existenz der ferromagnetischen Phase eines Systems ist dabei die Erfüllung des Stoner-Kriteriums notwendig:

$$J \cdot n(E_F) > 1 \quad (2.1)$$

Das Austauschintegral selbst ist eine intraatomare Größe und damit im wesentlichen von der lokalen Umgebung unabhängig [21]. Dagegen hängt die Zustandsdichte an der Fermikante explizit von der Bandstruktur des Systems ab und ist in erster Näherung umgekehrt proportional zur Bandbreite W : ($n(E_F) \sim 1/W$). In den ferromagnetischen Übergangsmetallen liefern die d-Bänder den größten Beitrag ($n(E_F) \sim n_d(E_F)$). Die Bandbreite am Ort $\vec{R}_i$ ist von der Anzahl der nächsten Nachbarn N_{nm} , der sogenannten Koordinationszahl, sowie dem elementspezifischen Hüpfmatixelement $h_d(r_{nm})$ abhängig, welches reziprok zum Nächsten-Nachbar-Abstand r_{nm} skaliert [21]:

$$W_d(\vec{R}_i) = 2\sqrt{N_{nm}(\vec{R}_i)} \cdot h_d(r_{nm}) \quad (2.2)$$

Mit abnehmender Koordinationszahl wird daher die Bandbreite geringer und die Zustandsdichte größer. Daher sollte in Monolagen und dünnen Schichten, in denen die Atome weniger Nachbarn als im Volumen besitzen, die Tendenz zur magnetischen Ordnung erhöht sein.

Dieser Mechanismus ist aber nur eine notwendige Bedingung für eine Erhöhung der magnetischen Momente in dünnen Schichten oder an Grenzflächen. Ob der Effekt der

Bandverengung tatsächlich zu einer Erhöhung der magnetischen Momente führt, hängt von der exakten Lage der austauschtaufgespaltenen d-Bänder relativ zur Fermikante ab.

Für Ni und Co ist das Majoritätsband gefüllt. Eine Bandverengung wirkt sich in diesem Teilband somit nicht aus. Die magnetischen Momente in diesen beiden Ferromagneten sind folglich (im Gegensatz zu Fe) nur schwer zu ändern. Man nennt Ni und Co daher auch "starke Ferromagneten". Nur für das Minoritätsband ist eine Änderung der Besetzung möglich. Die Stärke dieser Veränderung hängt aber sehr empfindlich vom Schwerpunkt des Bandes relativ zur Fermikante ab. Zur Bestimmung der magnetischen Veränderungen müssen zusätzliche, an Oberflächen oder in dünnen Filmen wirksame Mechanismen, die eine Verschiebung des d-Bandes relativ zum sp-Band sowie eventuelle Verringerungen der sp-d-Hybridisierung der Bänder hervorrufen, berücksichtigt werden [21].

In Bandstrukturechnungen werden diese Effekte miteinbezogen. Hierbei zeigt sich für dünne Schichten des starken Ferromagneten Co, daß das magnetische Moment an der Oberfläche von hcp Co nur 10 % erhöht ist [24], obwohl die Breite der d-Bänder in einer Monolage nur etwa die Hälfte des Volumenwerts von 4.4 eV beträgt [23]. Darüber hinaus ist die Abschirmung der Oberfläche durch die d-Elektronen sehr effizient. Infolgedessen dringt die Störung der magnetischen Momente nicht weit in das Volumen ein, so daß im Fall von Kobalt praktisch schon nach der ersten Lage der Volumenwert erreicht wird [21, 22]. Die spinaufgespaltene Bandstruktur entwickelt sich also sehr rasch mit zunehmender Dicke [23].

Experimentell macht sich dies mit einem raschen Anstieg der Curie-Temperatur mit wachsender Schichtdicke bemerkbar. So werden ultradünne Co-Filme auf Cu(100) bei Raumtemperatur je nach Präparationsbedingungen schon ab einer Schichtdicke von 1 - 1.5 ML ferromagnetisch [50, 29, 28, 34]. Auf den Cu-Vizinalflächen (1113) überschreitet die Curietemperatur von Co-Schichten bei etwa 1.8 ML die Raumtemperatur [29]. Im Fall von Co auf Au(111) ist ab 1.8 bis 2 ML nomineller Bedeckung die Schicht bei Raumtemperatur ferromagnetisch [25, 30].

Diese schnelle Ausbildung der Volumeneigenschaften mit der Schichtdicke ist die Rechtfertigung dafür, daß für mikromagnetische Rechnungen schon für Schichtdicken von wenigen atomaren Lagen die Materialparameter des Volumens (für hcp Co: Sättigungsmagnetisierung: $M_s = 1420$ Oe, Austauschsteifigkeit: $A = 1.3$ erg/cm [128]) angenommen werden.

Sind die magnetischen Momente und die Austauschaufspaltungen aus Bandstrukturrechnungen [20, 21, 23] oder Experimenten bekannt, kann das thermodynamische Verhalten der ferromagnetischen Phase beschrieben werden.

Zur Bestimmung der Ortsabhängigkeit der Magnetisierungsrichtung $\vec{e}_M(\vec{r}) = \vec{M}(\vec{r})/|\vec{M}(\vec{r})|$, also der magnetischen *Mikrostruktur*, reichen diese Informationen dagegen nicht aus. Hierzu ist neben den durch die Kristallstruktur bestimmten magnetischen Anisotropien auch die Kenntnis der magnetostatischen Wechselwirkung der Momente notwendig. Diese zusätzlichen Beiträge sind klein gegen die Austauschenergie (10^{-6} bis 10^{-4} eV gegenüber 10^{-1} eV), und außerdem langreichweitig, was ihre ab-initio-Berechnung schwierig gestaltet [65, 23]. Erst deren Berücksichtigung läßt aber im Prinzip eine Berechnung der mikromagnetischen Struktur zu. Dazu ist das Minimum der freien Energie des Systems bezüglich $\vec{e}_M(\vec{r})$ zu finden, was auf das z.B. in [18] oder [39] beschriebene System der mikromagnetischen Grundgleichungen führt.

In der Praxis sind einer mathematischen Behandlung allerdings enge Grenzen gesetzt, da das Gleichungssystem implizit bezüglich der Magnetisierung und nichtlokal ist [18, 39, 75]. Eine analytische Lösung ist nur in sehr wenigen Fällen möglich [124, 1, 27]. Auch mit numerischen Methoden ist ein Zugang auf ein- [39] oder zweidimensionale Strukturen und kleine Teilchen [75] beschränkt. Die Bestimmung größerer dreidimensionaler Magnetisierungsverteilungen übersteigt im allgemeinen auch Großrechnerleistungen. Im Falle periodischer mikromagnetischer Strukturen in dünnen Schichten ist dagegen ein leichter numerischer Zugang möglich.

2.1 Magnetische Energiebeiträge und magnetische Anisotropie

Zum Verständnis der magnetischen Domänen und des Reorientierungsübergangs sind gerade die gegenüber der Austauschenergie kleinen, zusätzlichen Energiebeiträge der magnetischen Anisotropie und der Magnetostatik entscheidend. Diese Beiträge bestimmen die Existenz, die Form und die Größe der magnetischen Domänen und das Erscheinungsbild des Reorientierungsübergangs. Daher werden im folgenden diese verschiedenen magnetischen Energiebeiträge vorgestellt. Dabei wird insbesondere darauf eingegangen, inwiefern sich die entsprechenden Beiträge in dünnen Filmen, deren physikalisches Verhalten durch ihre Grenzflächen dominiert ist, von denen des Volumens unterscheiden.

2.1.1 Magnetische Anisotropie-Energien

Schon die nichtrelativistische Quantenmechanik gestattet die Beschreibung der grundlegenden physikalischen Eigenschaften von Ferromagneten. In einer solchen Beschreibung hängt allerdings die freie Energie des Systems nicht von der Richtung des Magnetisierungsvektors ab. Sie ist also isotrop.

Im Experiment ist dagegen festzustellen, daß es in kristallinen Festkörpern ausgezeichnete, kristallographische Richtungen gibt, in die die Magnetisierung bevorzugt ausgerichtet ist. Der Festkörper verhält sich magnetisch *anisotrop*. Man nennt die von der Magnetisierung bevorzugten Richtungen magnetisch *leichte* Achsen. Ist der Festkörper entlang einer dieser Richtungen magnetisiert, befindet sich das System in einem Minimum der freien Energie. Dagegen gibt es andere Richtungen, in die sich die Magnetisierung nur schwer drehen läßt. Sie werden magnetisch *harte* Achsen genannt. Die freie Energie hat hier ein Maximum.

Dieses Verhalten kann über die relativistische Quantenmechanik als Wirkung der Spin-Bahn- sowie der Dipol-Dipol-Wechselwirkung verstanden werden [129]. Über die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird die Ausrichtung der magnetischen Momente von der Symmetrie des Kristallgitters abhängig. Man nennt diesen Effekt daher auch *magnetokristalline* Anisotropie. Im Volumenmaterial spiegelt sie die kristallographische Symmetrie wider.

Die Energieunterschiede zwischen harten und leichten Richtungen bewegen sich in der Größenordnung von 10^{-3} bis 10^{-6} eV pro Atom und stellen somit kleine Korrekturen an der von der Austauschkopplung dominierten magnetischen Gesamtenergie dar.

Hexagonal dicht gepacktes Co hat eine magnetisch leichte Richtung entlang seiner c-Achse. Es ist *uniaxial*. Für die Winkelabhängigkeit der freien Energie gilt [129]:

$$G(e_M^V) = K_1^V \sin^2 \theta + K_2^V \sin^4 \theta + (K_3^V + K_3' \cos(6\phi)) \sin^6 \theta + \dots \quad (2.3)$$

θ bezeichnet hier den Winkel zwischen c-Achse und Magnetisierung, ϕ denjenigen zwischen a-Achse und Magnetisierung. In der Praxis spielen nur die ersten beiden Terme eine Rolle. Es ist $K_1^V = 5.1 \cdot 10^6$ erg/cm³ und $K_2^V = 1 \cdot 10^6$ erg/cm³ [74] sowie $K_3^V = 1.2 \cdot 10^5$ erg/cm³ [129] und $K_3' = 1 \cdot 10^4$ erg/cm³ [74]. Der Energiebeitrag von K_1 und K_2 pro Atom beträgt ca. $3.5 \cdot 10^{-5}$ eV.

Gegenüber den Atomen im Volumen besitzen die an einer Grenz- oder Oberfläche gelegenen Atome aufgrund ihrer geringeren Zahl an Nachbarn eine Umgebung mit reduzierter Symmetrie. Néel wies schon 1954 darauf hin, daß diese Symmetriebrechung einen zusätzlichen Beitrag zur magnetischen Anisotropie liefern sollte, welcher heute ihm zu Ehren seinen Namen trägt [10].

Im Néel-Modell wird davon ausgegangen, daß die Anisotropie-Energie als Paar-Wechselwirkung zwischen den lokalisierten Momenten der magnetischen Atome bestimmt werden kann. Die dazu nötigen Parameter werden aus den Volumenwerten der magnetoelastischen und elastischen Konstanten gewonnen. Obwohl es sich um ein Modell lokalisierter Momente handelt, ist mit ihm für *Oberflächen* von 3d-Metallen meist eine gute Bestimmung der Anisotropiewerte möglich [64, 130]. Bei Verwendung des Modells

auch für die *Grenzfläche* zwischen Film und Substrat ist allerdings zu beachten, daß das Substrat nur über seinen strukturellen Einfluß auf die Schicht berücksichtigt wird [23]. Weitere Anisotropiebeiträge können dagegen durch eine Hybridisierung zwischen Substrat- und Schichtzuständen entstehen.

Unabhängig von ihrer Entstehung können die zusätzlichen magnetokristallinen Beiträge einer hcp (0001)-Oberfläche oder einer Co/Au(111)-Grenzfläche ebenfalls durch einen Ausdruck der Form 2.3 beschrieben werden [129]. θ beschreibt dann den Winkel zwischen der Magnetisierung und der Oberflächennormalen. Im allgemeinen genügt es dabei, nur die ersten beiden Terme zu berücksichtigen:

$$G^S(e_M) = K_1^S \sin^2 \theta + K_2^S \sin^4 \theta \quad (2.4)$$

K_1^S hat Werte in der Größenordnung 0.1 bis 1 erg/cm², beziehungsweise 10⁻³ bis 10⁻⁴ eV/Grenzflächenatom. Die Anisotropien pro Atom sind also deutlich größer als entsprechende magnetokristalline Volumenbeiträge. K_2^S kann je nach Grenzfläche Werte bis zu 30 % von K_1^S besitzen [97, 96].

Für positive Werte von K_1^S ist die Oberflächennormale eine leichte Richtung. Dieser Fall ist besonders interessant im Rahmen der Entwicklung magneto-optischer Speichermedien und hat die Untersuchung solcher Systeme stark stimuliert [47].

Da der Wert K_1^S durch die geänderte kristalline Umgebung an einer Grenz- bzw. Oberfläche hervorgerufen wird, ist er eine Flächenenergie. Mit zunehmender Dicke der Schicht nimmt der relative Beitrag der Grenz- und Oberflächen zur gesamten magnetischen Energie somit ab. Dies hat zur Folge, daß in ultradünnen Filmen mit einer Dicke von wenigen atomaren Lagen die magnetischen Eigenschaften durch die Grenzflächen bestimmt sind, für dickere Schichten dagegen die Volumeneigenschaften dominieren.

Eine solche Veränderung des Anisotropieverhaltens mit der Schichtdicke spielt insbesondere in Systemen eine Rolle, bei denen die durch die Grenzfläche hervorgerufene magnetische Anisotropie von der des Volumens abweicht. So sind dünne Co-Filme auf Cu(111)-Vizinalflächen uniaxial mit einer leichten Richtung entlang der Stufenkanten [28, 39, 32, 29], während sich für sehr dicke Schichten eine vierzählige Anisotropie ausbildet.

Für hcp Co(0001) auf Au(111) erzeugen dagegen sowohl die Volumen- (K_1^V) als auch die Grenzflächenanisotropie (K_1^S) die gleiche leichte Richtung senkrecht zur Oberfläche und addieren sich daher auf¹ ($K_1 = K_1^V + K_1^S/t$), wobei der Einfluß der Grenzfläche mit steigender Schichtdicke t abnimmt.

¹Bei exakt senkrechter Stellung der Magnetisierung addieren sich auch noch die Beiträge höherer Ordnung ($K_2^S/t + K_2^V$) hinzu.

2.1.2 Magnetostatische Energie

Wenn Co als dünne Schicht in hcp(0001)-Orientierung aufwächst hat es daher auch bei Abwesenheit aller Grenzflächenbeiträge eine aus der Volumenanisotropie K_1^V herrührende leichte Richtung senkrecht zur Filmebene.

Die Bedingung $K_1 > 0$ ist allerdings nicht hinreichend, um auch tatsächlich eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene zu bewirken. Die Ursache hierfür ist in der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu finden. Für die Geometrie dünner Filme ist eine Ausrichtung der magnetischen Momente parallel zur Oberflächennormale wegen des dadurch erzeugten Streufeldes energetisch sehr ungünstig. Liegt die Magnetisierung dagegen in der Filmebene, können höchstens an den Rändern der Schicht Streufelder auftreten. Aus den Energieunterschieden zwischen diesen beiden Orientierungen resultiert ein uniaxialer magnetostatischer Volumenbeitrag der Form:

$$K_D = -2\pi M_S^2 \sin^2 \theta \quad (2.5)$$

der eine Lage der Magnetisierung in der Filmebene favorisiert. Mit dem Wert der Sättigungsmagnetisierung für Volumenkobalt ($M_S = 1420$ Oe) folgt $2\pi M_S^2 = 1.3 \cdot 10^7$ erg/cm³ bzw. $9.3 \cdot 10^{-5}$ eV/Atom. Dieser Wert ist mehr als doppelt so groß wie die Summe der uniaxialen Volumenanteile $K_1^V + K_2^V$ ($\approx 3.5 \cdot 10^{-5}$ eV). Daraus folgt, daß dünne Co-Filme aufgrund ihrer intrinsischen *Volumenanisotropie* keine senkrecht zur Oberfläche orientierte Magnetisierung aufweisen können. Erst durch den zusätzlichen Beitrag der Grenzflächenanisotropie ist ein Überwinden der magnetostatische Formanisotropie möglich, da für die Grenzflächenatome der Beitrag von K_1^S ($10^{-4} - 10^{-3}$ eV) um etwa eine Größenordnung über dem der magnetostatischen Energie liegt.

Die magnetostatische Energie ist eine Volumenenergie zu der jedes magnetische Moment einen eigenen Beitrag liefert. Pro Atom bleibt daher der magnetostatische Beitrag mit steigender Schichtdicke konstant, während der Einfluß der Grenzfläche auf die gesamte Schicht umgekehrt proportional zur Schichtdicke ist (K_1^S/t). Folglich existiert eine kritische Schichtdicke t_c , ab der $2\pi M_S^2$ gegenüber der Grenzflächenanisotropie K_1^S/t überwiegt und die Magnetisierung in die Filmebene dreht. t_c kann über

$$\frac{K_1^S}{t_c} + K_1^V - 2\pi M_S^2 = 0 \quad (2.6)$$

als die Dicke definiert werden, bei der sich die Anisotropien senkrecht zur Filmebene kompensieren. t_c erhöht sich also entweder durch einen Anstieg der Anisotropien K_1^S bzw. K_1^V oder durch eine Abnahme der Formanisotropie ($2\pi M_S^2$). Letzteres kann, wie noch gezeigt wird, auch ohne Änderung des magnetischen Moments pro Atom allein über morphologische Veränderungen geschehen.

Mit Erreichen bzw. Überschreiten der kritischen Schichtdicke t_c ist eine Stellung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene nicht mehr energetisch bevorzugt. Für größere Schichtdicken liegt die Magnetisierung daher in der Filmebene ($\theta = 90^\circ$).

Für $t = t_c$ können sich aus magnetostatischen Gründen zwei verschiedene mikromagnetische Konfigurationen ausbilden:

1. Das Streufeld oberhalb der Filmebene und damit die Energiedifferenz ($2\pi M_s^2$) zwischen senkrechter Magnetisierung und einer Magnetisierungsstellung innerhalb der Filmebene kann dadurch reduziert werden, daß die Schicht in örtlich abwechselnd parallel und antiparallel zur Schichtnormalen magnetisierte Bereiche (sogenannte *magnetische Domänen*) zerfällt. Die magnetostatische Energie wird dadurch reduziert. Die kritische Schichtdicke kann daher einige Prozent über den Wert nach Gleichung 2.6 ansteigen.
2. Überschreitet die Schichtdicke den kritischen Wert t_c , kann die Magnetisierung in die Filmebene drehen. Der Gleichgewichtswinkel θ_G zwischen Magnetisierung und der Schichtnormalen kann dann aus Minimierung der magnetischen Anisotropie-Energie bezüglich θ bestimmt werden [127].

$$\frac{\partial}{\partial \theta} E_{ani} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left((K_1^S/t + K_1^V) \sin^2 \theta + (K_2^S/t + K_2^V) \sin^4 \theta - 2\pi M_s^2 \sin^2 \theta \right) = 0 \quad (2.7)$$

Für diesen zweiten Fall einer homogen magnetisierten Probe folgt dann für $K_1^V + K_1^S/t < 2\pi M_s^2 < K_1^V + K_1^S/t + 2(K_2^V + K_2^S/t)$ als Gleichgewichtswinkel:

$$\theta_G = \arcsin \sqrt{\frac{2\pi M_s^2 - (K_1^S/t + K_1^V)}{2(K_2^V + K_2^S/t)}} \quad (2.8)$$

Die sich aus dem Mermin-Wagner-Theorem ergebende 3. Möglichkeit eines Reorientierungsübergangs, der von einem Verlust der magnetischen Ordnung begleitet ist, wird in Abschnitt 2.3 diskutiert.

Abbildung 2.1 zeigt zusammenfassend die prinzipiell in keilförmigen Co-Schichten mit senkrechter Grenzflächenanisotropie zu erwartende Magnetisierungsrichtung am Beispiel der in dieser Arbeit verwendeten Probengeometrie.

2.1.3 Magnetoelastische Beiträge

Eine Unterteilung der magnetischen Anisotropie in Grenzflächen- und Volumenbeiträge ist zunächst rein phänomenologisch und sagt nichts über die Ursachen der Grenzflächenanisotropien aus. Neben den bereits erwähnten magnetokristallinen Beiträgen spielen bei

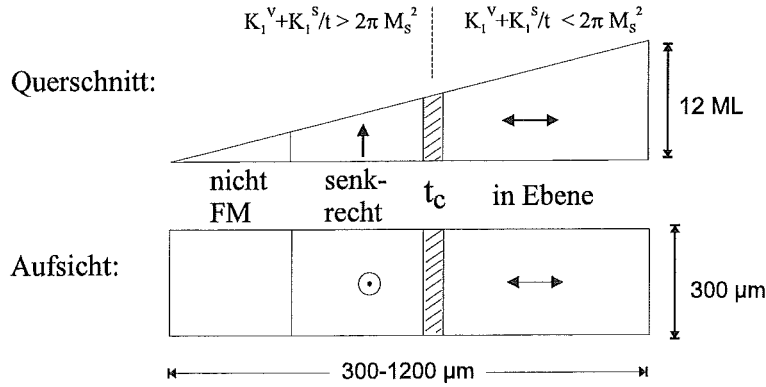


Abbildung 2.1: Magnetisierung in einer Schicht variabler Dicke und senkrechter Grenzflächenanisotropie. Für die kleinsten Schichtdicken dominiert der Beitrag K_1^S , der eine senkrechte Stellung der Magnetisierung favorisiert ($K_1^S/t + K_1^V > 2\pi M_s^2$). Die Magnetisierung steht hier senkrecht zur Filmebene. Mit steigender Schichtdicke nimmt der relative Beitrag (K_1^S/t) mehr und mehr ab. Ab einer kritischen Schichtdicke t_c überwiegt der Einfluß der magnetostatischen Formanisotropie und die Magnetisierung reorientiert sich in die Filmebene.

einer (im hetero-epitaktischen Fall immer gegebenen) Fehlpassung zwischen Schicht und Substrat die magnetoelastischen Energien eine große Rolle: Die Verzerrung eines ferromagnetischen Materials erzeugt einen zusätzlichen Anisotropiebeitrag, dessen Stärke durch die magnetoelastischen Konstanten B_i des Materials bestimmt wird. Da die Werte der B_i in Größenordnung von 10^8 erg/cm³ liegen, können schon Fehlpassungen von wenigen Prozent Anisotropien erzeugen, die die Beiträge des Volumens übertreffen.

Aufgrund der gegebenen Gitterfehlpassung η zwischen Schicht und Substrat wird der Film nicht für beliebig große Schichtdicken pseudomorph (also mit den Gitterparametern des Substrats) aufwachsen. Die in diesem Fall aufgebaute elastische Energie des verspannten Films steht dem entgegen. Daher gibt es eine kritische Schichtdicke t_{cr} , ab der sich die Filmspannung durch Versetzungen mehr und mehr abbaut und der Film inkoheränt weiterwächst. Eine solche Verringerung der lateralen Spannungen mit zunehmender Dicke kann dem magnetoelastischen Energiebeitrag den Charakter einer Grenzflächenanisotropie geben [82]:

$$K_{ME} = B(-\eta t_{cr}/t) = K_{ME}^S/t \quad (2.9)$$

Hierbei ist B eine magnetoelastische Konstante, die sich im Fall der hcp Struktur aus den elastischen und magnetostriktiven Konstanten (c_{ij} bzw. λ_x) wie folgt ergibt:

$$B = -((c_{11} + c_{12})(\lambda_A + \lambda_B) + 2C_{13}\lambda_C) \quad (2.10)$$

Die magnetostriktiven Konstanten in hcp Kobalt verursachen eine senkrechte magnetische Anisotropie, wenn ein (0001)-orientierter Film sich unter lateraler Zugspannung befindet² [63], wie dies für Co/Au(111) der Fall ist. Für dieses System können also magnetoelastische Effekte prinzipiell zur Grenzflächenanisotropie beitragen.

Das eben angeführte Modell bezieht sich auf einen homogen verspannten Film mit geringen Gitterfehlpassungen. Im Falle von Systemen mit großer Gitterfehlpassung wie Co/Au(111) mit $\eta = 14\%$ sind aber die aufgebauten Spannungsenergien von vorneherein zu groß, um selbst für die erste Lage ein kohärentes Wachstum zu erlauben. Dies führt dazu, daß die kritische Schichtdicke t_{cr} kein wohldefinierter Parameter ist. Die magnetoelastischen Beiträge zur Grenzflächenanisotropie hängen in nicht Lage-für Lage wachsenden Systemen zusätzlich von der Füllung der jeweiligen Lage ab. Darüber hinaus ist die Au(111)-Oberfläche rekonstruiert [89, 70], und weist Bereiche mit unterschiedlichem Gitterparameter auf.

Aufgrund dieser Schwierigkeiten ist Stärke des magnetoelastischen Beitrages zur Grenzflächenanisotropie gerade für das hier untersuchte System Co/Au(111) umstritten. Einige Gruppen führen die in Co/Au(111) beobachtete senkrechte magnetische Anisotropie vollständig auf magnetoelastische Ursachen zurück³ [86, 88, 83], während eine Mehrzahl magnetokristalline Beiträge der Grenzfläche hierfür verantwortlich macht.

2.2 Theorie der magnetischen Domänen

Obwohl die Austauschenergie, welche eine parallele Ausrichtung aller magnetischer Momente bevorzugt, die Energieskala der magnetischen Phase bestimmt ($E_A \approx 0.1$ eV/Atom), sind makroskopische, magnetische Proben im allgemeinen nicht homogen magnetisiert. Stattdessen liegen Bereiche vor, in denen die Magnetisierung jeweils in eine andere leichte Richtung orientiert ist. Die Ursache für die Existenz dieser *magnetischen Domänen* ist in der magnetostatischen Wechselwirkung der Momente und den räumlichen Begrenzungen des magnetisierten Körpers zu suchen. Während die Austauschwechselwirkung exponentiell mit dem Abstand abfällt und daher in guter Näherung nur eine Nächste-Nachbar-Wechselwirkung ist, fällt das magnetostatische Feld eines magnetischen Moments nur mit der dritten Potenz des Abstands. Die magnetostatische Wechselwirkung ist somit langreichweitig und die Beiträge der einzelnen parallel stehenden Spins der Größenordnung 10^{-5} eV/Atom addieren sich auf. Die magnetostatische Energie ist eine Volumenenergie mit einer Energiedichte in der Größenordnung von 10^6 bis 10^7 erg/cm³. Ein makroskopi-

²Es ist $B = 2B_3 + B_1 = 4.83 \cdot 10^8$ erg/cm³ [129].

³Als obere Abschätzung für magnetoelastische Effekte in Co/Au(111) kann die Annahme $t_{cr} = 1$ ML dienen. In diesem Fall ergibt sich für K_{ME} ein Wert von 1.3 erg/cm².

scher Körper, in dem alle Momente parallel ausgerichtet sind, repräsentiert daher einen energetisch sehr ungünstigen Zustand. Die Unterteilung des Körpers in magnetische Domänen kann diese *magnetostatische* Energie reduzieren.

Allerdings liegen dann an den Grenzen zwischen den unterschiedlich magnetisierten Bereichen, den *Domänenwänden*, die magnetischen Momente entgegen der Wirkung der Austauschenergie und der Anisotropie weder parallel zueinander noch entlang einer leichten Richtung. Daher ist mit den Wänden eine Wandenergie σ_w verbunden. σ_w ist eine Flächenenergie und hat Werte von einigen erg/cm².

Weil für den ferromagnetischen Körper die mit den Domänenwänden verbundene Energie σ_w proportional zum Quadrat der Probendimension steigt, die magnetostatische Energie aber mit der dritten Potenz der lateralen Dimension anwächst, ist für endliche⁴, makroskopische Körper im allgemeinen ein Multidomänenzustand der energetisch günstigste. Ist dagegen wenigstens eine laterale Dimension der Probe klein, so können sich die Verhältnisse umkehren.

2.2.1 Domänenwände

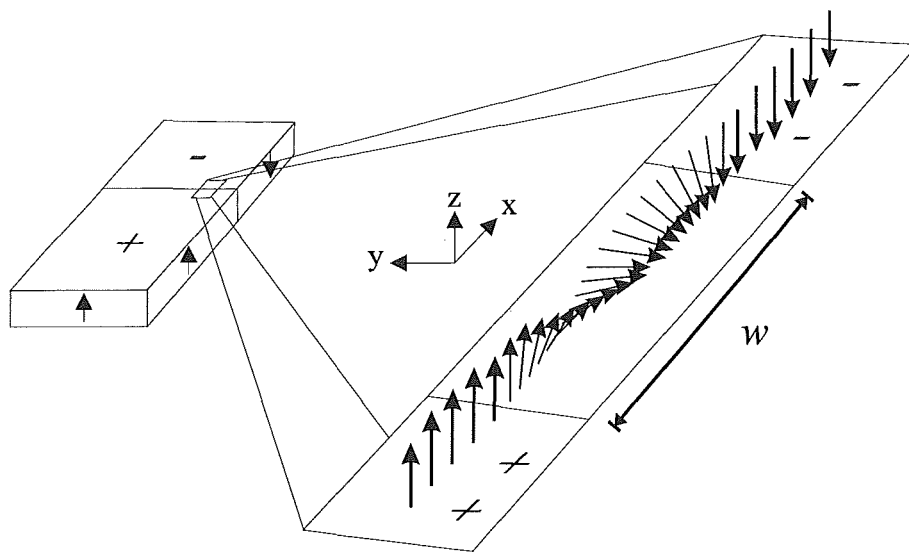


Abbildung 2.2: Drehung der Magnetisierung in einer 180°-Blochwand. In dünnen Schichten im Bereich senkrechter Magnetisierung sind die magnetischen Domänen immer durch 180° - Blochwände getrennt.

In Systemen mit einer leichten Richtung senkrecht zur Filmebene, wie dem hier untersuchten Co/Au(111), gibt es nur antiparallel zueinander magnetisierte Bereiche. Die

⁴Für einen in jede Richtung unendlich ausgedehnten Körper wäre der eindomänige Zustand der günstigste, da es dann keine Begrenzungen gibt, an denen Oberflächenpole und Streufelder entstehen können.

energetisch stabile Form der Domänenwände ist hier die sogenannte 180° -*Blochwand*, in der die Magnetisierung $\vec{M}$ divergenzfrei um 180° dreht, wie dies in Abbildung 2.1 gezeigt ist.

Die Drehung der Magnetisierung innerhalb der Blochwand und damit ihre Breite w ist durch das Verhältnis zwischen Austausch und Anisotropie bestimmt. Eine rasche Drehung durch die energetisch ungünstige Stellung innerhalb der Filmebene erspart Anisotropie-Energie K , kostet aber Austauschenergie A , welche eine möglichst parallele Stellung der Magnetisierung, gleichbedeutend mit einer langsamen Drehung, energetisch bevorzugt. Das Magnetisierungsprofil der Blochwand sowie ihre Energie kann unter Beachtung der Randbedingungen durch Variation der Summe aus beiden Energien gewonnen werden [128]. Bezeichnet φ den Winkel zwischen der Magnetisierung und der leichten Richtung⁵, so folgt die Wandform folgendem funktionalem Zusammenhang:

$$\sin \varphi = \tanh \left(\frac{x}{\sqrt{A/K}} \right) \quad (2.11)$$

K beschreibt die Stärke der Anisotropie, A die durch den Austausch hervorgerufenen Steifigkeit der magnetischen Momente gegen eine Verdrehung untereinander („Austauschsteifigkeit“). Die Wandmitte liegt in dieser Darstellung im Nullpunkt der Längenkoordinate x . Für die Flächenenergie σ_w und die Wandweite w einer 180° -Blochwand im uniaxialen Kristall ergibt sich nach Lilley [16]:

$$\sigma_w = 4\sqrt{AK} \quad (2.12)$$

bzw.:

$$w = \pi \sqrt{\frac{A}{K}} \quad (2.13)$$

In die Ausdrücke 2.12 und 2.13 gehen zunächst die führenden Terme der Volumen- und Grenzflächenanisotropie ($K = K_1 = K_1^V + K_1^S/t$) ein⁶.

Bei der Berechnung der Wandenergie σ_w und der Wandbreite w ist außerdem noch die Wirkung der magnetostatischen Streufeldenergie zu berücksichtigen. Sie kann direkt zur Anisotropieenergie addiert werden [128]. In der Wandenergie σ_w und in der Wandweite w

⁵In diesem Fall ist dies die Oberflächennormale.

⁶Bezieht man die nächsthöheren Anisotropiekonstanten K_2 mit ein, folgt [128]:

$$\sigma_w = 4\sqrt{AK_1} \left[\frac{1}{2} (1 + (1 + K_2/K_1)) \sqrt{K_1/K_2} \arctan \sqrt{K_2/K_1} \right] \quad (2.14)$$

Für Volumenkobalt macht der Unterschied zwischen 2.12 und 2.14 nur 7% aus. Für das durch die Grenzflächenanisotropie dominierte System Co/Au(111) ist der Unterschied noch deutlich kleiner, so daß im folgenden nur der Ausdruck 2.12 verwendet wird.

einer dünnen Schicht wird somit eine effektive, schichtdickenabhängige Anisotropieenergie der Form

$$K = K_{eff} = K_1^V + \frac{K^S}{t} - 2\pi M_S^2 \quad (2.15)$$

berücksichtigt.

Die Breite der Blochwand w liegt für Volumenkobalt bei etwa 15 nm. Da der zusätzliche Anisotropiebeitrag der Grenzfläche diesen Wert noch verringert, können Blochwände in Schichten mit senkrechter Magnetisierung nicht durch das REMPA⁷ aufgelöst werden. In der Nähe des Reorientierungsphasenübergangs ist K_{eff} dagegen reduziert, so daß w unter Umständen auf meßbare Werte ansteigt.

2.2.2 Domänen in dünnen Schichten

Während die Breite einer Domänenwand w durch das Verhältnis von effektiver Anisotropie K_{eff} zur Austauschsteifigkeit A gegeben ist, wird die Domänengröße D durch das Verhältnis zwischen Wandenergie σ_w und magnetostatischer Energie E_D bestimmt, wie im folgenden gezeigt werden soll. Dazu betrachten wir für die Geometrie der dünnen Schicht das Verhältnis zwischen diesen Energien und die sich daraus ergebenden Konsequenzen für die Domänengröße anhand einer sogenannten Streifendomänenkonfiguration näher.

Die Schicht sei in Bereiche der Breite D unterteilt, in denen die Magnetisierung abwechselnd parallel und antiparallel zur Schichtnormalen steht (siehe Abb. 2.3). Die Dicke der Schicht t sei so klein, daß sich die Domänen ganz durch sie hindurch erstrecken und keine Magnetisierungsmodulation entlang der z-Richtung auftritt. Der Magnetisierungsverlauf entlang der Wandnormalen (x-Richtung) sei über die ganze Schichtdicke der gleiche⁸.

Jede Domänenwand ist mit einer konstanten Wandenergiedichte der Form $\sigma_w = 4\sqrt{AK_{eff}}$ verbunden, in die die Stärken der Austauschkopplung A und der Anisotropie K_{eff} eingehen.

Für diesen Fall einer Anordnung von abwechselnd parallel und antiparallel zur Schichtnormalen magnetisierter, in einer Richtung unendlich langer Streifendomänen berechnet sich die gesamte Wandenergie pro Filmfläche zu

$$E_w = \sigma_w \frac{t}{D} \quad (2.16)$$

⁷Auflösung ca. 40 bis 50 nm

⁸Dies ist dann der Fall, wenn die Schichtdicke kleiner als die über $l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{2\pi M_S^2}}$ definierte Austauschlänge ist. Für Kobalt beträgt $l_{ex} \approx 31\text{\AA}$.

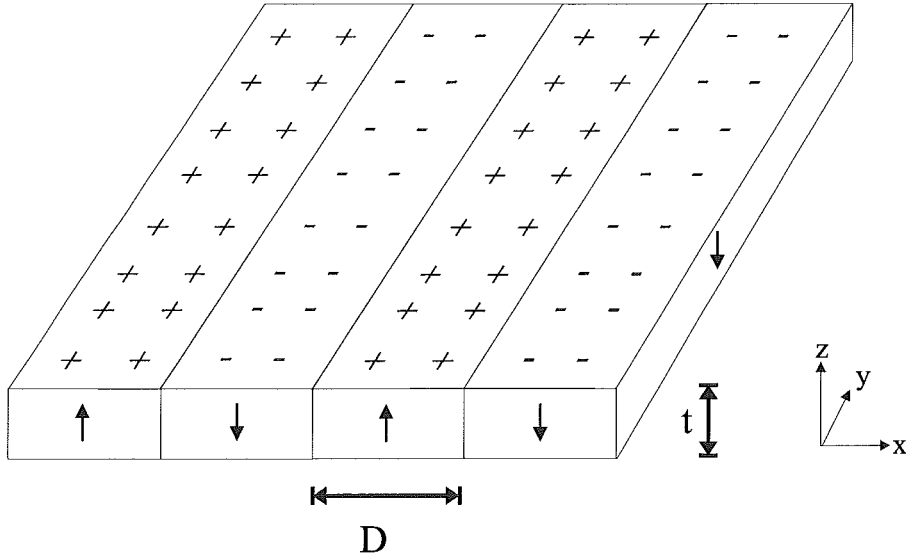


Abbildung 2.3: Streifendomänen der Breite D in einer dünnen Schicht (Schichtdicke t). Mit einer Domänenwand ist eine Flächenenergiedichte σ_w verbunden. Dagegen liefern die parallel stehenden Momente in den Domänen einen magnetostatischen Energiebeitrag E_D , der proportional M_s^2 ist und außerdem vom Verhältnis t/D abhängt. Mit zunehmender Unterteilung der Schicht in magnetische Domänen nimmt die Domänenwandenergie pro Fläche der Schicht zu und die magnetostatische Energie ab.

Der Ausdruck 2.16 ist gültig, solange die Domänenwandbreite w als klein gegen die Domänengröße D angenommen werden kann ($w \ll D$). Ist diese Randbedingung nicht gegeben, wie dies beispielsweise in der Nähe des magnetischen Reorientierungsübergangs wegen $K_{eff} \rightarrow 0$ der Fall ist, so wechselwirken die Wände miteinander und σ_w ist keine von der Domänengeometrie unabhängige Größe mehr. Die Unterteilung des magnetischen Zustands in Domänen und Domänenwände wird somit bei $w/D \rightarrow 1$ unmöglich. In diesem Fall muß der mikromagnetische Zustand direkt aus der Betrachtung von Austausch-, Anisotropie- und magnetostatischer Energie bestimmt werden.

Um für eine gegebene Schichtdicke die (Gleichgewichts-)Domänengröße D bestimmen zu können, ist neben den Wandenergien pro Filmfläche die magnetostatische Energie E_D der Domänenkonfiguration zu berechnen [124, 125, 11] und zusammen mit Gl. 2.16 zu minimieren.

Die ersten Rechnungen hierzu wurden von Kittel durchgeführt [1]. Dabei bestimmte er die magnetostatische Energie als Summe der magnetostatischen Energien zweier Oberflächen eines unendlich dicken Films, d.h. er vernachlässigte die Wechselwirkung der magnetischen Pole der gegenüberliegenden Grenzflächen. Der sich aus diesem Vorgehen ergebenden Ausdruck

$$E_D = 1.7 M_s^2 D \quad (2.17)$$

ist für dünne Schichten zu groß. Die Wechselwirkung zwischen den magnetischen Polen gegenüberliegender Oberflächen reduziert die Streufeldenergie auf Werte unterhalb ihrer summierten Einzelbeiträge [11].

Für die Kittel'sche Annahme nicht wechselwirkender Oberflächen liefert die Minimierung der Gesamtenergie aus den Gleichungen 2.16 und 2.17 das Ergebnis, daß die Domänenengröße proportional zur Wurzel der Schichtdicke ansteigt ($D \sim \sqrt{t}$).

Málek und Kamberský berücksichtigten die Wechselwirkung der Oberflächenpole bei der Grenzflächen in ihrer genaueren Rechnung für eine Schicht einer beliebigen Dicke t [11]. Dazu wird die Verteilung der Oberflächenpole in eine Fourierreihe entwickelt und die einzelnen Koeffizienten werden über die Laplacegleichung aus den magnetischen Randbedingungen bestimmt.

Es ergibt sich der Ausdruck

$$E_D = \frac{16M_s^2 D}{\pi^2} \sum_{\substack{n=1 \\ n \text{ ungerade}}}^{\infty} \frac{1}{n^3} \left(1 - \exp\left(-\frac{n\pi t}{D}\right) \right), \quad (2.18)$$

der wesentlich durch das Verhältnis von Schichtdicke zu Domänenengröße (t/D) bestimmt ist. Für $t/D \rightarrow \infty$ (sehr große Schichtdicke) stimmt Gl. 2.18 exakt mit der Lösung von Kittel (Gl. 2.17) überein, da dann der Exponentialterm in der Summe vernachlässigt werden kann. Dieser Fall ist allerdings für Domänenstrukturen in Schichten von wenigen Monolagen Dicke irrelevant, da die lateralen Dimensionen der Domänenstrukturen die Schichtdicke bei weitem übertreffen ($D \gg w \approx 10 - 100 \text{ nm} \gg t$).

Für $t/D \ll 1$ führt eine Entwicklung des Exponentialterms in Gleichung 2.18 bis zur 1. Ordnung ($\exp\left(-\frac{n\pi t}{D}\right) \approx 1 - n\pi t/D$) dagegen auf

$$E_d = 2\pi M_s^2 t \quad (2.19)$$

Dies ist aber die magnetostatische Energie für eine homogen senkrecht magnetisierte, eindomänige Schicht der Dicke t . Da die Summe der Energien 2.16 und 2.19 kein Minimum bezüglich D besitzt, wird die niedrigste Energie für $D = \infty$ erreicht, wenn keine Domänenwände vorliegen und Gl. 2.16 keinen Beitrag liefert. Die Ausdrücke 2.16 und 2.19 lassen also für ultradünne Schichten den eindomänigen Zustand als den energetisch günstigsten erwarten.

Bei beliebigen Werten des Verhältnisses t/D ist Gleichung 2.18 nur numerisch auszuwerten⁹. Durch die numerische Minimierung der Gesamtenergie aus Gleichung 2.16 und 2.18 bezüglich D läßt sich die Schichtdickenabhängigkeit der Domänenengröße $D(t)$ gemäß

⁹Eine weitere Taylorentwicklung der Exponentialfunktion in t/D führt zu Teilsummen, die ab den Gliedern zweiter Ordnung jeweils für sich genommen divergieren. Eine $D(t)$ -Abhängigkeit kann auf diese Weise also nicht bestimmt werden.

[11, 57] bestimmen. Es ergibt sich das in Abbildung 2.4 dargestellte Verhalten. Für kleine Schichtdicken fällt die Domänenengröße sehr rasch ab, während für große Schichtdicken die Domänenengröße proportional zur Wurzel der Schichtdicke ansteigt. (Um von einem konkreten Material unabhängig zu sein, wurde sowohl die Schichtdicke t als auch die Domänenengröße $D(t)$ in einer natürlichen Längeneinheit t_n aufgetragen. Da die Domänenengröße vom Verhältnis zwischen magnetostatischer Energie und Domänenwandenergie σ_w bestimmt wird, dient der Quotient aus Wandenergie und der Streufeldenergiedichte der dicken Schicht als charakteristische Längenskala ($t_n = \sigma_w / 1.7M_s^2$). t_n hat je nach Materialparametern Werte von 20 bis 50 nm.)

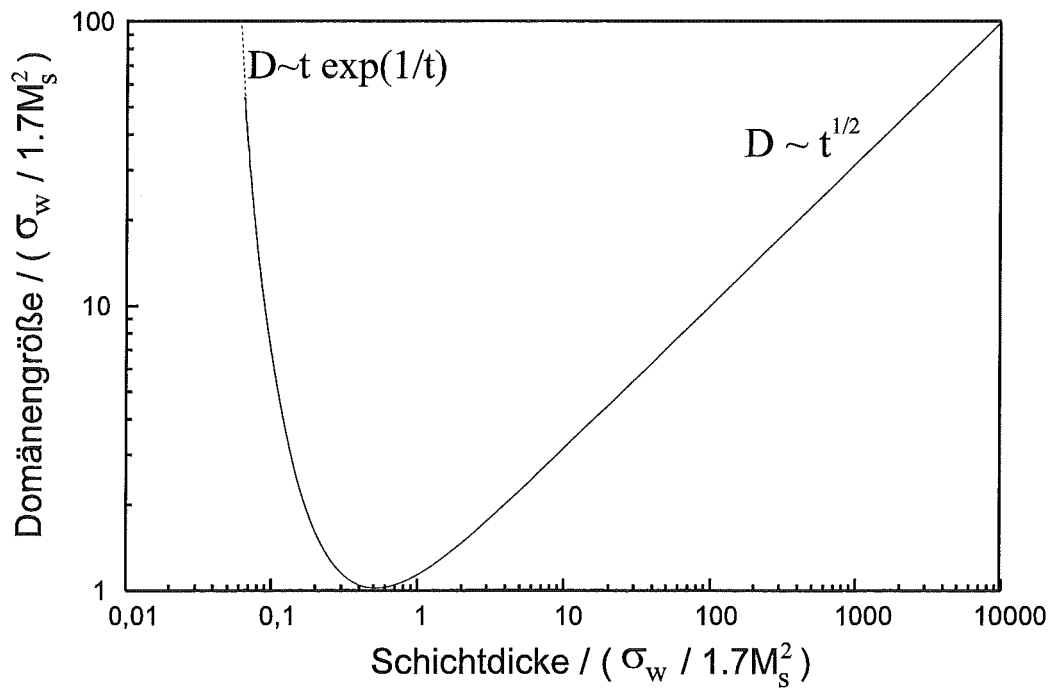


Abbildung 2.4: Gleichgewichtsdomänenengröße berechnet aus Minimierung der Energien 2.16 und 2.18 nach Málek und Kamberský [11] in doppeltlogarithmischer Auftragung. Verwendet wurde eine numerische Iteration von Berger [57]. Die charakteristische Länge $\sigma_w / 1.7M_s^2$, die als Maßeinheit gewählt wurde, hat je nach Materialparametern Werte von 20 bis 50 nm. Für große Schichtdicken steigt die Domänenengröße, wie von Kittel hergeleitet, proportional zur Wurzel der Schichtdicke an. Dagegen ist der für ultradünne Filme relevante, grau unterlegte Bereich in der linken Bildhälfte durch eine rasche Abnahme der Domänenengröße mit der Schichtdicke gekennzeichnet.

Gerade für Schichten von wenigen Monolagen Dicke ist numerisch keine stabile Auswertung mehr durchführbar, da die unendliche Summe in Gleichung 2.18 hier nur noch sehr schlecht und langsam konvergiert. In diesem Dickenbereich unterscheiden sich die magnetostatischen Energien nur wenig vom Bezugswert $2\pi M_s^2 t$ der eindomänigen Schicht.

Durch geeignete Umordnung der Summe und Entwicklung nach dem führenden Term

$2\pi M_s^2 t$ lässt sich aber für kleine t/D ein analytischer Näherungsausdruck für Gl. 2.18 gewinnen. Kaplan und Gehring [27] erhielten auf diese Weise den magnetostatischen Ausdruck

$$E_D = 2\pi M_s^2 t \left(1 + y \frac{t}{D} + \frac{2t}{\pi D} \cdot \ln \frac{t}{D} \right). \quad (2.20)$$

Aus der Minimierung der Summe von Domänenwandenergie (Gl. 2.16) und magnetostatischer Energie bezüglich der Domänengröße folgt dann

$$E_{tot, min} = 2\pi M_s^2 t \left(1 - y \cdot \exp \left(-\frac{\sigma_w}{4M_s^2 t} \right) \right) \quad (2.21)$$

als kleinstmögliche magnetische Gesamtenergie. In y geht die Geometrie der Domänenstruktur ein. Für die bisher betrachteten Streifendomänen ist $y = 0.667$. Eine von Kaplan und Gehring gleichfalls betrachtete schachbrettartige Anordnung von quadratischen Domänen der Seitenlänge D liefert $y = 0.486$ [27].

Die zu dieser minimalen magnetischen Energie gehörende Domänengröße ist

$$D(t) = x \cdot t \cdot \exp \left(\frac{\sigma_w}{4M_s^2 t} \right). \quad (2.22)$$

M_s ist hierbei die Sättigungsmagnetisierung und t die Filmdicke. Der Vorfaktor x hat einen Wert von $x = 0.955$ für Streifendomänen und $x = 2.62$ für die schachbrettartige Anordnung [27].

Berger [57] konnte unter Anwendung eines mikromagnetischen Verfahrens von Brown und LaBonte [15] für den Fall von Streifendomänen ebenfalls eine analytische Näherungsformel für die Schichtdickenabhängigkeit der Domänengröße in ultradünnen Schichten herleiten. Der erhaltene Ausdruck entspricht exakt dem Ergebnis 2.22 von Kaplan und Gehring [27].

Der analytische Ausdruck 2.22 zeigt einen rapiden, exponentiellen Abfall der Domänengröße mit steigender Schichtdicke, gesteuert vom Verhältnis zwischen Domänenwandenergie σ_w und magnetostatischer Energie M_s^2 . Dieses Verhalten ist in der linken Hälfte von Abbildung 2.4 zu sehen und setzt sich auch zu kleineren Schichtdicken hin fort¹⁰.

Die Ursache für den raschen Abfall von $D(t)$ lässt sich durch eine Betrachtung der magnetischen Gesamtenergie anschaulich machen: Gleichung 2.21 lässt sich mit Gleichung 2.22 ausdrücken als

¹⁰Das Minimum in Abbildung 2.4 wird dagegen für Co/Au(111) in der Realität nicht erreicht: Die Domänengröße hätte hier Werte, für die $w \ll D$ nicht mehr gegeben und daher die als Basis verwendete Theorie der magnetischen Domänen nicht mehr gültig ist. Der magnetische Reorientierungsübergang liegt in 3d-Metallschichten immer auf der abfallenden Flanke.

$$E_{tot} = 2\pi M_s^2 t \left[1 - x \cdot y \frac{t}{D(t)} \right]. \quad (2.23)$$

Während die magnetostatische Energie $2\pi M_s^2 t$ linear mit der Schichtdicke anwächst, kann ein Zerfall in Domänen nur Bruchteile t/D davon einsparen. Im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Schichtdicken von wenigen atomaren Lagen gilt immer $t/D(t) \ll 1$. Um den Zugewinn der magnetostatischen Energie von nur einem Prozent, entsprechend weniger zehntel oder hundertstel Monolagen, kompensieren zu können, ist eine Abnahme der Domänengröße aus dem eindomänigen Zustand in den Größenbereich von 100 nm notwendig!

Diese Überlegungen zeigen, daß eine magnetische Domänenstruktur aus *energetischen* Gründen nur in einem sehr schmalen Schichtdickenbereich auftreten sollte. Der praktische experimentelle Zugang ist also nur mit dickenvariablen, keilförmigen Proben möglich.

2.3 Der magnetische Reorientierungsübergang

Die bisher beschriebenen Domänentheorie setzt voraus, daß die Breite der Domänenwände w viel kleiner als die mittlere Domänengröße D ist ($w = \pi\sqrt{A/K_{eff}} \ll D$). Für Co-Schichten mit senkrechter Magnetisierung und effektiven Anisotropiewerten $K_{eff} = K^V + K^S/t - 2\pi M_s^2$ in der Größenordnung von 10^6 erg/cm³ ist dies aufgrund der sich ergebenden Wandbreiten von etwa 10 nm auch berechtigt¹¹.

Nähert sich aber die Dicke der Schicht dem kritischen Wert t_c , bei der sich die magnetischen Anisotropiebeiträge entlang der Schichtnormalen gerade kompensieren ($K_{eff} \rightarrow 0$), so weitet die Wand auf. Gleichzeitig nimmt, wie im vorherigen Abschnitt gesehen, die Domänengröße mit der Schichtdicke stark ab. In der Nähe der kritischen Schichtdicke ist daher die Theorie der magnetischen Domänen nicht mehr anwendbar, da eine Aufteilung des mikromagnetischen Zustandes in Domänenwände und Domänen nicht mehr möglich ist ($w \not\ll D$).

Mögliche mikromagnetische Strukturen

Am Reorientierungsübergang selbst sind verschiedene mikromagnetische Möglichkeiten denkbar und in Abbildung 2.5 dargestellt:

¹¹Man beachte, daß die Wandbreiten in solchen Systemen um eine Größenordnung unter der Breite von Wandstrukturen an Oberflächen von Volumenkristallen [100] und um 2 Größenordnungen unterhalb der Breite von Domänenwänden in Co/Cu(100) liegen [39].

- (a) Beim Aufweichen der Blochwand zwischen Bereichen auf- und abwärts gerichteter Magnetisierung wächst der Wandbereich, bei dem die Magnetisierungsrichtung innerhalb der Ebene und somit energetisch günstig liegt. Für $t = t_c$ hat die Magnetisierungsstruktur den Charakter einer Spinwelle, wenn D soweit abnimmt, daß $w/D \approx 1$ gilt (Abb. 2.5 a).

Oberhalb der kritischen Schichtdicke können sich aus den ursprünglichen Wandmitten Domänen mit einer Magnetisierung in der Filmebene ausbilden, während die vormals senkrechte Domänen zu Domänenwänden schrumpfen.

- (b) Wenn die mit der Dicke ansteigende magnetostatische Energie den Wert von $K_1 t + K_1^S$ übersteigt, dreht die Magnetisierung innerhalb der Domänen in die Filmebene. Die Domänengröße sollte dann nicht weiter abnehmen, da die zunehmende magnetostatische Energie durch Erhöhung des Drehwinkels θ zwischen $\vec{M}$ und der Schichtnormalen kompensiert wird.
- (c) Die effektive magnetische Anisotropie wird so klein, daß Spinfluktuationen leicht angeregt werden und bei $t = t_c$ die langreichweitige Ordnung stören. In diesem Fall, der nur in zweidimensionalen Systemen auftreten kann und im folgenden Abschnitt diskutiert wird, sollte die magnetische Ordnung vor dem Reorientierungsübergang stark reduziert werden oder gar verschwinden und danach wieder entstehen.

2.4 Magnetismus in zweidimensionalen Systemen

Mermin und Wagner konnten 1966 zeigen, daß ein isotropes, zweidimensionales Heisenberg-Spinsystem bei von Null verschiedenen Temperaturen keine langreichweitige Ordnung zeigt [19]. Obwohl der Magnetismus der 3d-Übergangsmetalle nicht auf *lokalisierten* Spins beruht, gehören itinerante Ferromagneten zur gleichen Universalitätsklasse wie der Heisenberg-Ferromagnet, so daß das Theorem auf diese übertragen werden kann [120].

Ob das Mermin-Wagner-Theorem allerdings auf reale, ultradünne Filme anwendbar ist, hängt davon ab, inwiefern eine experimentell hergestellte Schichtstruktur als *zweidimensional* und *isotrop* betrachtet werden kann.

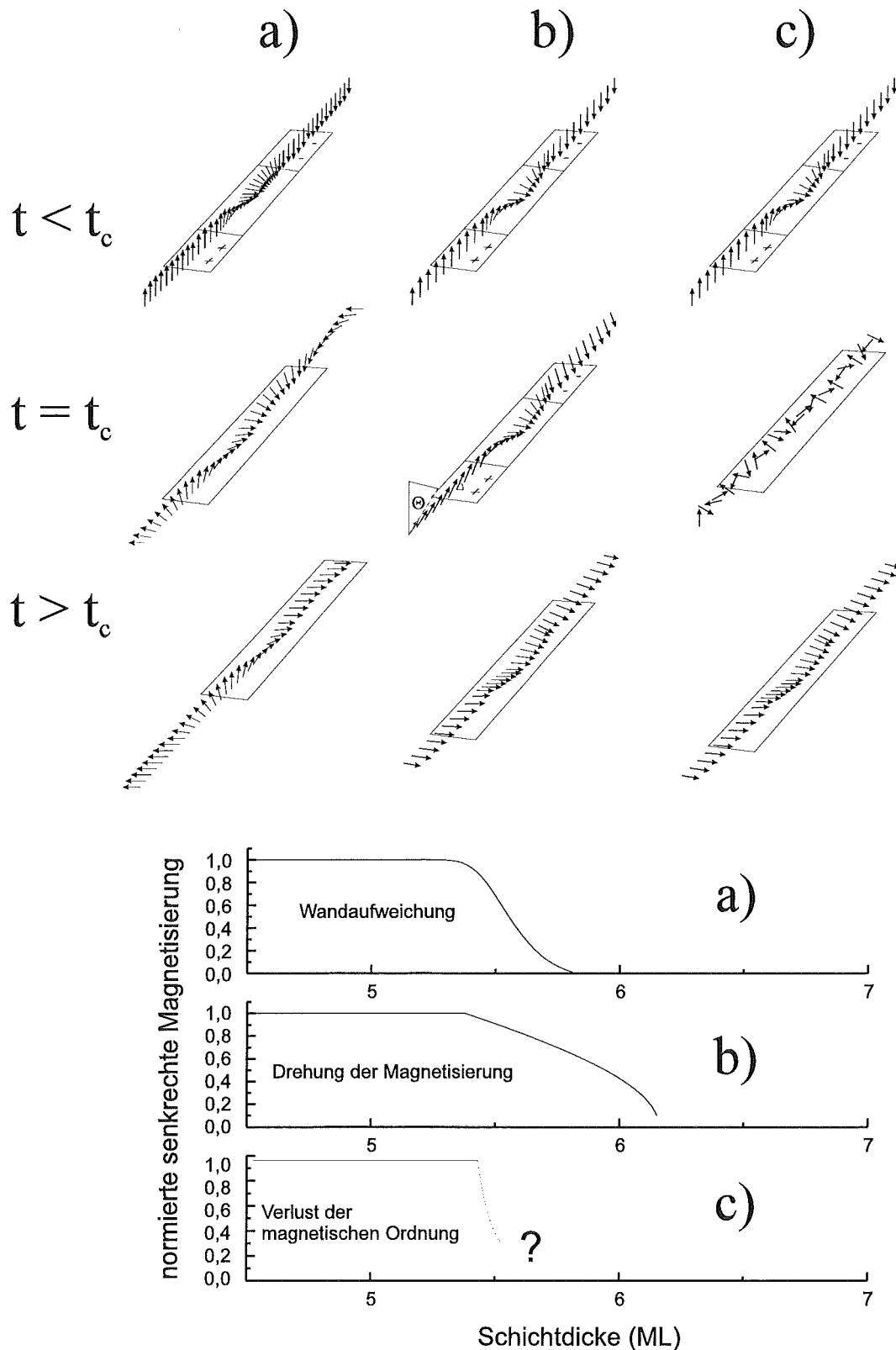


Abbildung 2.5: Mögliche mikromagnetische Strukturen am Reorientierungsübergang. oben: mikroskopische Möglichkeiten, unten: zu erwartendes Magnetisierungsprofil a) Wandaufweichung, b) Drehung der Magnetisierung, c) Verlust der magnetischen Ordnung. In Fall c) ist zu erwarten, daß das meßbare Magnetisierungssignal am Übergang verschwindet, bevor eine Magnetisierung innerhalb der Filmebene erkennbar wird. Fall a) kann ebenfalls den Verlust des makroskopischen Signals bewirken, da die magnetische Modulationslänge bei $t = t_c$ unter Umständen die REMPA-Auflösung unterschreitet.

2.4.1 Zweidimensionalität

Eine 1 ML dicke, ideal im Frank-van-der-Merwe-Modus gewachsene Schicht erfüllt sicherlich die Bedingung der Zweidimensionalität. Experimente an annähernd Lage-für-Lage wachsenden Schichtsystemen aus itineranten Ferromagneten [28, 29, 32, 39] zeigen allerdings, daß eine atomare Lage zumindest für Temperaturen oberhalb derer des flüssigen Stickstoffs noch nicht ferromagnetisch ist. Eine solche, gegenüber dem Volumenmaterial erniedrigte Curietemperatur ist allerdings auf die noch nicht voll ausgebildete austausch-aufgespaltene Bandstruktur in der dünnen Schicht zurückzuführen und daher streng von der Argumentation des Mermin-Wagner-Theorems zu trennen.

Bei Schichten, die dicker als eine Monolage sind, muß geklärt werden, inwiefern sie noch als im magnetischen Sinne zweidimensional anzusehen sind. Ein mögliches Kriterium kann über die Spinwellentheorie gegeben werden [120]: In einem Film aus N Monolagen des Lagenabstandes a_0 ist die Wellenvektorkomponente der Spinwellen senkrecht zur Schichtebene quantisiert ($k_\perp = m\pi/Na_0$ mit $m \in \mathcal{N}$), während die Komponenten in der Filmebene $k_\parallel$ kontinuierlich sind. Somit ergibt sich für die Frequenzen¹²: $\omega^m = D_S(k_\parallel^2 + (m\pi/Na_0)^2)$. Für Filme, deren Schichtdicke Na_0 so gering ist, daß $\hbar D_S(\pi/Na_0)^2 \gg k_B T$ gilt, ist nur der unterste Zustand $m = 0$ besetzt. Dies hat zur Folge, daß sich der Film unterhalb einer Schichtdicke $N_{2D} = (\hbar D_S/k_B T)^{0.5}(\pi/a_0)$ magnetisch zweidimensional verhält. Setzt man Materialwerte aus der Literatur [74] in diese Abschätzung ein, so ergibt sich für Raumtemperatur im Falle von Eisen $N_{2D} \approx 3$ ML und im Falle von Kobalt $N_{2D} \approx 4.2$ ML. Erickson und Mills konnten aber durch genauere Rechnungen zeigen, daß auch an der abgeschätzten Grenze N_{2D} die niedrigste Spinwellenmode das thermodynamische Verhalten bis 400 K dominiert, der Film sich also physikalisch zweidimensional verhält [48]. Findet daher der Reorientierungsübergang bei einer Schichtdicke von bis zu 5 Monolagen statt, besteht die Möglichkeit, daß auch bei Raumtemperatur das zweidimensionale Verhalten noch gegeben ist. Die Schicht könnte dann einen Reorientierungsübergang zeigen, der mit dem Verlust der langreichweitigen Ordnung einhergeht (Fall (c) in Abbildung 2.5).

2.4.2 Anisotropie

Das Mermin-Wagner-Theorem setzt einen isotropen Heisenberg-Magneten voraus. In einem realen Film liefern dagegen verschiedene Mechanismen richtungsabhängige Energiebeiträge, die das magnetische Verhalten anisotrop gestalten. Insbesondere sind die magnetokristallinen und magnetostatischen Anisotropiebeiträge immer in dünnen Schichten vorhanden. Eine magnetisch *isotrope* Schicht kommt also in der Realität nicht vor.

¹² D_S bezeichnet die Austauschsteifigkeit der Spinwellen.

Bander und Mills wiesen nach, daß beliebig kleine uniaxiale, magnetische Anisotropien die langreichweitige Ordnung auch in zweidimensionalen Systemen stabilisieren können¹³ [46, 49]. Aus den dort angestellten Überlegungen folgt, daß die Ordnungstemperatur (bzw. die Reduktion der Magnetisierung) von der Stärke der Anisotropie abhängt. Für die erniedrigte Ordnungstemperatur T_2 in zweidimensionalen Systemen gilt:

$$T_2 = \frac{T_3}{\ln \frac{3\pi T_3}{4K}} \quad (2.24)$$

wobei T_3 die Curie-Temperatur im dreidimensionalen System ist und K die effektive Anisotropie bezeichnet.

Auch in anderen Arbeiten [44, 48, 50] wurde theoretisch gezeigt, daß eine Reorientierung der Magnetisierung über einen Zustand ohne langreichweitige Ordnung erfolgen kann, während für dicke Filme der Reorientierungsübergang in Form einer kontinuierlichen Drehung in die Filmebene oder den Zerfall in Domänen erfolgt. Das Temperaturintervall, in dem ein Verlust der magnetischen Ordnung auftreten sollte, liegt dabei allerdings im Bereich von wenigen Promille der Reorientierungstemperatur [44]. Übertragen auf dickenvariable Proben ist nur in einem Schichtdickenintervall von weniger als einer zehntel Monolage mit einem Verschwinden der Magnetisierung zu rechnen.

Selbst bei einer vollständigen Kompensation der senkrechten Anisotropiebeiträge bleibt eine magnetokristalline Anisotropie in der Filmebene vorhanden. Politi et al. [51] bestimmten ein Phasendiagramm für einen ferromagnetischen Film in Abhängigkeit von der Filmdicke und der Temperatur und konnten zeigen, daß auch eine zusätzliche Anisotropie innerhalb der Filmebene einen Verlust der magnetischen Ordnung am Reorientierungsübergang verhindern sollte. Hexagonales Co hat innerhalb seiner Basalebene eine Anisotropiekonstante der Größe $K'_3 \approx 1 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ [74]. Es ist daher auch möglich, daß in realen Schichten bei keiner Temperatur oder Schichtdicke ein Verlust der magnetischen Ordnung auftritt.

Der experimentelle Nachweis einer Korrelation zwischen Anisotropie und magnetischer Ordnungstemperatur in realen Schichten gestaltet sich schwierig, da verschiedene morphologische und strukturelle Einflüsse auf die Curie-Temperatur kaum separiert werden können. So werden beispielsweise ultradünne, magnetisch vierzählige Co-Filme auf Cu(100) bei Raumtemperatur je nach Präparationsbedingungen schon ab einer Schichtdicke von 1 - 1.5 ML ferromagnetisch [9, 29, 28, 34]. Auf den Vizinalflächen (11n) ($n = 7, 13, 17$) überschreitet die Curietemperatur der auf diesen Substraten magnetisch

¹³Selbst bei der vollständigen Abwesenheit magnetokristalliner und magnetolelastischer Anisotropien, genügt die magnetostatische Anisotropie zur Stabilisierung [49].

uniaxialen Co-Schichten dagegen erst bei etwa 1.8 bis 2 ML die Raumtemperatur [29, 33], obwohl deren Anisotropie deutlich stärker ist.

Dieses Beispiel von Co/Cu(11n) mit einer bei gleicher Schichtdicke *niedrigeren* Curie-Temperatur gegenüber Co/Cu(100) bei gleichzeitig *größerer* magnetischer Anisotropie widerspricht der vorhergesagten zunehmenden Stabilisierung des Ferromagnetismus in 2D-Systemen durch die Anisotropie [19, 51, 46]. Die unterschiedlichen Curie-Temperaturen können aber auf das unterschiedliche Wachstumsverhalten der Schichtsysteme zurückgeführt werden, da zwar beide Systeme Lage-für-Lage wachsen, aber nur Co/Cu(11n) ein Wachstum durch Stufenpropagation zeigt [56, 39]. Die auf beiden Substraten unterschiedliche Perlokation kann daher für die Unterschiede verantwortlich sein [33]. Ein Vergleich der Korrelation von Ordnungstemperatur und Anisotropie mit theoretischen Modellen zum Magnetismus in zwei Dimensionen ist daher nur für gleichartige, möglichst identisch gewachsene Schichten möglich, die auch keine strukturelle Umwandlung erfahren.

2.5 Einfluß der Film-Morphologie

Alle bisherigen Überlegungen und Modelle gehen von einer homogenen, glatten Schicht aus, die in der Realität nicht gegeben ist. Ein aufgewachsener Film wird von diesem idealisierten Bild abweichen und eine je nach System mehr oder weniger ausgeprägte Rauigkeit der Filmoberfläche besitzen. Für die magnetische Anisotropie hat das zur Folge, daß je nach Position an Stufenkanten oder Inseln jedes Atom einen anderen Néel-schen Anisotropiebeitrag liefert.

Der Einfluß solcher Effekte kann sehr groß sein. Bei einer ungeordneten Rauigkeitsstruktur schwächt die Mittelung über viele solcher inäquivalenten Plätze die makroskopische Anisotropie [66]. Im Fall von geordneten morphologischen Strukturen, wie zum Beispiel regelmäßig angeordneten Stufen, können die magnetokristallinen Beiträge an diesen Plätzen ein völlig neues, anisotropes Verhalten erzeugen. Dies wurde an Co-Filmen auf Cu(11n)-Vizinalflächen [31] und an Fe auf W(110) [58] demonstriert.

Im folgenden soll der Einfluß der Rauigkeit betrachtet werden, die im verwendeten System Co/Au(111) aufgrund des Wachstumsverhaltens eine entscheidende Rolle spielt.

Ein Film sei charakterisiert durch seine Rauigkeit σ , welche die mittlere Abweichung von der ideal glatten Oberfläche angibt, und durch eine Korrelationslänge ξ , welche die mittlere Breite der Terrassen definiert (siehe Abb. 2.6).

Bruno [66, 82] konnte zeigen, daß die Rauigkeit die Formanisotropie des Filmes $2\pi M_s^2$ reduziert und damit wegen $K_{eff} = K_1 - 2\pi M_s^2$ wie eine positive Grenzflächenanisotropie wirkt. Ursache hierfür ist, daß auch bei einer Stellung der Magnetisierung in der Film-

ebene an den Seiten der Rauheitsstruktur Oberflächenpole entstehen, die ein Streufeld erzeugen. Dadurch wird die magnetostatische Energiedifferenz zwischen senkrechter und paralleler Stellung der Magnetisierung verringert.

Der sich für diesen dipolaren Grenzflächeneffekt ergebende Ausdruck

$$E_{ds} = \frac{3}{2} \pi M_s^2 \sigma (1 - f(2\pi\sigma/\xi)) \quad (2.25)$$

hat bei Verwendung der Co-Materialparameter und der durch STM-Untersuchungen [68] bekannten Rauheitswerte einen Wert von 0.05 - 0.1 erg/cm². Die Funktion f entspricht hier dem Summenterm des magnetostatischen Ausdrucks für eine schachbrettartige Domänenstruktur, welcher im Anhang dargestellt ist.

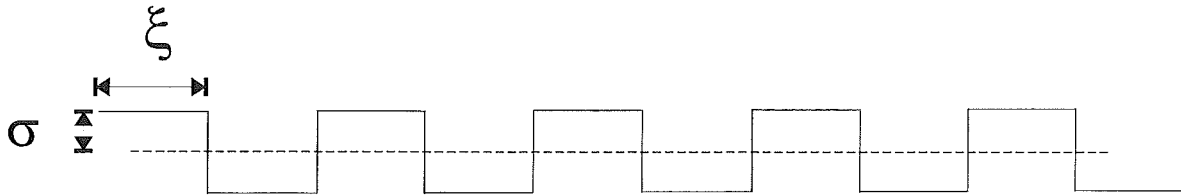


Abbildung 2.6: Definition der die Grenzflächenanisotropie beeinflussenden morphologischen Parameter σ und ξ .

Während die Rauigkeit über eine Schwächung der magnetostatischen Energieunterschiede zwischen senkrechter und paralleler Orientierung die effektive Anisotropie erhöht, verringert derselbe Effekt aber auch, wie weiter oben schon ausgeführt, die magnetokristalline (Néel-sche) Grenzflächenanisotropie. Für diesen zweiten Effekt ergibt sich der Ausdruck [66]:

$$\Delta K_s / K_s = -2\sigma / \xi \quad (2.26)$$

Mit den Co-Materialparametern folgt für wie gewachsene Co-Schichten eine Reduktion der Grenzflächenanisotropie durch die Rauigkeit von weniger als 20 % .

Neben einer Veränderung der vorhandenen uniaxialen Anisotropiebeiträge, kann die Rauigkeit einer Schicht auch einen eigenen Beitrag zur magnetischen Anisotropie erzeugen. Dieny und Vedyayev [85] zeigten, daß eine örtliche Variation der magnetischen Anisotropie zwischen einem Wert, der die senkrechte Stellung von $\vec{M}$ bevorzugt und einem Wert, welcher eine Magnetisierungsrichtung innerhalb der Filmebene favorisiert, einen zusätzlichen Beitrag hervorrufen sollte. Der Effekt kann in dünnen Schichten dann auftreten, wenn örtliche Variationen in der Schichtdicke oder eine zusätzliche partielle Bedeckung der Schicht in der Nähe von t_c vorhanden sind. Liegt die räumliche Modulationslänge solcher Bereiche unterhalb der durch die Wandweite $w = \pi \sqrt{A/K_{eff}}$

gegebenen charakteristischen magnetischen Länge, so kann sich $\vec{M}$ nicht in jedem Bereich unabhängig ausrichten. Es wird sich stattdessen ein Kompromiß zwischen beiden Orientierungen einstellen. Dies führt zu einem zusätzlichen Beitrag

$$K_{morph} = -K_{45} \sin^2 2\theta \quad (2.27)$$

der eine um 45° gegen die Filmnormale geneigte Magnetisierungsrichtung energetisch bevorzugt und in der Größenordnung von etwa 0.03 bis 0.04 erg/cm² liegt¹⁴. Ein solcher Effekt würde zwar nicht die kritische Schichtdicke, aber die Reorientierung der Magnetisierung in die Filmebene verändern.

¹⁴Die hier verwendete Grundüberlegung ist dieselbe, welche auch von Sloniewski [84] als ein Erklärungsmodell für die sogenannte 45° -Kopplung in austauschgekoppelten Systemen verwandt wurde.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die Arbeit wurde an einem schwingungsgedämpften Ultrahochvakuumssystem (UHV-System) durchgeführt. Die Apparatur besteht aus zwei durch ein Plattenventil getrennte Rezipienten, von denen einer als Präparationskammer dient und der andere das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) enthält. Die Probe kann mit einem Transferstab von einer Kammer in die andere übergeben werden.

3.1 Die Präparationskammer

Die Präparationskammer ist als auf der Seite liegender Zylinder mit 200 mm Durchmesser ausgeführt, durch dessen Symmetrieachse die Verschiebungsrichtung des Transferstabs verläuft. Der Transferstab dient somit auch als Manipulator, um die Probe an den verschiedenen Präparations- und Analyseeinrichtungen zu positionieren. Entlang der Symmetrieachse sind zwei Präparationsebenen vorhanden, die in Abbildung 3.1 gezeigt sind.

In der ersten Ebene (3.1 (a)) befinden sich je ein Aufdampfofen für Kobalt und für Gold. Während das Gold aus einem Tiegel gedampft wird, dient als Aufdampfquelle für das Kobalt ein 2 mm dicker Co-Stab. Die zum Verdampfen notwendige Energie wird in beiden Fällen durch Beschuß des Verdampfermaterials mit Elektronen geliefert. Dazu sind der Au-Tiegel und der Co-Stab von einem Filament auf Erdpotential umgeben. Durch Anlegen einer positiven Hochspannung von 800 - 1000 V an das zu verdampfende Material werden die austretenden Elektronen zu diesem hin beschleunigt¹. In die wassergekühlten Öfen ist jeweils vor der Austrittsblende und dem Verschlußmechanismus ein Flußmonitor integriert, der es erlaubt, den ionisierten Anteil des verdampften Materials

¹Typische Verdampferleistungen: 10 W für den Co-Stab, 18 Watt für den Au-Tiegel

als positiven Ionenstrom zu messen. Das Signal dient zur Kontrolle der Stabilität der Aufdampftrate.

In dieser ersten Präparationsebene befindet sich gleichfalls ein beweglicher Blendenmechanismus, der vor die Probe gefahren werden kann. Er dient der Erzeugung der keilförmigen Co-Schichten. Die waagrechte Positionierung wird durch einen piezoelektrischen Linearmotor ermöglicht². Dieser bietet eine Positioniergenauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$. Der vertikale Abstand der Blende von der Probe kann dadurch variiert werden, daß der gesamte Mechanismus über eine mikrometrische Schiebedurchführung in der Arbeitshöhe verschoben wird.

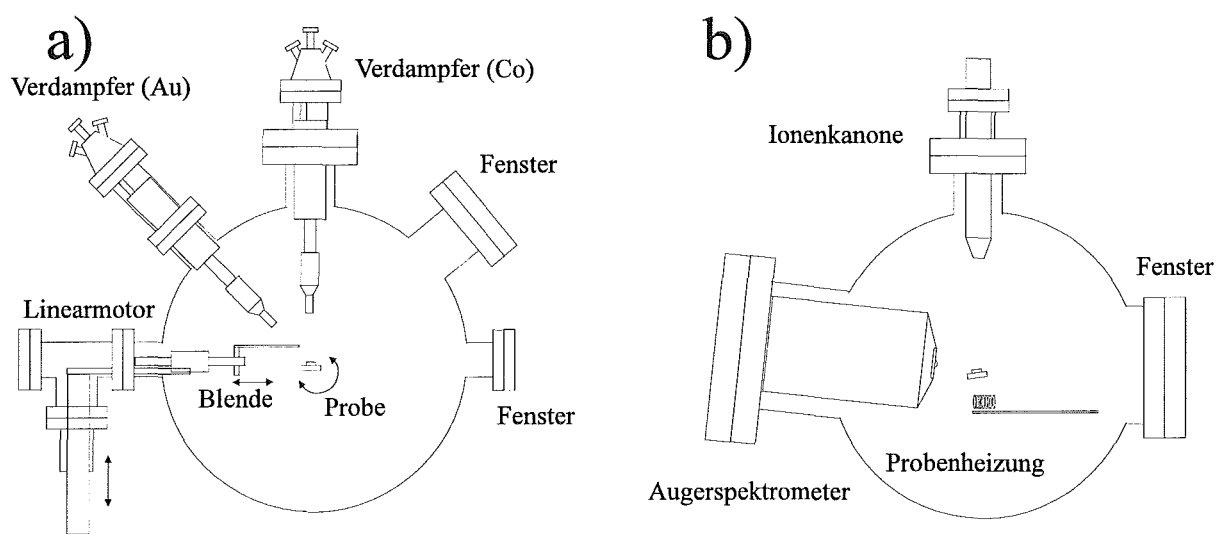


Abbildung 3.1: Präparations- und Analyseebenen der Präparationskammer: In der ersten Ebene (a) befinden sich die Aufdampföfen und der Blendenmechanismus zur teilweisen Abdeckung der Probe. In der zweiten Ebene (b) befindet sich das Augerspektrometer, eine Einbauposition für einen Leuchtschirm, sowie Ionenkanone und Probenheizung.

Als Blende dient ein Mo-Blech in dessen Mitte ein $300 \mu\text{m}$ breiter Spalt eingelassen ist. Somit bietet sich auch die Möglichkeit, nur einen Teil des Substrates mit Co zu bedampfen und genügend Substratfläche als Bezugsniveau ohne Polarisationsignal bei den REMPA-Messungen freizuhalten. In die Blende ist außerdem ein mikrostrukturiertes Siliziumplättchen eingelassen. Dieses enthält Löcher und Spalte verschiedener Form und Größe von 2 bis $32 \mu\text{m}$ Kantenlänge. Durch diese Strukturen aufgedampftes, und somit mikrostrukturiertes Co bietet auch bei REMPA-Abbildungen höherer Vergrößerung die Möglichkeit, das unbedeckte Substrat mitzumessen. Zwei Fenster auf der dem Blendenmechanismus gegenüberliegenden Seite lassen eine Überprüfung der Blendenpositionierung relativ zur Probe zu.

²Burleigh Inchworm UHV-E 200

In der zweiten Präparationsebene (Abb. 3.1 (b)) befindet sich ein Zylinderspiegelanalysator mit integrierter Elektronenkanone (0-3 kV). Das System ist über eine Schiebendurchführung beweglich gelagert und kann im Abstand zwischen ungefähr 6 und 22 mm zur Probe verschoben werden. In der ersten Position wird Augerelektronenspektroskopie an der Probe durchgeführt. Die entferntere Position ist bei Transferieren der Probe ins REMPA notwendig und bietet außerdem die Möglichkeit zur Durchführung von Beugungsexperimenten mit Elektronen mittlerer kinetischer Energie (MEED - Medium Energy Electron Diffraction).

Auf dieser Präparationsebene befindet sich außerdem eine Ionenkanone zur Reinigung der Probe durch Ionenätzen und ein unter die Probe schwenkbares Filament, um die Probe heizen und (mit Elektronenstoßunterstützung) auch ausheilen zu können.

Zieht man den Transferstab ganz in sein Gehäuse zurück, befindet sich der Kristall in einem doppelkreuzförmigen Schleusenstück. Auf dieses kann von außen eine Spule aufgesetzt werden, mit der es möglich ist, Felder bis zu 90 Oe am Ort der Probe zu erzeugen.

Auf weiteren nicht abgebildeten Flanschen befinden sich die Anschlüsse zur Turbomolekular- und Ionengetterpumpe, sowie eine UHV-Meßröhre und ein Quadrupolmassenspektrometer. Der Basisdruck der Präparationskammer beträgt $8 \cdot 10^{-11}$ mbar.

3.2 Das Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA)

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Abbildung der magnetischen Strukturen ein Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) verwendet. Das hier verwendete Gerät wurde auf der Basis eines Hitachi S800 Feldemissions-Mikroskops entwickelt und ist in [99] ausführlich beschrieben.

3.2.1 Physikalische Grundlagen und Funktionsweise

1976 entdeckten Chobrok und Hofmann an Sekundärelektronen aus ferromagnetischem EuO eine starke Spinpolarisation [101]. Etwa ein halbes Jahrzehnt später einsetzende Studien fanden spinpolarisierte Elektronen auch an 3d-Ferromagneten [102, 103, 104]. Diese und nachfolgende Untersuchungen ergaben, daß die Spinpolarisation der Sekundärelektronen für itinerante Ferromagnete unabhängig von ihrem Anregungsmechanismus ist [107], mit abnehmender Elektronenenergie ansteigt und deren Polarisationsvektor parallel zu dem der Leitungsbandelektronen (entsprechend antiparallel zur Magnetisierung)

liegt [105].

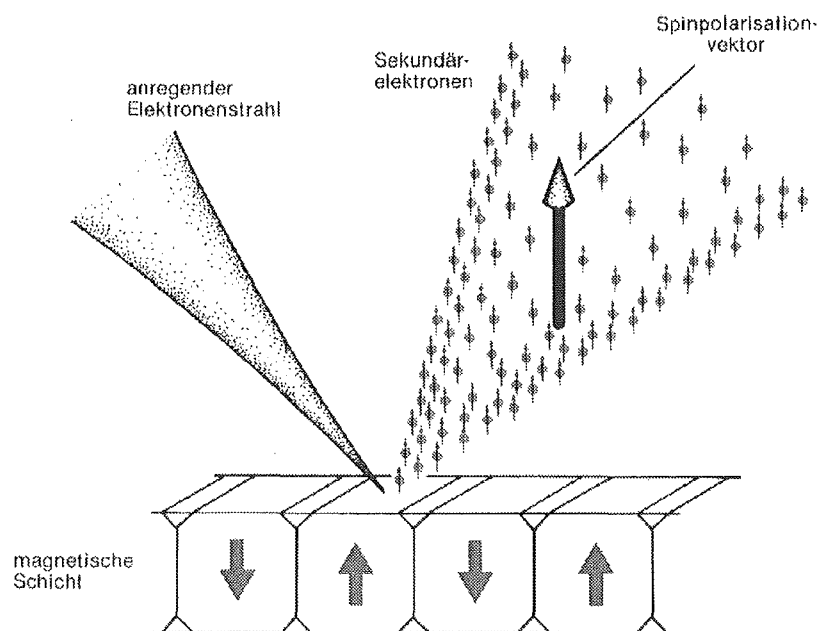


Abbildung 3.2: Funktionsweise des Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA): Ein anregender Elektronenstrahl wird über eine magnetische Probe gerastert. Am Ort des Auftreffens generiert er Sekundärelektronen, deren Polarisationsvektor parallel zu dem der Leitungsbandelektronen am Erzeugungsort ist.

Aufgrund seiner Energieabhängigkeit ist der Wert der Sekundärelektronen-Polarisation im allgemeinen *ungleich* der Polarisation der Leitungselektronen im ferromagnetischen Festkörper und übersteigt bei kleinen Sekundärelektronen-Energien den intrinsischen Wert [102, 104]. Die hier wirksamen, spinabhängigen Filterungsmechanismen sind z. B. in [118] näher erläutert.

Die Informationstiefe des Polarisationssignals ist sehr gering, wie verschiedene experimentelle Untersuchungen ergeben haben und liegt bei etwa 0.5 bis 1 nm [106, 110].

Man hat mit spinpolarisierten Elektronen somit eine Meßsonde zur Verfügung, die oberflächenempfindlich Informationen über die Magnetisierungsrichtung liefert.

Wird zur Anregung der Sekundärelektronen der hochfokussierte Elektronenstrahl eines Rasterelektronenmikroskops (REM) verwendet, so ist die Erzeugung von Sekundärelektronen auch lateral auf ein sehr kleines Gebiet begrenzt. Durch die Rastereinheit des REMs wird die Probe durch den Primärstrahl abgetastet, so daß die Möglichkeit besteht, orts aufgelöst die Sekundärelektronenpolarisation zu messen und die mikromagnetische Struktur der Probe abzubilden.

Abbildung 3.2 zeigt diese prinzipielle Funktionsweise des Rasterelektronenmikroskops

mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA).

3.2.2 Detektor und Kontrastleistung

Zur Analyse der Sekundärelektronen wird in dem hier beschriebenen Experiment ein sogenannter LEED(low-energy-electron-diffraction)-Detektor verwendet. Seine Funktionsweise und sein prinzipieller Aufbau sind ausführlich in [109, 113] beschrieben.

Kern des Detektors ist ein W(100)-Kristall, auf den die Sekundärelektronen mit einem elektrostatischen Linsensystem fokussiert werden und senkrecht zur Oberfläche mit einer Energie von $E_{kin} = 105$ eV auftreffen. Die Elektronen werden an der (001)-Oberfläche elastisch gebeugt. Auf einem hypothetischem Leuchtschirm vor dem Wolfram-Kristall würde man das charakteristische, vierzählige LEED-Beugungsbild der W-Oberfläche erhalten. Mit zwei Paaren von kontinuierlichen Sekundärelektronenvervielfachern (sog. "channeltrons") werden die Intensitäten je zweier (2,0)-Beugungsreflexe a und b mit antiparallelem Streuvektor gemessen.

Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung haben Streuprozesse mit entgegengesetztem Streuvektor verschiedene Intensitäten. Es ergibt sich also eine meßbare Asymmetrie A von [99, 109]

$$A = \frac{N^a - N^b}{N^a + N^b} \quad (3.1)$$

wobei N^a und N^b die gemessenen Intensitäten in Channeltron a und b sind. Diese Asymmetrie ist proportional zur Polarisation der einfallenden Elektronen senkrecht zur Streuebene.

Ein Elektronenstrahl mit N^+ Elektronen parallel und N^- Elektronen antiparallel zur Normalen $\vec{n}$ der Streuebene besitzt die Polarisation $P_{\vec{n}}$ [112]

$$P_{\vec{n}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (3.2)$$

und erzeugt somit eine Asymmetrie in den detektierten Intensitäten von

$$A = S \cdot P_{\vec{n}} \quad (3.3)$$

S bezeichnet die Empfindlichkeit des Detektors und beträgt bei den hier verwendeten Streubedingungen $S = -0.25$.

Mit einem Detektor lassen sich aufgrund der Vierzähligkeit der W(001)-Oberfläche zwei Polarisationskomponenten gleichzeitig messen, wenn alle vier (2,0)-Reflexe detektiert werden. Um alle drei Komponenten der Polarisation und damit den Magnetisierungsvektor der Probe zu messen, sind zwei senkrecht zueinander stehende LEED-Detektoren notwendig, wobei eine Komponente redundant ausgewertet wird.

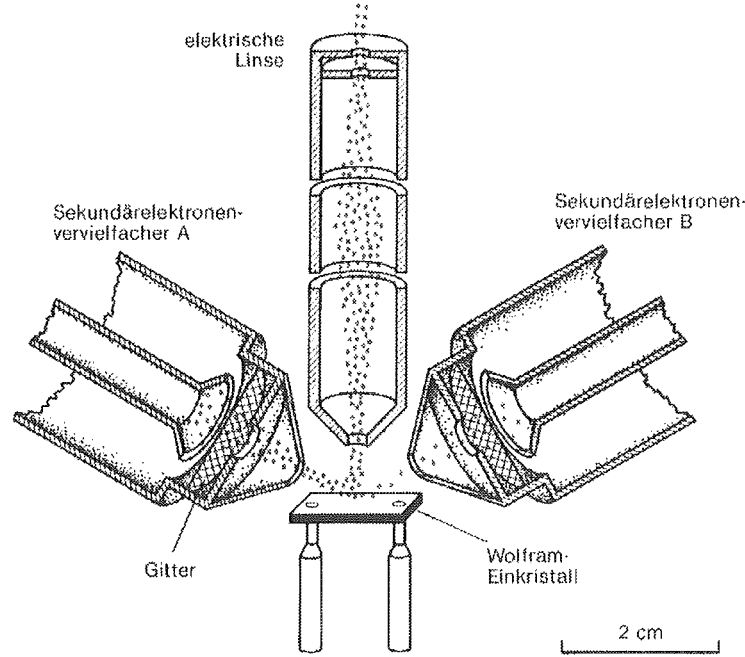


Abbildung 3.3: Prinzip des LEED-Detektors: Die zu untersuchenden Elektronen werden auf einen Wolfram-(100)-Kristall fokussiert. Je zwei Channeltrons sind so angebracht, daß sie die Intensitäten von (2,0)-Beugungsreflexen mit entgegengesetztem Streuvektor messen. Die Asymmetrie in den Intensitäten ist proportional zur Polarisierung des Sekundärelektronenstrahls.

Die gesamte Effizienz des Detektors wird durch die sogenannte “figure of merit” F beschrieben[108]. Sie ist definiert als

$$F = S^2 \cdot \frac{N_a + N_b}{N_0} \quad (3.4)$$

wobei N_0 die Anzahl der in den Detektor eintretenden Elektronen ist. F hat für den LEED-Detektor einen Wert von $F \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Dieser geringe Wirkungsgrad ist aber allen existierenden Detektorsystemen zu eigen [108, 109].

Um einen hohen Kontrast K zu erhalten, muß das Verhältnis von Signaldifferenz entgegengesetzt magnetisierter Bereiche δS zum Rauschen R möglichst groß sein.

$$K = \frac{\delta S}{R} \rightarrow \max. \quad (3.5)$$

Wird nur der statistische Fehler als Rauschuntergrund betrachtet ($R = 1/\sqrt{F \cdot N_0}$), so folgt für die Kontrastleistung mit $\delta S = 2P$

$$K = 2P\sqrt{F \cdot N_0} \quad (3.6)$$

Aus dieser Gleichung ist zweierlei zu erkennen. Der Kontrast ist proportional zur

Polarisation P der Sekundärelektronen und damit zur Magnetisierung der Probe. Dagegen geht die Anzahl der in den Detektor einfallenden Elektronen, welche ihrerseits proportional zur Meßzeit und zur Intensität des Primärelektronenstrahls ist, nur mit wurzelförmiger Abhängigkeit ein. Eine Schwächung des Polarisationssignals um den Faktor f , etwa durch Kontamination der Probe, muß also durch einen Faktor f^2 in der Meßzeit³ ausgeglichen werden.

Dies verdeutlicht die Notwendigkeit der Untersuchung in-situ unter Ultrahochvakuumbedingungen, um Kontrastverluste zu vermeiden.

Für die meisten in dieser Arbeit aufgenommenen REMPA-Bilder war im allgemeinen eine Meßzeit von 10 Millisekunden pro Meßpunkt ausreichend. Dies führt bei der verwendeten Auflösung von $243 \cdot 243$ Bildpunkten zu einer Integrationszeit von etwa 10 Minuten pro Bild. Die REMPA-Technik ist also nicht geeignet schnelle, dynamische Prozesse abzubilden.

3.2.3 Experimenteller Aufbau

Das REMPA ist komplett in eine Ultrahochvakuumkammer integriert, um die notwendige Sauberkeit der zu untersuchenden Oberflächen zu garantieren. Der Basisdruck des Systems liegt im Bereich von 10^{-11} mbar. Als rasterbare Elektronenquelle dient die Mikroskopsäule eines Hitachi S800-Feldemissionsmikroskops. Die Feldemissionsquelle liefert eine gute Auflösung schon bei niedrigen Primärstrahlenergien und einen hohen Primärstrahlstrom (extrahierter Strom: $50 \mu\text{A}$), der erforderlich ist, um die Meßzeiten möglichst kurz halten zu können.

Eine elektrostatische Optik saugt die an der Probe entstehenden Sekundärelektronen ab und transferiert sie zu den LEED-Detektoren, von denen in Abbildung 3.4 nur einer gezeigt ist. Der nicht abgebildete Detektor befindet sich vor der Zeichnungsebene, wobei die (001)-Fläche des Wolfram-Kristalls parallel zur Bildebene liegt. Zur Umschaltung zwischen beiden Detektoren dient ein unter 45° zur Transferoptik stehender Zylinderspiegelanalysator, der bei anliegender Spannungsdifferenz die Elektronen um 90° ablenkt, sie sonst aber durch geeignete Blenden passieren läßt.

Die Probe steht unter 45° zu Mikroskopsäule und zur Absaugoptik⁴. Mit dem in Abbildung 3.4 gezeigten Detektor ist eine Analyse der Spinpolarisation senkrecht zur Zeichnungsebene (im folgenden Komponente g1 genannt) und parallel der Vertikalen

³Weitere theoretische Möglichkeiten wie eine entsprechende Erhöhung des Strahlstroms der Primärelektronen oder der Sekundärelektronenausbeute sind bei dem hier verwendeten Aufbau weitgehend optimiert.

⁴Dies ist ein Kompromiß zwischen möglichst guter Auflösung und möglichst hoher Sekundärelektronenausbeute.

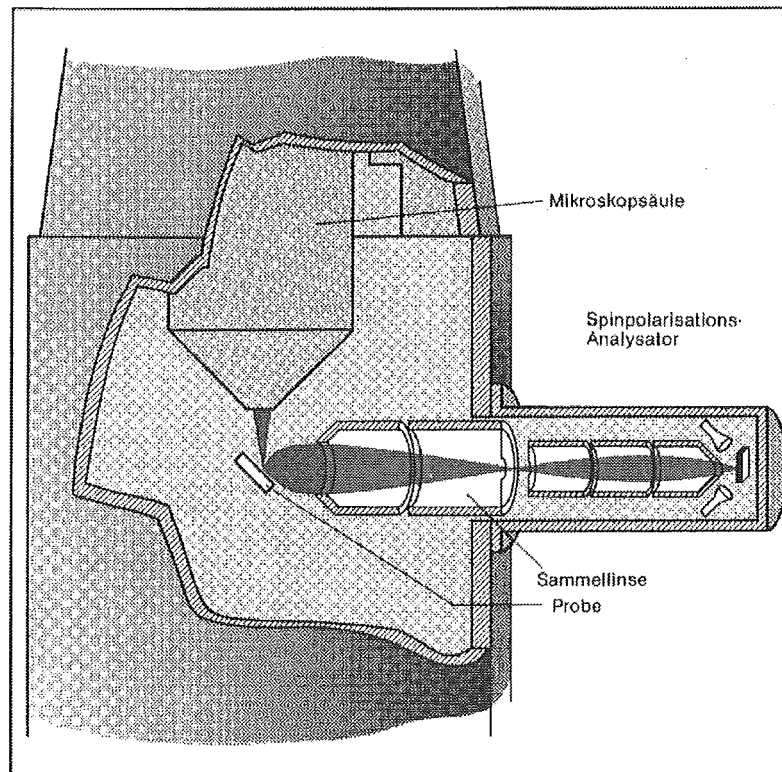


Abbildung 3.4: Prinzipieller Aufbau des REMPA: Der unpolarisierte Primärstrahl der Mikroskopsäule generiert an der Probe spinpolarisierte Sekundärelektronen. Diese werden von einem elektrostatischen Linsensystem abgesaugt und auf den LEED-Detektor fokussiert. Ein hier nicht gezeigter zweiter Detektor oberhalb der Zeichnungsebene ermöglicht zusammen mit dem ersten die vollständige Erfassung des Polarisationsvektors.

möglich (Komponente g_2). Aufgrund der Neigung der Probe liefert Komponente g_2 ein Mischsignal aus den Polarisationskomponenten senkrecht zur Filmebene und einer Richtung in der Probenebene. Beide Komponenten von g_2 sind außerdem durch die Projektion um den Faktor $\sqrt{2}$ geschwächt.

Der andere, nicht gezeigte Detektor, dessen Detektionsachsen parallel bzw. senkrecht zur Oberfläche der Probe ausgerichtet sind, liefert dagegen zum einen die Polarisationskomponenten innerhalb der Proben- und Zeichnungsebene (Komponente b_1) und zum anderen die senkrecht auf der Probe stehende Polarisationskomponente (Komponente b_2).

Die Probe kann auf dem Manipulator mit flüssigem Stickstoff auf 200 K gekühlt und mit einem Filament auf 520 K geheizt werden.

Kapitel 4

Das System Co/Au(111)

Das System Co/Au(111) und dessen Multilagenstrukturen sind schon in einer Vielzahl von Arbeiten untersucht worden [53, 61, 63, 68, 83, 86]. Dabei wurden sowohl Co-Schichten analysiert, die auf Au-Einkristallen gewachsen wurden [68, 25], als auch solche, bei denen zunächst eine Au(111)-Schicht auf einem anderen Träger erzeugt wurde, bevor Co aufgedampft worden ist. Gerade die letzte Möglichkeit macht das System zusammen mit seinen magnetischen Eigenschaften auch für industrielle Anwendungen interessant. Dies wird dadurch begünstigt, daß die (111)-Orientierung des kubisch-flächenzentrierten Goldes leicht auf verschiedenen Unterlagen zu präparieren ist. Als Substrate wurden unter anderem GaAs(110) mit Ge(110)-Buffer [86, 88], Si(111) mit Ag(111)-Buffer [83] und Glas [60, 61, 87] verwendet.

4.1 Präparation

In dieser Arbeit dienten Au(111)-Einkristalle als Substrate, deren mit einem Diffraktometer bestimmte Oberflächenorientierung maximal 0.1° von der (111)-Orientierung abweicht [114]. Die Oberflächen wurden mechanisch und chemomechanisch poliert. Nach der Herstellung wurden die Kristalle mehrere Stunden in einer Sauerstoff-Atmosphäre von 1 bar bei 1000 K gegläht [114].

Nach Einbau in die UHV-Kammer folgten zur weiteren Reinigung mehrere Zyklen von Ionenätzen bei einer Ionenenergie von 600 eV und einem Probenstrom von $1.5 \mu\text{A}$, unterbrochen vom Erhitzen des Kristalls auf 1000 K, um entstandene Oberflächenschäden auszuheilen. Die Sauberkeit der Oberfläche wurde jeweils durch Augerelektrenspektroskopie (AES) geprüft. Die gesamte Prozedur wurde solange fortgesetzt, bis mit AES keinerlei Verunreinigungen mehr festgestellt werden konnten.

Die Kobaltschichten wurden bei 300 – 320 Kelvin mit einer Rate von 0.2 bis 0.4 ML pro Minute aufgedampft. Zur Eichung der Aufdampfrate des Co-Ofens und der

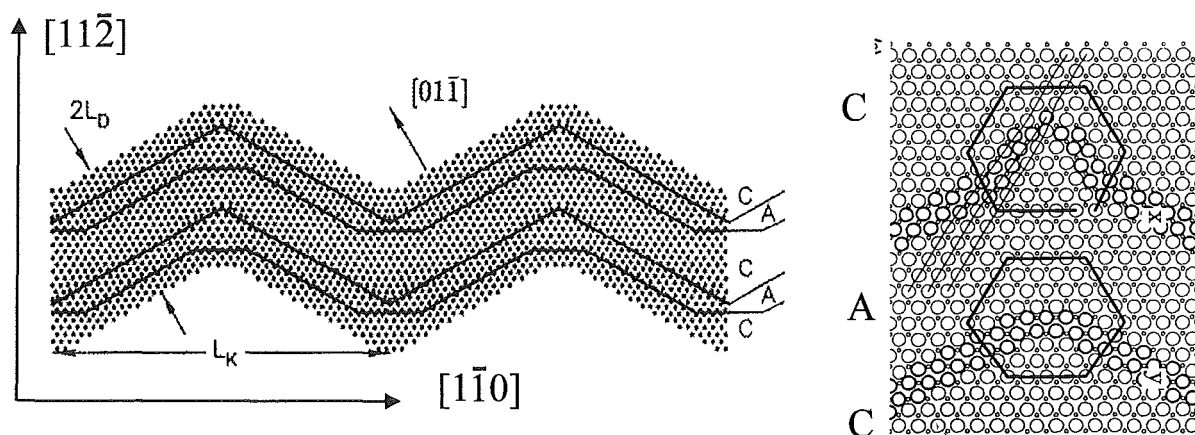


Abbildung 4.1: Modell der rekonstruierten Au(111)-Oberfläche nach Sandy et al. [70] und Chambliss et al. [89]. Im Bereich A liegt hcp, im Bereich C liegt fcc-Struktur vor. Die Kristallorientierungen sind eingezeichnet. Die Längen L_K und L_D betragen 290 Å bzw. 65 Å. Der rechte Teil der Abbildung zeigt die atomare Struktur im Bereich der "Ellenbogen". Große Kreise kennzeichnen Atome der obersten Schicht, kleine Kreise diejenigen der darunterliegenden Schicht.

Schichtdicke diente das Auger-Intensitätsverhältnis zwischen der Au(239 eV)-Linie und der Co(776 eV)-Linie. Die hierbei zugrundeliegende Eichkurve wurde anhand von MEED-Intensitätsoszillationen beim Aufdampfen von Co auf einen identisch präparierten Au(111)-Einkristall gewonnen [53]. Je nach gewünschter Schichtgeometrie und vorgesehener experimenteller Fragestellung wurden entweder homogene Co-Schichten, die den Goldkristall ganz bedecken, lateral strukturierte Proben, oder dickenvariable, keilförmige Schichten unter Einsatz der verschiebbaren Blende präpariert. Keilförmige Co-Schichten bieten den Vorteil, verschiedene Probendicken unter identischen Präparationsbedingungen zu untersuchen. Es wurden sowohl flächige Co-Keile hergestellt, die den Au-Einkristall über seine ganze Breite bedecken, als auch solche, bei denen das Kobalt durch den 300 μm breiten Schlitz in der Blende gedampft wurde. In beiden Fällen wurde der Gradient der Co-Dicke durch Variation der Geschwindigkeit des Linearmotors von typischerweise 0.05 - 0.5 $\mu\text{m/s}$ je nach Anforderung auf 10 bis 150 $\mu\text{m/ML}$ eingestellt.

4.2 Struktur und Morphologie

4.2.1 Die Au(111)-Oberfläche

Gold hat ein kubisch-flächenzentriertes Kristallgitter mit einem Gitterparameter von $a = 4.078$ Å [74]. Die Au(111)-Oberfläche zeigt eine als "zig-zag" oder "herringbone" bekannte Rekonstruktion [89, 70, 71] mit einer $22 \times \sqrt{3}$ -Überstruktur. Hierbei wechseln sich

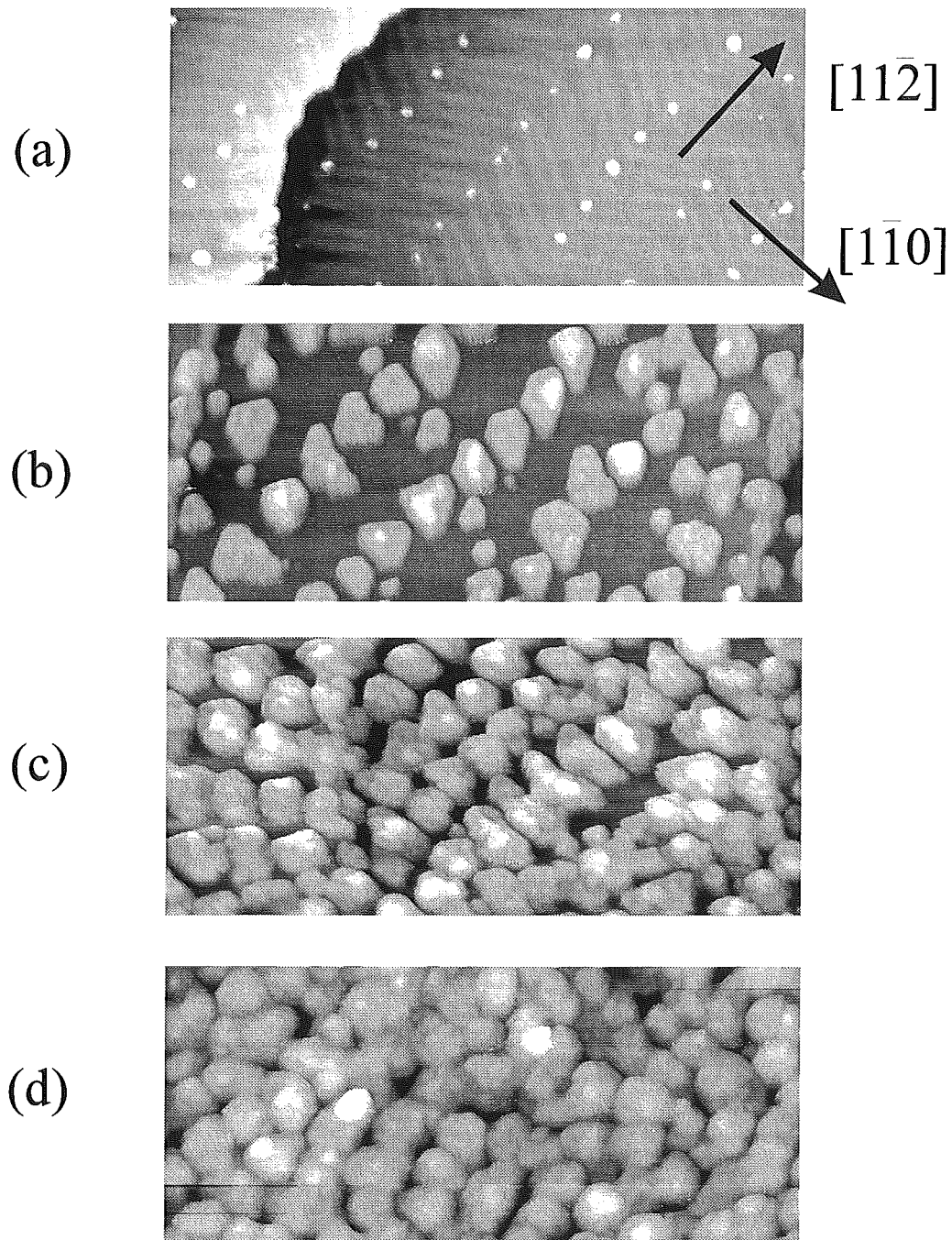


Abbildung 4.2: Wachstum von Co auf der Au(111)-Fläche bei Raumtemperatur: von oben nach unten beträgt die Bedeckung (a) 0.02, (b) 0.8, (c) 2 und (d) 3 ML. Das Kobalt nukleiert an den Ellenbogen der Zickzackrekonstruktion in Form von doppelagigen Inseln (a). Die entlang der $[11\bar{2}]$ Richtung aufgereihten Co-Inseln koaleszieren bei $\theta \approx 0.8$ ML, die entstehenden Co-Reihen bei ca. 1.8 bis 2 ML nomineller Bedeckung. (STM-Untersuchung von Voigtländer et al. [68, 69]. Der Bildmaßstab beträgt jeweils etwa $900 \cdot 400 \text{ \AA}^2$)

zick-zack-förmig verlaufende Bereiche hexagonal dichtest gepackter Stapelfolge (hcp) und solche mit kubisch-flächenzentrierter Stapelfolge (fcc) ab. Abbildung 4.1 zeigt das entsprechende Modell der rekonstruierten Au(111)-Oberfläche.

Die Rekonstruktion ist sehr stabil und kann auch an Luft [71] und in elektrolytischer Umgebung [54, 71] beobachtet werden.

4.2.2 Wachstumsverhalten von Co auf Au(111)

Das Aufwachsen von Kobalt auf der Au(111)-Fläche ist außer in der hier beschriebenen Anlage [53] von einigen weiteren Gruppen sowohl für die einkristalline Fläche [68, 55] als auch für polykristalline Au(111)-Schichten [61] untersucht worden.

Die Fehlpassung zwischen hexagonalem Co ($a=2.507 \text{ \AA}$, $c=4.069 \text{ \AA}$) und kubisch-flächenzentriertem Au ($a=4.078 \text{ \AA}$) ist sehr groß und beträgt etwa 14 % [68, 53]. Damit ist zunächst einmal nicht mit einem pseudomorphen Wachstum zu rechnen, wie dies z.B. bei fcc-Co auf Cu(100) der Fall ist.

Als Volumenmaterial kristallisiert Co unterhalb von $T=673 \text{ K}$ in der hexagonal dichtesten Packung (hcp). Darüber liegt es in kubisch flächenzentrierter (fcc) Struktur vor. In dieser Struktur wachsen auch Co-Filme auf Cu(100) [56] und den dazugehörigen Vizinflächen [28] auf. 1985 gelang es G.A. Prinz Co auch in kubisch raumzentrierter (bcc) Struktur auf einen GaAs(110)-Kristall aufzuwachsen [59].

1986 konnten Renard und Nihoul [61] zeigen, daß Kobalt auf der Au(111)-Fläche in seiner hcp Volumenstruktur aufwächst, wobei die c -Achse parallel zur Oberflächennormale steht ((0001)-Orientierung). Dies steht in Übereinstimmung mit FMR (ferromagnetic resonance)-Untersuchungen von Chappert et al. [60], die dieselbe Orientierung aus der Winkelabhängigkeit der Resonanzfelder schlossen. Lee et al. [86] fanden Co in hcp(0001)-Orientierung mittels Röntgenbeugung auch in Co/Au(111)-Multilagensystemen.

Voigtländer et al. untersuchten das Wachstum von Kobalt auf einem Au(111)-Einkristall bei Raumtemperatur, der unter identischen Bedingungen wie die hier verwendeten präpariert wurde, mittels Rastertunnelmikroskopie (STM) [68]. Abbildung 4.2 zeigt die experimentellen Ergebnisse: Von oben nach unten ist das Äquivalent von (a) 0.02, (b) 0.8, (c) 2 und (d) 3 ML deponiert worden. Das Kobalt nukleiert an den "Ellenbogen" der Zickzackrekonstruktion in Form von doppellagigen Inseln, deren Höhe dem zweifachen Lagenabstand von hcp-Co in (0001) Orientierung entspricht ($d=2.05 \text{ \AA}$). Die entstehenden, entlang der $[11\bar{2}]$ Richtung aufgereihten Inseln koaleszieren bei $\theta \approx 0.8 \text{ ML}$. Mit zunehmender Co-Deposition wachsen die entstehenden Co-Reihen, die im Mittel $145 \text{ \AA}$ auseinander liegen, bei etwa 2 ML nomineller Bedeckung zusammen. Auch bei $\theta = 3 \text{ ML}$ ist die Schicht noch so rauh, daß Teile des Substrats unbedeckt bleiben.

Neue, von Tölkes durchgeführte Messungen des Wachstumsverhaltens mittels Streu-

ung thermischer Heliumatome zeigen ein ähnliches Bild [55]: Nach diesen Ergebnissen herrscht bis $\theta = 2$ ML Doppellagenwachstum vor, wobei die Inseln an den Ellenbogen der Rekonstruktion nukleieren. Aus dem Intensitätsverhalten der spiegelnd gestreuten Heliumatome beim Aufdampfen wurde in dieser Untersuchung geschlossen, daß die Inselreihen bei 0.7 ML Bedeckung koaleszieren und ab etwa 1.5 ML auch untereinander zusammenwachsen.

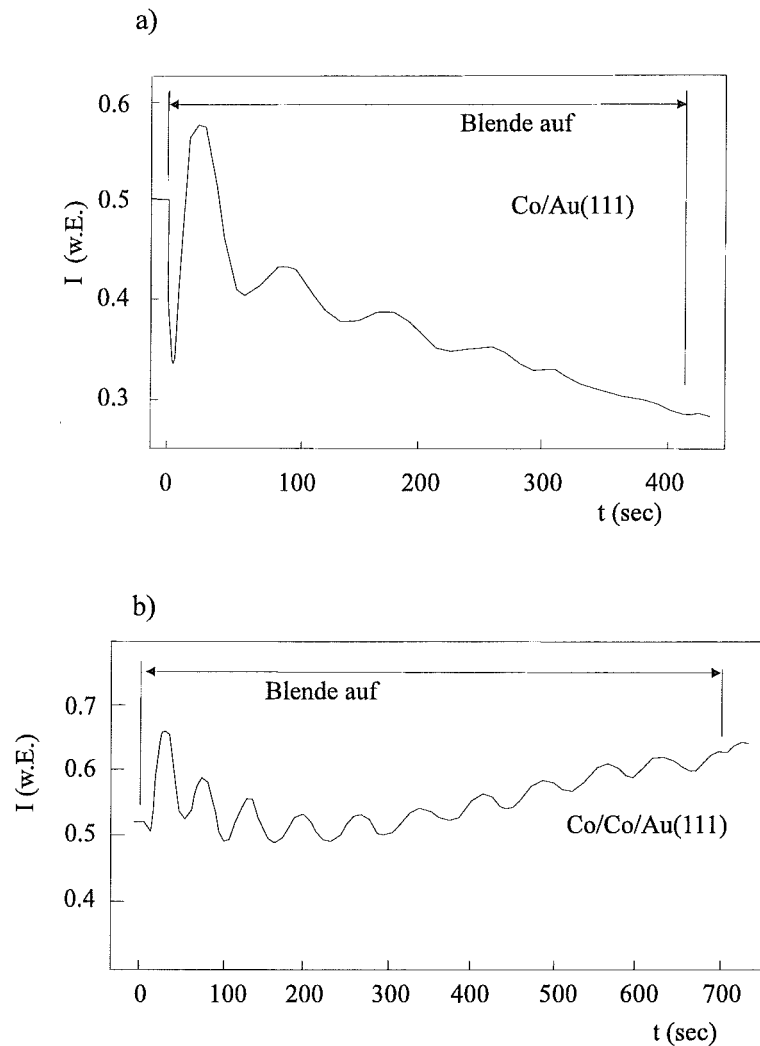


Abbildung 4.3: MEED-Intensitätskurven bei Aufdampfen von Kobalt auf Gold: (a) Aufdampfen bei Raumtemperatur auf die unbedeckte Au-Oberfläche: Die Intensität nimmt ab und nur unter sehr kleinem Einfallswinkel sind wenige schwache Oszillationen zu erkennen. (b) Nach dem Anlassen der in (a) gedampften Schicht auf 520 K ist die Intensität angestiegen und bei nachfolgendem Aufdampfen von weiterem Co sind ausgeprägte Intensitätsoszillationen sichtbar.

In der Präparationskammer durchgeführte Voruntersuchungen mittels Beugung von Elektronen mittlerer (MEED) und niedriger kinetischer Energie (LEED) lassen ebenfalls

auf 3D-Wachstum schließen [53]. Bei Aufdampfen von Co werden die Beugungsbilder diffus und die Reflektivität nimmt ab. Nur unter einem sehr flachen Einfallswinkel des Elektronenstrahls von etwa 1° können während des Aufdampfens einige Intensitätsoszillationen des MEED-(0,0)-Reflexes beobachtet werden (Abb. 4.3 (a)). Diese Oszillationen können auf das Wachstum von Co auf den regelmäßig angeordneten Co-Inseln an den „Ellenbogen“ der Rekonstruktion zurückgeführt werden und verschwinden mit der Ausbildung einer ungeordneten Rauheitsstruktur [53].

4.2.3 Anlaßverhalten der Filme

Beim Anlassen der Filme auf 520 K ist dagegen zu beobachten, daß die MEED-Reflexe schärfer werden und die Intensität der Spots wieder ansteigt. Wird auf einen solchen angelassenen Co-Film Kobalt nachgedampft, sind deutliche MEED-Intensitätsoszillationen festzustellen, was auf ein nahezu lagenweises Wachstum der nachgedampften Co-Schichten hindeutet (Abb. 4.3 (b)) [53].

Die kürzlich von Tölkes [55] durchgeführten Untersuchungen an diesem Schichtsystem konnten ebenfalls schwache Oszillationen in der Heliumstreuintensität beim Nachdampfen von Co auf eine bereits angelassene Co-Schicht nachweisen. Zusätzlich wurde hier auch festgestellt, daß sich beim Anlassen und anschließendem Abkühlen einer 1 ML dicken Co-Schicht die Intensität der spiegelnd reflektierten He-Atome nahezu verdoppelte, was auf eine deutlich verminderte Flächenrauigkeit schließen läßt [55].

Streuexperimente mit Elektronen mittlerer kinetischer Energie und mit thermischen Heliumatomen geben also deutliche Hinweise, daß sich die Oberfläche einer auf Au(111) bei Raumtemperatur aufgedampften Co-Schicht beim Anlassen deutlich glättet.

Zur weiteren Untersuchung der Prozesse beim Anlassen der Co-Schichten wurden verschiedene Messungen mit Augerspektroskopie durchgeführt. Hierzu wurden die niederenergetischen Augerübergänge von Kobalt (53 eV) und Gold (60 / 66 eV) betrachtet. Die bei diesen Prozessen entstehenden Elektronen haben aufgrund ihrer niedrigen Energie nur eine geringe Austrittstiefe. Das Intensitätsverhältnis I zwischen diesen Linien ist somit eine oberflächenempfindliche Sonde zum Aufspüren morphologischer Veränderungen.

Läßt man eine etwa 3 ML dicke Co-Schicht auf 520 K an, so *sinkt* das Intensitätsverhältnis zwischen Co- und Au-Linie (siehe Abb. 4.4., markierte gestrichelte Linie). Es wird also ein höherer, relativer Au-Anteil beobachtet. Grundsätzlich sind mehrere Mechanismen vorstellbar, die eine solche Änderung hervorrufen können. Zum einen wäre es denkbar, daß der Film beim Anlassen Co-„Cluster“ bildet und so zusätzlich Au-Substrat freilegt. Zum anderen ist es möglich, daß Au an die Oberfläche diffundiert, da es eine

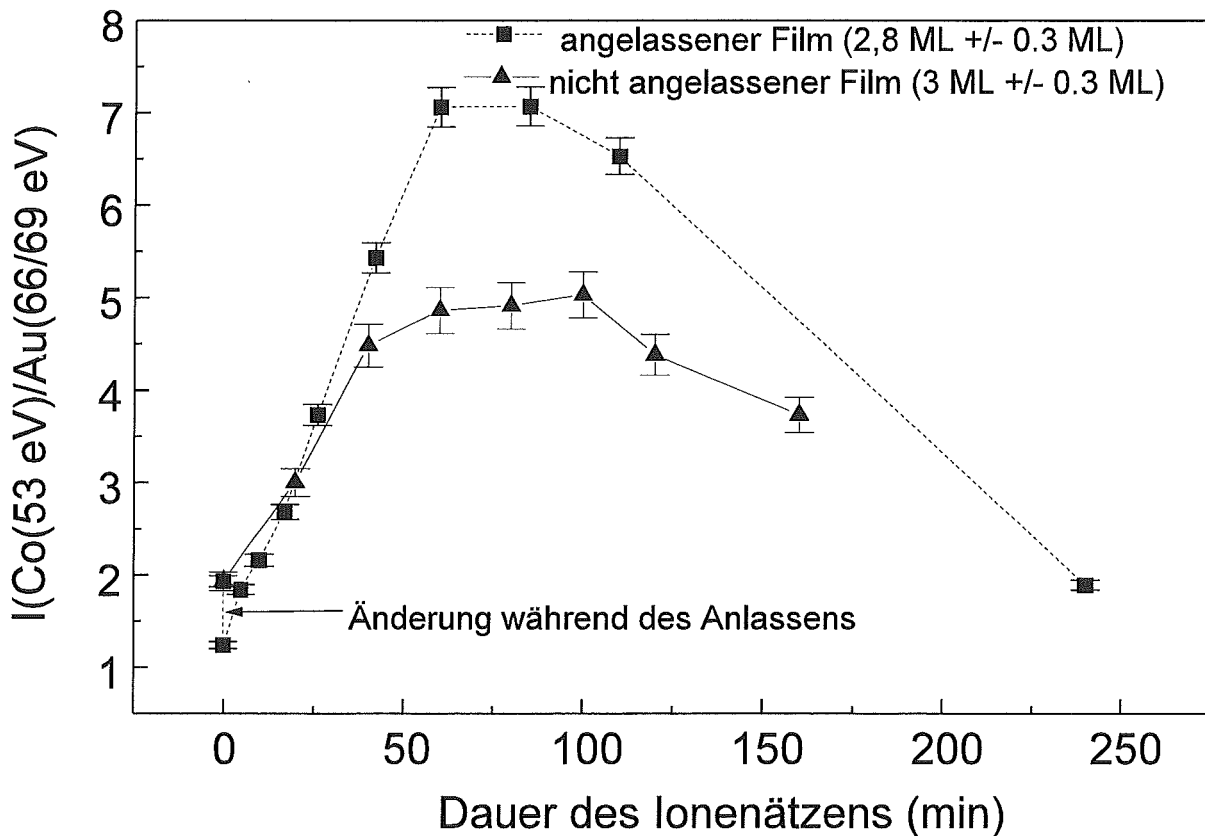


Abbildung 4.4: Augerintensitätsverhältnisse I zwischen der Co(53 eV) und der Au(60/66eV)-Linie für einen angelassenen und einen nicht angelassenen Co-Film in Abhängigkeit von der Ionenätzdauer (Tiefenprofil). Während des Anlassens nimmt I zunächst ab.

niedrigere Oberflächenenergie als Co besitzt [115, 117, 116]. Schließlich wäre eine Eindiffusion des Co in den Gold-Kristall denkbar. Der erste Prozeß steht allerdings im Widerspruch zu dem mit MEED und Heliumstreuung gefundenen Glätten des Systems. Gegen eine Diffusion des Co in das Au spricht die Tatsache, daß das Co unterhalb 695 K in Au unlöslich ist [73], so daß eine Aufdiffusion von Au die plausibelste Erklärung für die Abnahme von I liefert.

Um weitere Informationen über die morphologischen Veränderungen zu bekommen, wurde jeweils eine angelassene und eine nicht angelassene Schicht von 2.8 bzw. 3 ML Dicke bei geringer Ionenenergie (600 eV) langsam abgetragen und ein Tiefenprofil aufgenommen. Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis.

Beim Anlassen auf 520 K nimmt das Intensitätsverhältnis I zunächst wie beschrieben ab und ist nun geringer als das der nicht angelassenen Schicht. Nachfolgendes Ionenätzen beider Schichten führt zu einem Ansteigen des Verhältnisses. Hier spielt zwar auch eine gewisse Beschädigung der Schicht durch den Ionenätzprozeß eine Rolle. Dennoch steigt

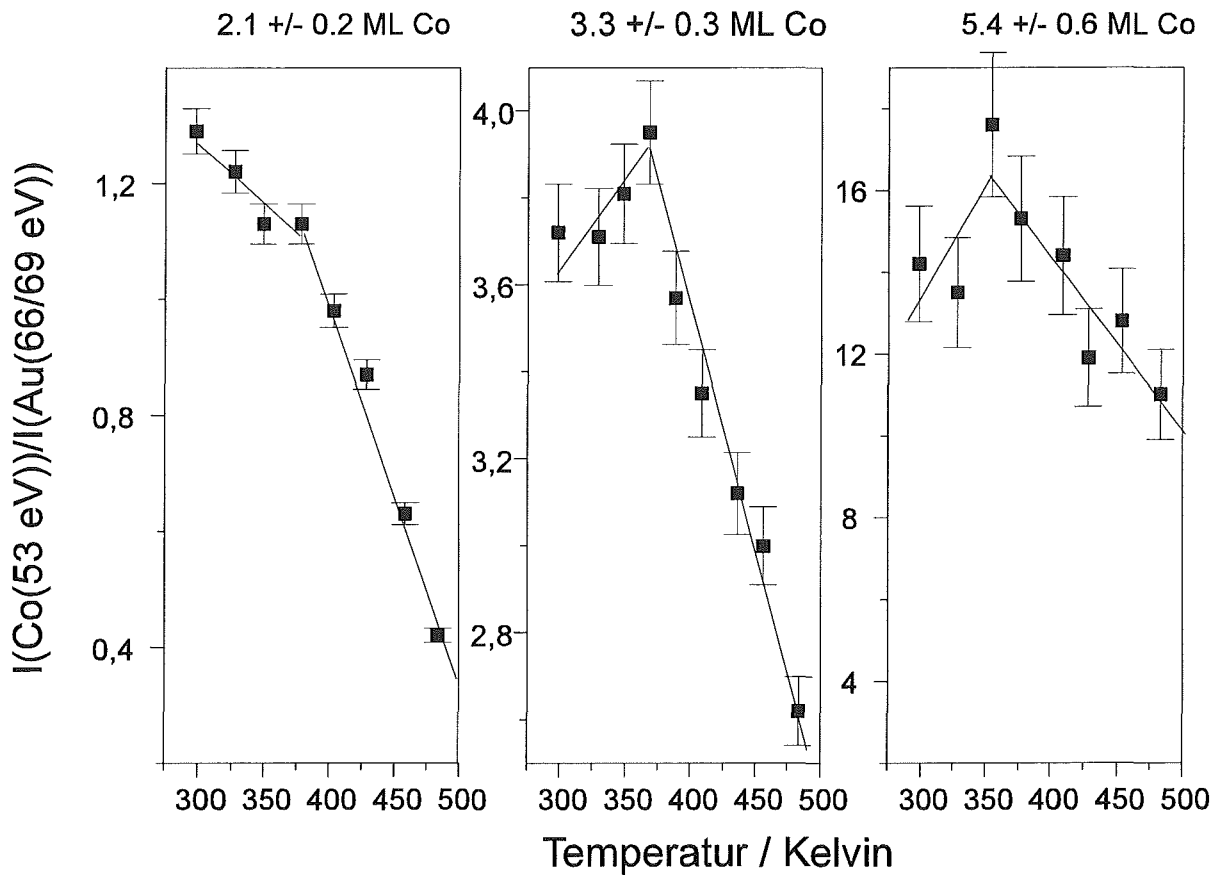


Abbildung 4.5: Augerintensitätsverhältnisse I zwischen der Co(53 eV) und der Au(60/66eV)-Linie beim Anlaßprozeß für verschieden dicke Co-Filme. Die Linien dienen der Führung des Auges.

das Intensitätsverhältnis des *dünneren*, angelassenen Films auf deutlich *größere* Werte als diejenigen des nicht angelassenen Films.

Aus dem Experiment läßt sich zweierlei schließen: Zum einen befindet sich das im Augersignal sichtbare Gold des angelassenen Films an der Oberfläche und wird gleich zu Beginn des Ätzprozesses entfernt. Zum anderen ist unterhalb des oberflächennahen Goldes die Bedeckung des Au(111)-Substrates mit Co beim angelassenen Film größer als beim wie-gewachsenen.

Es finden somit offenbar zwei verschiedene Prozesse während des Anlassens statt: Zum einen diffundiert Gold an die Oberfläche, zum anderen glättet sich die Co-Schicht. Da bei diesem Experiment die Probe direkt auf 520 K geheizt wurde, ist hieraus aber nicht zu ersehen, welcher Prozeß bei welcher Temperatur dominiert und welche Unterschiede sich bei verschiedenen Schichtdicken ergeben.

Es wurde daher auch untersucht, wie sich das Verhältnis der Augerintensitäten mit zunehmender Temperatur ändert. Dies wurde für drei verschiedene Schichtdicken durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.5 zu sehen.

Man erkennt, daß die Diffusion des Goldes für die 2 Monolagen dicke Schicht am stärksten ist. Dies wird verständlich, wenn man bedenkt, daß eine solche Schicht noch nicht geschlossen ist, also viele Kanäle existieren, auf denen das Gold an die Oberfläche gelangen kann. Bei 3.3 und 5.4 ML Dicke ist der Diffusionsprozeß weniger stark ausgeprägt und setzt erst bei Temperaturen oberhalb 370 K sichtbar ein. Bis zu diesem Einsetzen ist dagegen ein leichter Anstieg im Intensitätsverhältnis zu erkennen, was ebenfalls auf ein Glätten des Films hindeutet.

Den Broeder et al. wiesen nach, daß ein Glättungsprozeß auch in abgedeckten Co-Schichten möglich ist. Die Gruppe beobachtete ein Schärfen der Grenzflächen bei durch "Aufspütern" hergestellten Co/Au(111)-Multilagenschichten, wenn diese auf 523-573 K geheizt wurden [63].

In verschiedenen Experimenten wurde außerdem eine "surfactant"-ähnliche Wirkung des Goldes festgestellt [93, 76]. Beauvillian et al. [93] beobachteten beispielsweise ein Glätten der Oberfläche bei Aufdampfen einer 1 - 2 ML dicken Deckschicht. Es besteht daher auch die Möglichkeit, daß das Glätten der Schicht durch die Aufdiffusion von Gold gefördert oder induziert wird.

Die einzige STM-Untersuchung, in der das Wachstum von Au auf Co/Au(111) untersucht wurde, stammt von Wollschläger und Amer [72]. Darin wurde allerdings nur die mit maximal 0.2 ML Co dekorierte Au-Oberfläche abgebildet. Es zeigt sich, daß zusätzlich deponiertes Gold an den mit Co belegten Ellenbogen der "zigzag"-Rekonstruktion nukleiert und die Co-Inseln umschließt.

Das an Co/Au(111) beobachtete Glätten der Schicht und die Diffusion von Gold beim Anlassen bieten eine Ausgangsbasis, um nun den Einfluß der Morphologie auf die mikromagnetischen Strukturen und die Anisotropie zu untersuchen, und bisher in der Literatur vorhandene, widersprüchliche Ergebnisse zur magnetischen Domänenstruktur [25, 78] aufzuklären.

Kapitel 5

Magnetische Domänenstrukturen in Co/Au(111)

5.1 Wachstumsdomänen

Bei Raumtemperatur auf Au(111)-Einkristallen aufgewachsene Kobaltfilme zeigen für alle untersuchten Dickenbereiche eine Multidomänenstruktur, wie dies auch schon in früheren Untersuchungen [25, 77] gefunden wurde. Abbildung 5.1 zeigt eine solche Domänenstruktur in einer Co-Schicht, deren Dicke gleichmäßig von links oben nach rechts unten von etwa 1.8 ML auf 5 ML zunimmt.

Links ist die senkrechte Magnetisierungskomponente, rechts eine der beiden Komponenten in der Filmebene zu sehen. Helle und dunkle Bereiche kennzeichnen jeweils parallele bzw. antiparallele Stellung der Magnetisierung relativ zur Messrichtung. An den grauen Stellen liegt keine Magnetisierungskomponente entlang der Meßrichtung vor.

Bei ca. 3.9 ML klappt die Magnetisierung in die Filmebene. Hier ist die kritische Schichtdicke t_c erreicht, bei der die magnetostatische Energie gegenüber der Anisotropie-Energie überwiegt. Die Größe der magnetischen Domänen beträgt sowohl unterhalb als auch oberhalb von t_c etwa 2 bis 5 μm . Die Domänengröße ist nahezu unabhängig von der Schichtdicke. Dies steht im Einklang mit Ergebnissen von Allenspach et al. [25], aber im Widerspruch zu den Vorhersagen der Theorie magnetischer Domänen.

Anhand der mikromagnetischer Überlegungen wurde in Kapitel 2 gezeigt, daß für Kobaltschichten im Dickenbereich weniger atomarer Lagen der nahezu eindomänige Zustand der energetisch günstigste ist. Die (Gleichgewichts-)Domänengröße nach Gleichung 2.22 übersteigt bei diesen Schichtdicken die Dimensionen der Probe bei weitem ($D \gg 1 \text{ cm}$). Daher ist für endliche Proben ($D_{Probe} \approx 8 \text{ mm}$) der eindomänige Zustand in diesem Schichtdickenbereich energetisch der günstigste¹. Die in Abb. 5.1 gefundene

¹Dennoch führt jede Unterteilung in magnetische Domänen nach Gleichung 2.23 zu einer Absenkung

Multidomänenstruktur ist also nicht die energetisch günstigste magnetische Anordnung für eine dünne Schicht.

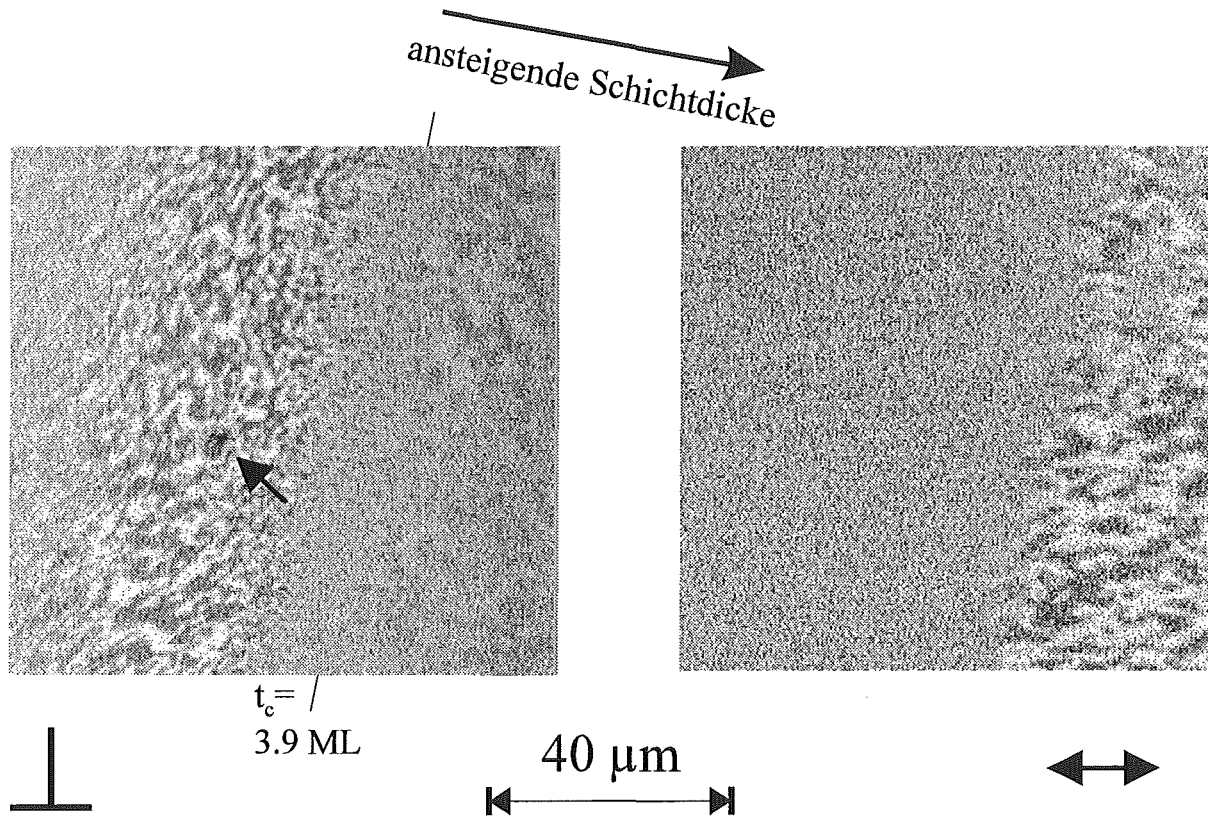


Abbildung 5.1: Domänenstrukturen in einer wie-gewachsenen Co-Schicht, deren Dicke von links nach rechts von 1.8 bis 5 ML zunimmt. Links ist die senkrechte Magnetisierungskomponente, rechts eine der beiden Komponenten in der Filmebene zu sehen. Helle und dunkle Bereiche kennzeichnen jeweils parallele bzw. antiparallele Stellung der Magnetisierung relativ zur Meßrichtung. An den grauen Stellen liegt keine Magnetisierungskomponente entlang der Meßrichtung vor. Bei ca. 3.9 ML klappt die Magnetisierung in die Filmebene. Der Pfeil bezeichnet die Position eines Defektes auf der Substratoberfläche und erleichtert das Wiederfinden des dargestellten Gebietes. Von solchen vereinzelt Defekten oder Kratzern abgesehen, ist die Co-Schicht im Sekundärelektronenbild topographisch strukturlos.

Diese Diskrepanz zwischen theoretischer Vorhersage und Experiment ist verständlich, wenn man die Morphologie und das Wachstumsverhalten der Co-Schichten berücksichtigt. Solche Einflüsse wurden in bisherigen Untersuchungen zur Domänenstruktur in diesem System vernachlässigt [25, 78].

Kobalt wächst auf Au(111) zunächst in Form von 2-Monolagen dicken Inseln auf [68].

der magnetischen Gesamtenergie gegenüber dem *unendlich ausgedehnten* eindomänen Zustand. Im folgenden wird „eindomäniger Zustand“ immer auf die Probe und nicht auf $D = \infty$ bezogen.

Beim Wachstum der Schicht können sich daher metastabile Magnetisierungszustände wie folgt ausbilden: Überschreitet ein Gebiet des Films eine gewisse Größe und wird ferromagnetisch, so beeinflusst sein Streufeld die benachbarten Gebiete derart, daß für diese der entgegengesetzt magnetisierte Zustand der günstigste sein kann [39] (siehe Abb. 5.2. (a)).

Man beachte, daß es sich bei den für dieses Modell notwendigen Wachstumsstrukturen *nicht* um einzelne Wachstumsinseln, wie in den STM-Abbildungen 4.2 gezeigt, handeln kann: Die einzelnen Inseln koaleszieren schon bei $\theta \approx 0.8$ ML zu Inselreihen, während der Film noch nicht ferromagnetisch ist. Dagegen ist das Zusammenwachsen der Inselreihen untereinander im Dickenbereich von 1.5 bis 2 ML offenbar mit dem Einsatz des Ferromagnetismus bei Raumtemperatur korreliert. In der in Abbildung 5.2 (a) gezeigten Ausgangssituation symbolisieren die Inseln somit zumindest mehrere Inselreihen. Zur Erklärung der beobachteten Domänengrößen von einigen Mikrometern ist die gleichgerichtete Magnetisierung eines möglichst homogen bedeckten Bereichs des Substrats oder einer Domäne des Au(111)-Rekonstruktion nötig.

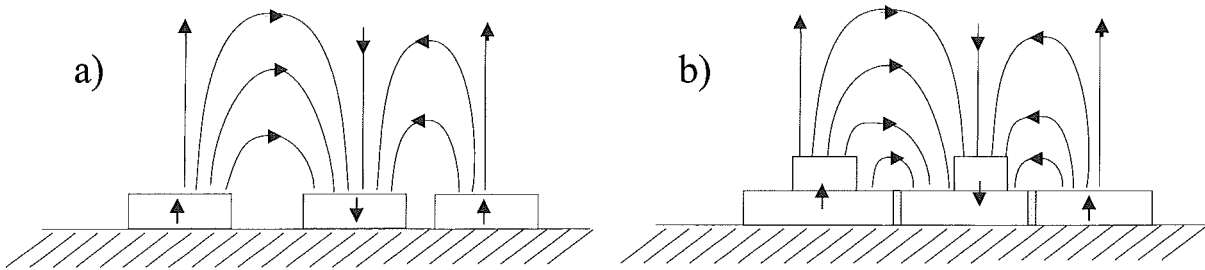


Abbildung 5.2: Entstehung von Wachstumsdomänen infolge des 3D-Wachstums für Schichten mit einer Magnetisierungsrichtung senkrecht zur Filmebene .

Beim Zusammenwachsen der homogen magnetisierten Regionen entstehen an den Grenzen Domänenwände (Abb. 5.2 (b)). Dies wird genau an den Stellen der Fall sein, an denen die mittlere Bedeckung des Substrats am geringsten ist.

Die charakteristische magnetische Länge $w = \pi\sqrt{A/K_{eff}}$, die Domänenwandbreite, hat Werte von etwa 10 Nanometern und ist mit der Größe der Co-Inseln (≈ 7 nm) bei ihrem Zusammenwachsen vergleichbar (siehe Abbildung 4.2). Die Wandenergiedichte σ_w wird sich daher, solange das Substrat nicht homogen bedeckt ist, als lokaler Mittelwert $\bar{\sigma}_w$ unterschiedlich dicker Bereiche ergeben. Daher ist die Energiedichte dieser Domänenwände gegenüber Wänden in Bereichen mit höherer mittlerer Bedeckung erniedrigt.

Ein solcher Entstehungsmechanismus der Domänenstruktur, die im folgenden mit dem Begriff *Wachstumsdomänen* bezeichnet wird, hat zwei Konsequenzen:

Zum einen sollte die Wandenergiedichte σ_w mit steigender nomineller Bedeckung ansteigen, wenigstens solange noch Teile des Substrats unbedeckt sind und gar nicht zu

$\bar{\sigma}_w$ beitragen. Dies hat zur Folge, daß die Wandenergie *pro Filmfläche* $\sigma_w t/D$ in diesem Dickenbereich überproportional zunimmt.

Zum anderen sind die entstandenen Domänenwände in einem lokalen Energieminimum festgehalten (‘‘gepinnt’’), da sie sich genau an den Stellen bildeten, an welchen σ_w am kleinsten ist.

Die Morphologie und das Wachstumsverhalten der Co-Schicht sollte aufgrund der vorgestellten Mechanismen also großen Einfluß auf die Größe der magnetischen Domänen haben. Je größer die Rauigkeit in einer Längenskala oberhalb der Wandbreite w ist, desto kleinere magnetische Domänen sind zu erwarten.

Um diesen Einfluß abzuschätzen, wurden in Zusammenarbeit mit R. Jansen und H. van Kempen (KU Nijmegen, Niederlande) Co-Schichten auf polykristallinen, (111)-texturierten Goldlagen aufgewachsen, welche auf einem Glassträger aufgedampft worden sind. Die dabei verwendeten Au(111)-Schichten von 120 und 180 nm Dicke sind nicht atomar glatt. Stattdessen sind einzelne, atomar glatte, einige 10 nm große Kristallite durch Gräben getrennt, die mehrere atomare Lagen tief sein können [45]. Die maximal mögliche Kristallitgröße in Au(111) auf Glas liegt bei etwa 200 nm [87, 61].

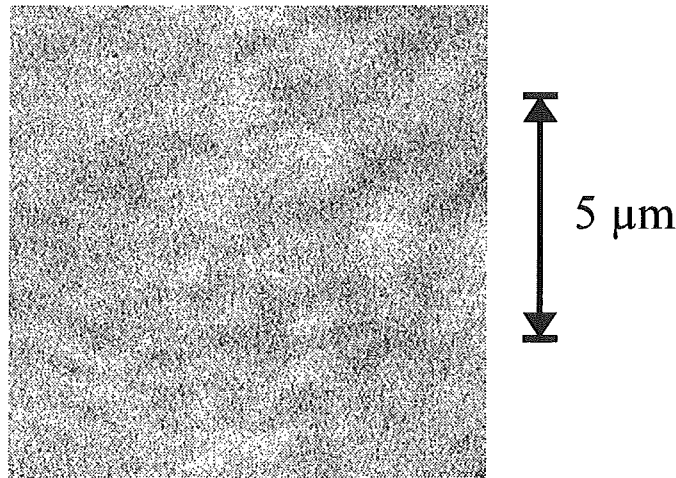


Abbildung 5.3: Wachstumsdomänen in einem Co-Film, der auf einer auf Glas aufgetragenen Au(111)-Schicht erzeugt wurde. Die Domänenstrukturen sind aufgrund des rauheren Substrates deutlich kleiner als im Fall von Co-Schichten auf einem Au(111)-Einkristall. Die Schichtdicke an der abgebildeten Stelle beträgt etwa 3.5 ML.

Die Co-Schichten auf diesen Substraten zeigen im REMPA sehr kleine Wachstumsdomänen mit mittleren Durchmessern von weniger als $1 \mu\text{m}$, wie dies in Abbildung 5.3 zu sehen ist². Sie sind somit nochmals deutlich kleiner als die in Abb. 5.1 gezeigten

²Gleichzeitig ist der magnetische Kontrast kleiner als für die Co-Schichten auf Au(111)-Einkristallen. Dies kann darauf hindeuten, daß zusätzlich noch mikroskopische Wachstumsdomänen existieren, die

Domänen der Co-Schicht auf dem Au(111)-Einkristall.

Eine parallele Ausrichtung der Magnetisierung über die Grenzen einzelner Au(111)-Kristallite hinweg ist im Wachstumsstadium des Co-Films offenbar deutlich seltener als zwischen den Co-Inselreihen auf Au(111)-Einkristallen. Die Grenzen der Kristallite sind aufgrund der dort sehr inhomogenen, oder gar unterbrochenen Co-Schicht außerdem gute Haftzentren für die entstehenden Domänenwände. Die magnetischen Strukturen können daher auch nur schlecht durch Aktivierung einzelner Wandabschnitte zu größeren Einheiten zusammenwachsen. Beides hat kleinere Wachstumsdomänen zur Folge und macht nochmals den Zusammenhang zwischen Schichtqualität und Domänengröße deutlich.

Ein sich aufgrund des Schichtwachstums ausbildender Multidomänenzustand ändert sich auch dann nicht von selbst, wenn mit zunehmender Schichtdicke beim Aufdampfen die Wandenergien der Wachstumsdomänen im Vergleich zur magnetostatischen Energie so weit angewachsen sind, daß die Gesamtenergie des Multidomänenzustands größer als die des eindomänigen Zustandes wird. Die Wachstumsdomänen können dann als metastabile Konfiguration bestehen bleiben. Erst ein zusätzlicher Einfluß von außen, kann das System von seinem lokalen in ein absolutes Energieminimum bringen.

Hierzu sind vier Möglichkeiten vorstellbar:

1. Ein externes Magnetfeld wird parallel zur Schichtnormalen angelegt.

Dies hat zur Folge, daß Domänen mit einer Magnetisierungsrichtung parallel zum Feld energetisch abgesenkt und diejenigen antiparallel zum Feld angehoben werden. Ist der entstehende Energieunterschied größer als das lokale, die Domänenwand festhaltende Energieminimum, so verschiebt sich die Wand derart, daß die energetisch günstigere Domäne wächst und die kleinere schrumpft.

2. Die Morphologie der Schicht selbst wird durch geeignete Anlaßprozeduren verändert.

In Kapitel 4 wurde festgestellt, daß bei Anlassen der Co-Schicht ein Glättungsprozeß einsetzt. Die Rauigkeit der Schicht wird reduziert. Magnetisch bedeutet dies, daß lokale Haftzentren, die sich aus einer lokal verringerten Schichtdicke ergeben, geschwächt werden oder ganz verschwinden. Die an diesen Stellen festgehaltenen Domänenwände können sich somit lösen und neu anordnen. Da der nahezu eindomänige Zustand der günstigste ist, führt dieser Prozeß zur Ausbildung von größeren, kompakteren Domänen. Der Vorgang ist allerdings um so weniger wirkungsvoll,

nicht vom REMPA aufgelöst werden. Über diese wird in der Messung gemittelt, so daß sie nicht zum Gesamtsignal beitragen.

je kleiner die Schichtdicke ist, da für kleine Dicken die Schicht schlechter glättet.

3. Das System wird auf Temperaturen oberhalb seines Curie-Punktes geheizt.

Beim darauffolgenden Abkühlen und erneuten Unterschreiten der Ordnungstemperatur kann sich das System frei entsprechend der energetisch günstigsten Konfiguration einstellen. Diese Methode ist allerdings dadurch limitiert, daß für Co auf Au(111) ab 695 K Interdiffusion einsetzt [73] und das System zerstört. Außer für die dünnsten Schichten im Bereich von etwa 2 ML ist die Ordnungstemperatur höher als die Diffusionstemperatur, so daß dieses Verfahren nicht anwendbar ist.

4. Die festgehaltenen Domänenwände werden durch eine Temperaturerhöhung aktiviert.

Da die einzelnen Abschnitte der Domänenwände in lokalen Energieminima festgehalten werden, kann die Zuführung von thermischer Energie die Wahrscheinlichkeit dafür erhöhen, daß sich einzelne Wandabschnitte von ihren Haftzentren lösen und neu anordnen.

Von den in der obigen Aufzählung genannten Möglichkeiten zu Veränderung der metastabilen Domänenkonfiguration sind sowohl Morphologieänderungen der Schicht als auch die Aktivierung von Domänenwandabschnitten schon bei Raumtemperatur möglich.

Läßt man den auf einem Au(111)-Einkristall gewachsenen Co-Film bei Raumtemperatur mehrere Stunden stehen, so stellt man in der Tat fest, daß sich die Größe und Form der Wachstumsdomänen verändert.

Abbildung 5.4 zeigt die Domänenstruktur direkt nach dem Aufdampfen (a) und 15 Stunden später (b). Die Domänenwände haben sich geglättet und die Domänen sind kompakter geworden. Als Ursache hierfür kommen die oben angeführten Prozesse in Frage: Zum einen können Abschnitte der Domänenwand thermisch aktiviert worden sein und sich so eingestellt haben, daß die Domänenstruktur sich dem energetisch vorteilhaften, nahezu eindomänigen Zustand annähert. Dieser Prozeß ist dadurch begünstigt, daß durch die Glättung der Wände deren Gesamtlänge verkürzt und somit Wandenergie eingespart wird. Zum anderen kann sich die Morphologie der Schicht selbst ändern, indem die beim Anlassen ablaufende Prozesse der Glättung und des Aufdiffundierens von Gold schon bei Raumtemperatur aktiviert wird. Ein Glätten der Schicht würde unterschiedlich dicke Bereiche der Schicht als Pinningzentren schwächen und so die Aktivierung einzelner Wandstücke erleichtern. Domänenwandaktivierung und eine Morphologieänderung der Schicht können gleichzeitig eine Rolle spielen.

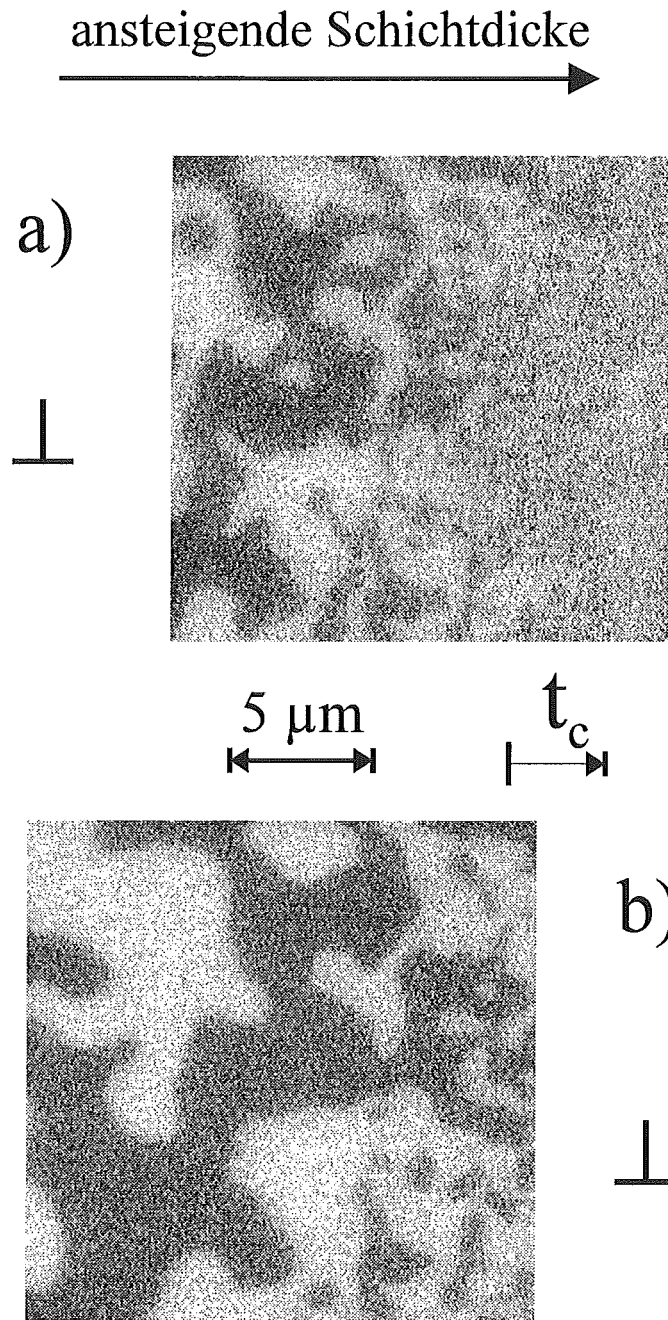


Abbildung 5.4: Domänenstruktur in der Nähe der kritischen Schichtdicke. a) direkt nach der Präparation, b) nach 15 Stunden. Der Film wurde während dieser Zeit bei Raumtemperatur belassen. Die Domänenwände haben sich geglättet, die Domänen sind kompakter geworden. Die kritische Dicke t_c hat sich leicht erhöht.

In Abbildung 5.4 erkennt man außerdem, daß sich die Grenze, an der die senkrechte Magnetisierung verschwindet, ein wenig in Richtung größerer Schichtdicken verschoben hat. Die effektive magnetische Anisotropie $K_{eff} = K_1^V + K_1^S/t - 2\pi M_S^2$ hat also zuge-

nommen. Dies kann auf eine Zunahme der Grenzflächenanisotropie oder eine Abnahme von $2\pi M_s^2$ hindeuten. Messungen der Polarisierung in diesem Bereich direkt nach dem Aufwachsen und 15 Stunden später zeigen aber keine Abnahme des Polarisationsignals. Dies schließt einen Rückgang von $2\pi M_s^2$ aus, so daß offensichtlich K ansteigt.

Diese Zunahme der Anisotropie der Schicht zeigt, daß eine Morphologieänderung der Schicht selbst wesentlich an der Veränderung der Domänenstruktur beteiligt sein muß.

Eine Veränderung der Filmmorphologie kann auf verschiedene Arten ein Ansteigen der magnetischen Anisotropie hervorrufen. Zum einen wird die Rauigkeit der Schicht, welche aufgrund des in Kapitel 2.5 beschriebenen Mechanismus die Grenzflächenanisotropie reduziert, verkleinert. Darüber hinaus sollte ein Glätten der Schicht eine homogenere Co/Au(111)-Grenzschicht hervorrufen und auch über diesen Mechanismus zur Erhöhung der Grenzflächenanisotropie beitragen. Schließlich könnte auch schon bei Raumtemperatur eine gewisse Menge Au auf die Co-Schicht diffundieren, und durch die partielle Ausbildung einer zusätzlichen Grenzfläche Co/Au(111) einen Anstieg der Anisotropie erzeugen³.

5.2 Magnetische Strukturen während und nach dem Anlassen der Schicht

Nachdem durch die Anlaßprozedur, wie in Kapitel 4 gesehen, deutliche Änderungen in der Morphologie der Schicht hervorgerufen werden, sollte dies auch für die magnetischen Domänenstrukturen zu erwarten sein. Zur Dokumentation der magnetischen Veränderungen wurden während und nach dem Anlaßprozeß Untersuchungen mit dem REMPA durchgeführt.

Abbildung 5.5 zeigt die Veränderungen während des Heizvorgangs für die senkrechte Magnetisierungskomponente und Abbildung 5.6 für eine Komponente innerhalb der Filmebene entlang der Pfeilrichtung. Die Temperatur bei Aufnahme der Domänenstrukturen ist jeweils am Bild vermerkt. Der Bildausschnitt beträgt jeweils 200 mal 200 μm^2 .

In der senkrechten Komponente beginnen sich ab Temperaturen von etwa 350 bis 370 K die Domänengrenzen zu glätten, was zu kompakteren Domänen führt. Kleinere Domänen verschwinden. Oberhalb einer Temperatur von etwa 400 K verschiebt sich die Grenze, ab welcher die Magnetisierung in die Ebene klappt und daher das senkrechte Magnetisierungssignal verschwindet, deutlich zu größeren Dicken. Diese Verschiebung ist besonders gut an der mit dem Pfeil markierten runden Domäne zu erkennen.

³Im ebenfalls nicht Lage-für-Lage wachsenden System Co/Cu(111) wurde von Rabe et al. [126] bereits bei Raumtemperatur eine morphologische Instabilität nachgewiesen, bei denen das Co von aufdiffundiertem Cu bedeckt wird.

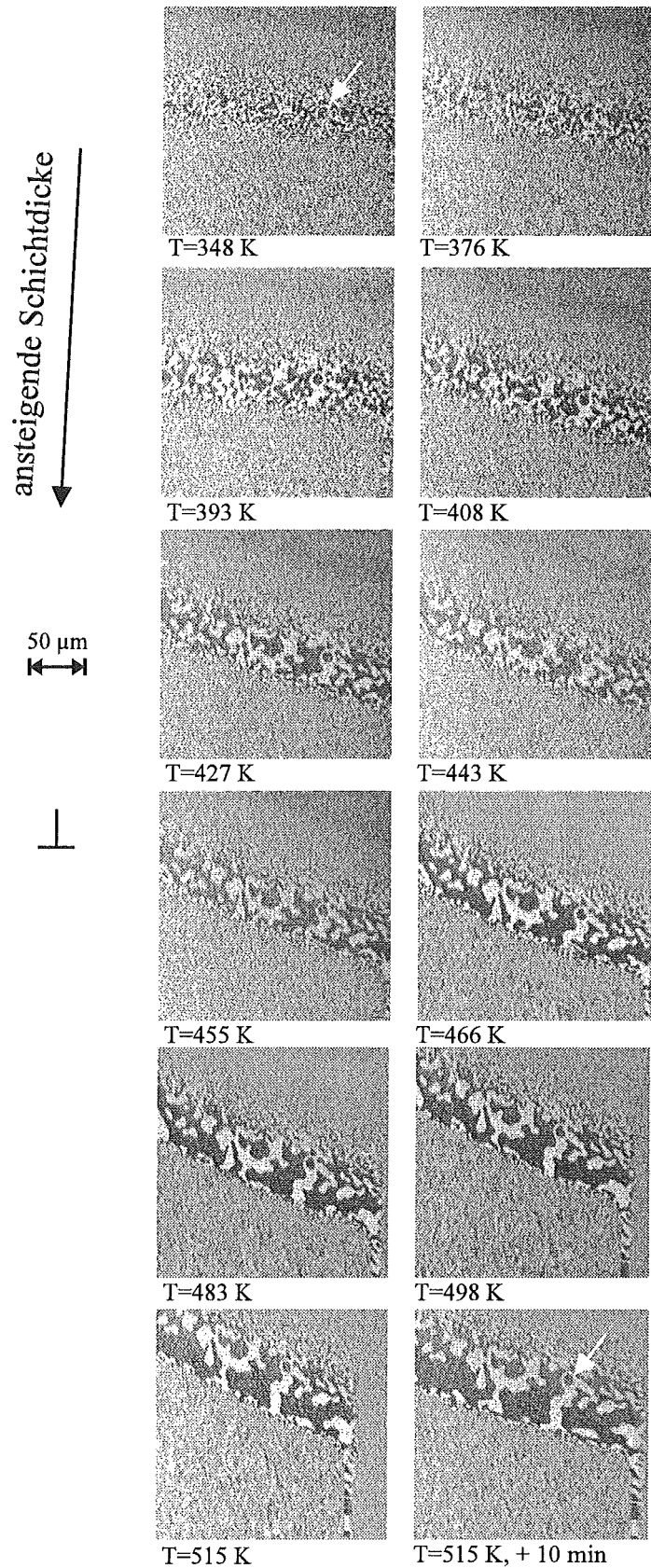


Abbildung 5.5: Veränderungen der Domänenstruktur im Bereich senkrechter Magnetisierung beim Anlassen der Schicht auf $T_{max} = 515$ K. Die in dieser und der folgenden Abbildung erkennbare zunehmende Neigung der magnetischen Strukturen ist auf die Temperaturdrift des Probenmanipulators zurückzuführen, welche während der Aufnahmedauer eines Bildes (ca. 10 min) zu einer Verschiebung des Bildausschnittes führt.

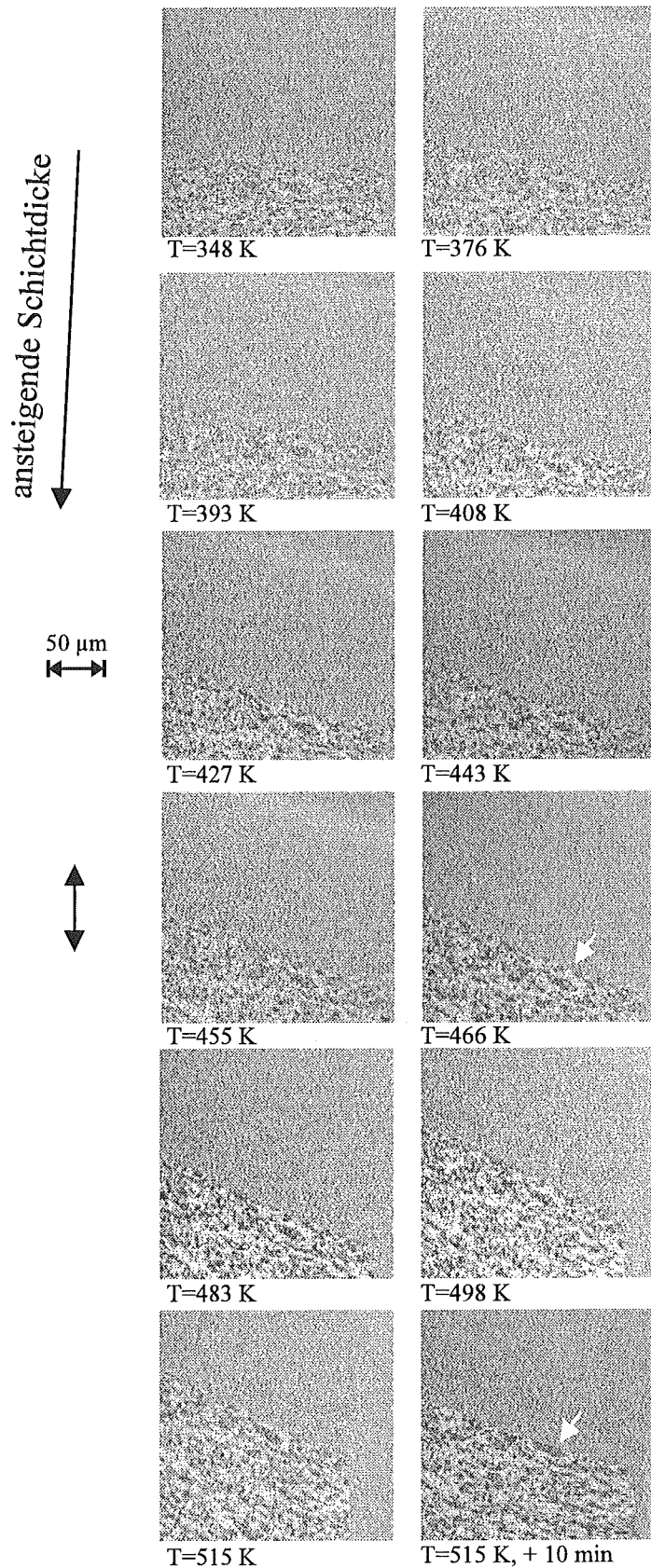


Abbildung 5.6: Veränderungen der Domänenstruktur im Bereich paralleler Magnetisierung beim Anlassen der Schicht auf $T_{max} = 515$ K. Bei höheren Temperaturen ab etwa 450 K steigt die kritische Schichtdicke an und vormals parallel zur Ebene magnetisierte Bereiche verschwinden. Dies ist besonders gut an der größeren dunklen Domäne rechts unten zu erkennen.

Die Anlaßprozedur wurde bis etwa 515 K fortgeführt. Hält man die Probe auf dieser Maximaltemperatur, führt dies in den ersten 10 - 20 Minuten noch zu einer weiteren Verschiebung der kritischen Schichtdicke. Danach verändert sich die Domänenstruktur nicht weiter. Ein längeres Anlassen oder eine thermische Behandlung bei etwas höherer Temperatur in der Präparationskammer vergrößert den Wert der kritischen Schichtdicke ebenfalls nicht mehr weiter.

Während des Ansteigens der kritischen Schichtdicke nimmt die Größe der Domänen im Bereich senkrechter Magnetisierung zu. Mit steigender Temperatur und Abnahme der relativen Rauigkeit der Schicht können sich immer mehr Domänenwandbereiche neu anordnen und sich das Gesamtsystem somit seinem magnetischen Energieminimum, dem nahezu eindomänigen Zustand, annähern.

Die Domänenkonfiguration in der parallelen Magnetisierungskomponente verändert sich dagegen nur wenig, wie in Abbildung 5.6 zu sehen ist. Zwar ist auch hier ein Glätten der Domänengrenzen zu bemerken, aber die Domänengröße ändert sich kaum. Erst durch Anlegen eines externen Magnetfelds kann ein eindomäniger Zustand erzeugt werden.

Die Existenz von Wachstumsdomänen im Bereich paralleler Magnetisierung unterscheidet die hcp Co-Schichten auf Au(111) von fcc Co auf Cu(001), für welche ein eindomäniger Zustand gefunden wird [39, 40]. Die Ursache hierfür ist in der Vorgeschichte der magnetischen Strukturen während der Wachstumsphase zu finden: Während des Wachstums befindet sich der Co-Film zunächst in einem Zustand mit senkrechter Magnetisierung. Hier entstehen aufgrund des weiter vorne beschriebenen Prozesses Domänenstrukturen. Mit steigender Schichtdicke beim Wachstum dreht die Magnetisierung in die Filmebene, die einmal entstandenen Domänen bleiben aber erhalten. Diesen Vorgang haben Allenspach et al. an Wachstumsdomänen in Co/Au(111) demonstriert [25].

Aus diesen Überlegungen ist aber nicht erklärbar, warum die Domänengröße im Bereich paralleler Magnetisierung beim Anlassen kaum anwächst. Auch für einen innerhalb der Ebene magnetisierten Film ist der eindomänige Zustand der energetisch günstigste, da der Energiegehalt der Domänenwände eingespart werden kann, ohne daß überhaupt ein Streufeld oberhalb der Probe erzeugt wird. Eine thermische Aktivierung der Domänenwände ist offenbar nicht ausreichend, den eindomänigen Zustand herbeizuführen⁴.

Die Anlaßprozedur hat in Bezug auf die magnetischen Eigenschaften des Systems zwei Wirkungen erzielt:

⁴Eine mögliche Erklärung kann über die größere Domänenwandbreite (Größenordnung: $w \geq 100$ nm) zwischen Domänen innerhalb der Filmebene gegeben werden, welche sich aufgrund der deutlich kleineren Anisotropie K innerhalb der Filmebene gemäß $w \sim \sqrt{A/K}$ einstellt. Um diese breiteren Domänenwände durch eine Morphologieänderung zu lösen muß ein größerer Bereich der Schicht geglättet werden, als dies für die schmalere Domänen im Bereich senkrechter Magnetisierung nötig ist.

- Die magnetische Domänenkonfiguration im Bereich senkrechter Magnetisierung hat sich an den energetisch günstigeren, nahezu eindomänigen Zustand angenähert. Die Domänengröße hat stark zugenommen.
- Die kritische Schichtdicke t_c hat sich erhöht.

Abbildung 5.7 verdeutlicht dies anhand der schon in Abbildung 5.1 gezeigten Stelle. Ein Positionsvergleich ist durch den mit dem Pfeil gekennzeichneten Defekt möglich. Links ist wiederum die senkrechte, rechts eine Komponente in der Ebene zu sehen. Die mittlere Domänengröße ist im Vergleich zu Abbildung 5.1 um mehr als eine Größenordnung gestiegen. Die kritische Schichtdicke t_c hat sich um ungefähr eine Monolage zu größeren Schichtdicken hin verschoben und liegt nun bei etwa 4.9 ML. Gleichzeitig ist im Dickenbereich direkt unterhalb der kritischen Schichtdicke zu beobachten, daß die mittlere Domänengröße wieder abnimmt, wie dies nach Gleichung 2.22 auch zu erwarten ist.

Das Ansteigen der kritischen Schichtdicke bedeutet eine Zunahme der effektiven magnetischen Anisotropie $K_{eff} = K_1^V + K_S/t - 2\pi M_s^2$. Da das Polarisationsignal beim Anlassen nicht abnimmt, ist eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung und damit von $2\pi M_s^2$ auszuschließen. Somit bleibt als Erklärung für die Erhöhung von t_c ein Anstieg von $K = K_1^V + K_S/t$. Weil im Bereich weniger atomarer Lagen die Anisotropie im wesentlichen durch die Grenzflächenanisotropie K_S bestimmt wird, liegt es nahe, den beobachteten Anstieg auf eine Erhöhung von K_S zurückzuführen.

Zwei Mechanismen kommen aufgrund der Voruntersuchungen in Frage und können gleichzeitig Beiträge zum Anstieg der Anisotropie liefern:

1. Das Glätten der Schicht und der sich daraus ergebende Anstieg der Grenzflächenanisotropie der unteren Grenzschicht zwischen Substrat und Film.
2. Das Aufdiffundieren von Gold und das damit verbundene Erzeugen einer zumindest partiell ausgebildeten zweiten Grenzschicht Co/Au(111).

Da der uniaxiale Anisotropie-Beitrag der unbedeckten Co/Vakuum-Grenzfläche eine Magnetisierungsrichtung innerhalb der Filmebene bevorzugt $K_S(\text{Co}/\text{Vac}) < 0$ [96], führt dies gegenüber einer unbedeckten Co-Schicht zu einer erhöhten Anisotropie [76, 80].

Das vollständige Glätten der Schicht sollte nach den Überlegungen von Bruno [64] bei Zugrundelegen der aus den STM-Untersuchungen bekannten Rauigkeitsstruktur ($\sigma = 4$ Å, $\xi \approx 70$ Å) des Systems einen Anstieg der Néelschen Grenzflächenanisotropie von weniger als 15 % erzeugen. Die kritische Schichtdicke erhöht sich aber von 4 auf 5 ML um

etwa ein Viertel. Eine Glättung der unteren Grenzfläche reicht also zur Erklärung zumindest im Rahmen des Néel-Modells nicht aus, zumal eine Verringerung der Rauigkeit gleichzeitig den magnetostatischen *Grenzflächenbeitrag* (Gleichung 2.25) abbauen, damit die Formanisotropie erhöhen und folglich K_{eff} reduzieren würde.

Eine Relaxation der lateralen Spannungen in der Co-Schicht von bis zu 14 % in der ersten Lage, 8 % in der zweiten Lage [123] und etwa 2 % bei mehr als 5 ML [86, 88, 82] kommt auch nicht als Erklärung in Betracht, da dies aufgrund des Vorzeichens der magnetoelastischen Konstanten zu einer Verringerung der senkrechten Anisotropie führen würde [63]. Als Erklärung bleiben eine Verstärkung der elektronischen Beiträge zur Grenzflächenanisotropie (d-d-Hybridisierung) durch eine homogenere Bedeckung des Au(111)-Substrats oder durch das Aufdiffundieren von Au.

Anhand der in Kapitel 7 dargestellten Experimente mit Au-Deckschichten wird klarwerden, daß die Aufdiffusion von Gold den wesentlichen Beitrag zur Verschiebung der kritischen Schichtdicke liefert.

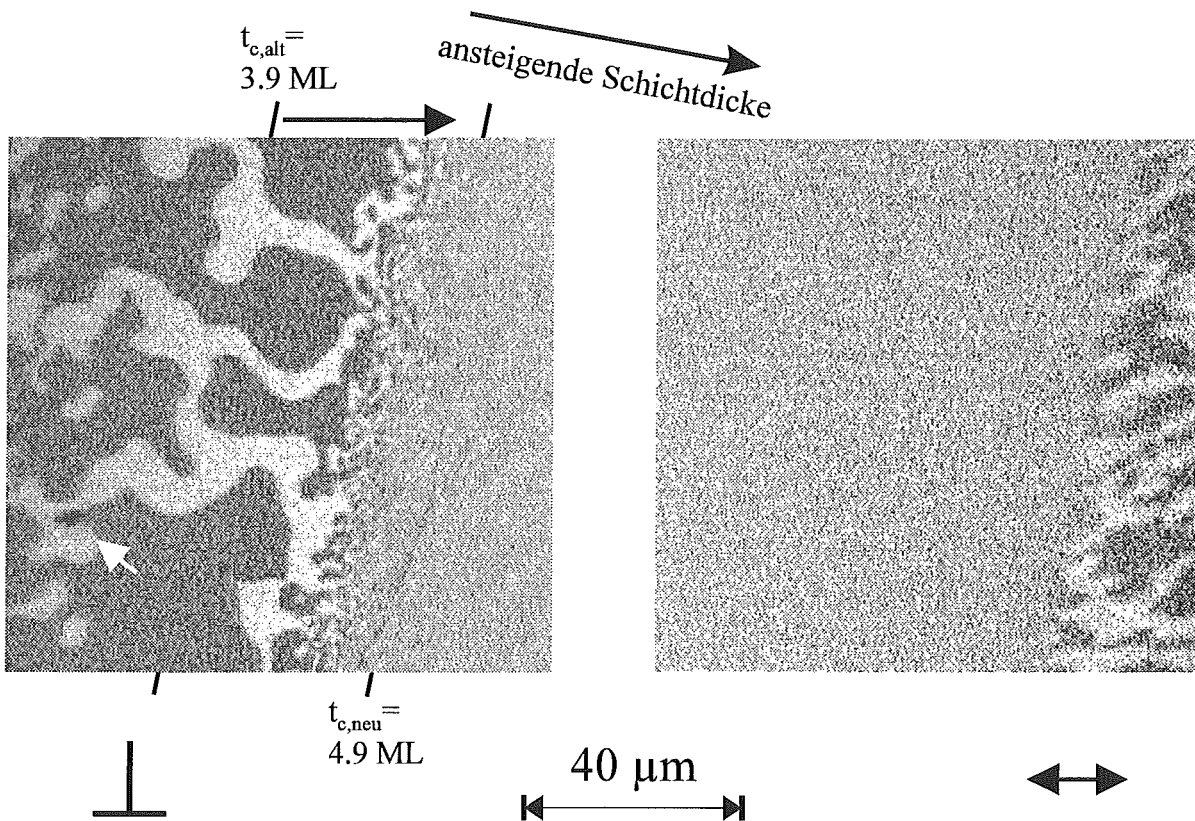


Abbildung 5.7: Domänenstruktur nach dem Anlassen der Schicht. Die Abbildung zeigt nahezu denselben Ausschnitt wie Abbildung 5.1. Eine Orientierung ist an dem hier und auch in Abb. 5.1. markierten Defekt möglich.

5.3 Schichtdickenabhängigkeit der Domänengröße

Während in wie-gewachsenen Schichten die mittlere Domänengröße D für jede Schichtdicke den gleichen (kleinen) Wert von wenigen Mikrometern hat, ist D in angelassenen Schichten deutlich größer, fällt aber nahe der kritischen Schichtdicke sehr schnell ab, wie dies in Abbildung 5.7 zu sehen war.

Abbildung 5.8 zeigt eine Übersicht der im Bereich senkrechter Magnetisierung eines angelassenen Films vorkommenden Domänenstrukturen.

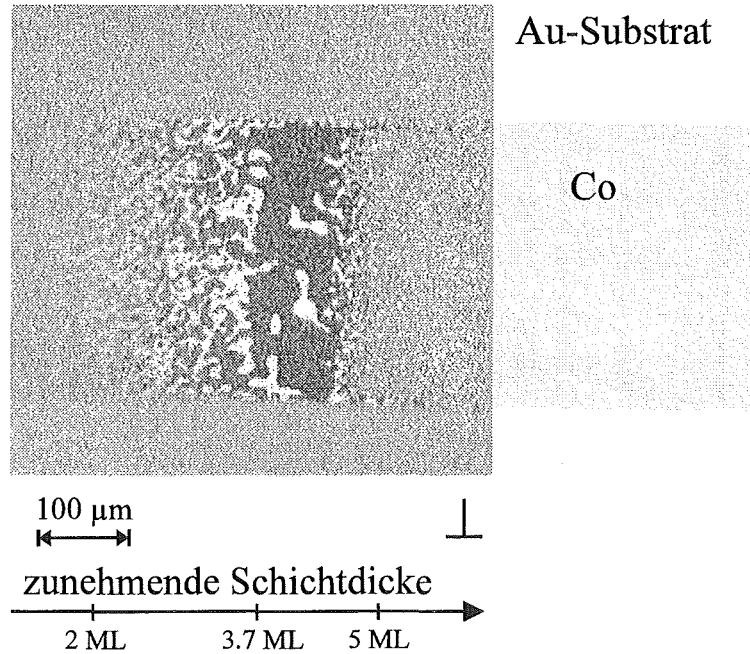


Abbildung 5.8: Übersicht über einen sehr flachen, angelassenen Co-Keil von 300 μm Breite (senkrechte Magnetisierungskomponente): Im unteren Dickenbereich ist ein nahezu linearer Anstieg der mittleren Domänengröße zu erkennen. Direkt unterhalb der kritischen Schichtdicke ($t_c \approx 5 \text{ ML}$) erkennt man dagegen den raschen Abfall der Domänengröße.

Im Bereich kleinster Schichtdicken nimmt die mittlere Domänengröße nahezu linear mit der Schichtdicke zu. Dies kann im Rahmen der im Abschnitt 5.1 durchgeführten Überlegungen auf den Einfluß der Morphologie zurückgeführt werden: Da die Domänenwandbreite $w = \pi\sqrt{A/K}$ größer als eine Wachstumsinsel von Co auf Au(111) ist, wird sich die Wandenergie σ_w als Mittelwert aus verschiedenen dicken Bereichen ergeben. Dies hat zur Folge, daß für kleinste Schichtdicken die Wandenergiedichte mit der Schichtdicke ansteigt, solange der Film noch auf einer Längenskala $l < w$ inhomogen ist. Der einfachste Fall liegt in einem Zwei-Dicken-Modell vor, wenn die Domänen zu einem Bruchteil $a < 1$ durch Wände mit der Wandenergie σ_{w1} voneinander getrennt sind, während sie ansonsten (Bruchteil: $1 - a$) noch durch Lücken im Film getrennt sind ($\sigma_{w2} = 0$). Die mittlere

Wandenergie ergibt sich in diesem Fall zu $\sigma_w = a \cdot \sigma_{w1}$. Mit steigender nomineller Co-Dicke t steigt die Bedeckung des Substrats und damit a an.

Infolgedessen nimmt auch σ_w zu. Steigt die Wandenergiedichte σ_w proportional mit der Schichtdicke ($\sigma_w \sim t^b$, $b \approx 1$), so wird der exponentielle Ausdruck in Gleichung 2.22 ($D = x \cdot t \exp(\sigma_w/4M_S^2 t)$) kompensiert und die Domänenengröße D steigt aufgrund des Vorfaktors linear mit der Schichtdicke an⁵.

Aufgrund der sehr unregelmäßigen Form der magnetischen Domänen im Bereich der senkrechten Magnetisierung ist ein Durchmesser schwer zu definieren. Um die vorkommenden Domänenstrukturen möglichst objektiv mit der Theorie vergleichen zu können, wurden die Domänengrenzen senkrecht zur Keilsteigung auf einer Linie konstanter Dicke gezählt und gegen die Schichtdicke aufgetragen. Diese Auftragung ist somit ein inverses Maß für die Domänenengröße⁶. Abbildung 5.9 zeigt die auf diese Weise an REMPA-Aufnahmen höherer Vergrößerung bestimmte Anzahl der Domänengrenzen für einen wie-gewachsenen und einen angelassenen Co-Keil. Für den wie-gewachsenen Film ist diese Zahl nahezu konstant. Für die angelassene Schicht ist dagegen eine deutliche Schichtdickenabhängigkeit erkennbar: Für kleine Schichtdicken nimmt die Zahl zunächst ab und ist dann bei einem kleinen Wert nahezu konstant. In der Nähe der kritischen Schichtdicke ist schließlich ein starker Anstieg der Anzahl der Domänengrenzen, entsprechend einer Abnahme der Domänenengröße, zu sehen.

An das in der Nähe der kritischen Schichtdicke beobachtbare Verhalten wurde der exponentielle Ausdruck $D = x \cdot t \exp(\sigma_w/4M_S^2 t)$ aus Gleichung 2.22 angepaßt, wobei sowohl die Geometrie von schachbrettartig angeordneten Domänen ($x = 2.62$) als auch diejenige von Streifendomänen ($x = 0.955$) angenommen wurde. Hierbei diene der in $\sigma_w = 4\sqrt{A(K_1^V + K_S/t - 2\pi M_S^2)}$ erscheinende Wert der Grenzflächenanisotropie K_S als Anpassungsparameter⁷. Der sich für die angelassene Schicht ergebende Anpassungswert

⁵Die Idee, daß jeder Mechanismus, der eine Proportionalität zwischen Schichtdicke t und Wandenergiedichte σ_w hervorruft ($\sigma_w \sim t$), nach Gl. 2.22 eine linear mit der Schichtdicke ansteigende Domänenengröße erzeugt, stammt von Kaplan und Gehring [27]. Das von diesen Autoren vorgestellte Modell führt die linear mit der Schichtdicke ansteigende Wandenergiedichte auf eine hypothetische, für dünne Filme quadratisch mit der Schichtdicke ansteigenden Austauschsteifigkeit zurück. Es läßt aber die Schichtdickenabhängigkeit der Anisotropie und der Breite der Domänenwände w , sowie die Filmorphologie völlig unberücksichtigt und ist somit nicht sehr plausibel.

⁶Diese inverse Darstellung wurde gewählt, um gerade das interessante Verhalten nahe der kritischen Schichtdicke deutlicher darstellen zu können.

⁷Es ist bei diesen Überlegungen jeweils zu beachten, daß aus einem Anstieg von t_c zunächst nur eine Erhöhung von $K_{eff} = K_1^V + K_S/t - 2\pi M_S^2$ folgt. Da aber eine Konstanz oder ein Anstieg des Polarisationssignals einer Abnahme von M_S^2 widerspricht und für eine (unwahrscheinliche) Änderung des Volumenterms K_1^V beim Anlassen im Rahmen dieser Arbeit keine Testmöglichkeit vorhanden war, wird jegliche Änderung in K_{eff} der Grenzflächenanisotropie zugeschrieben.

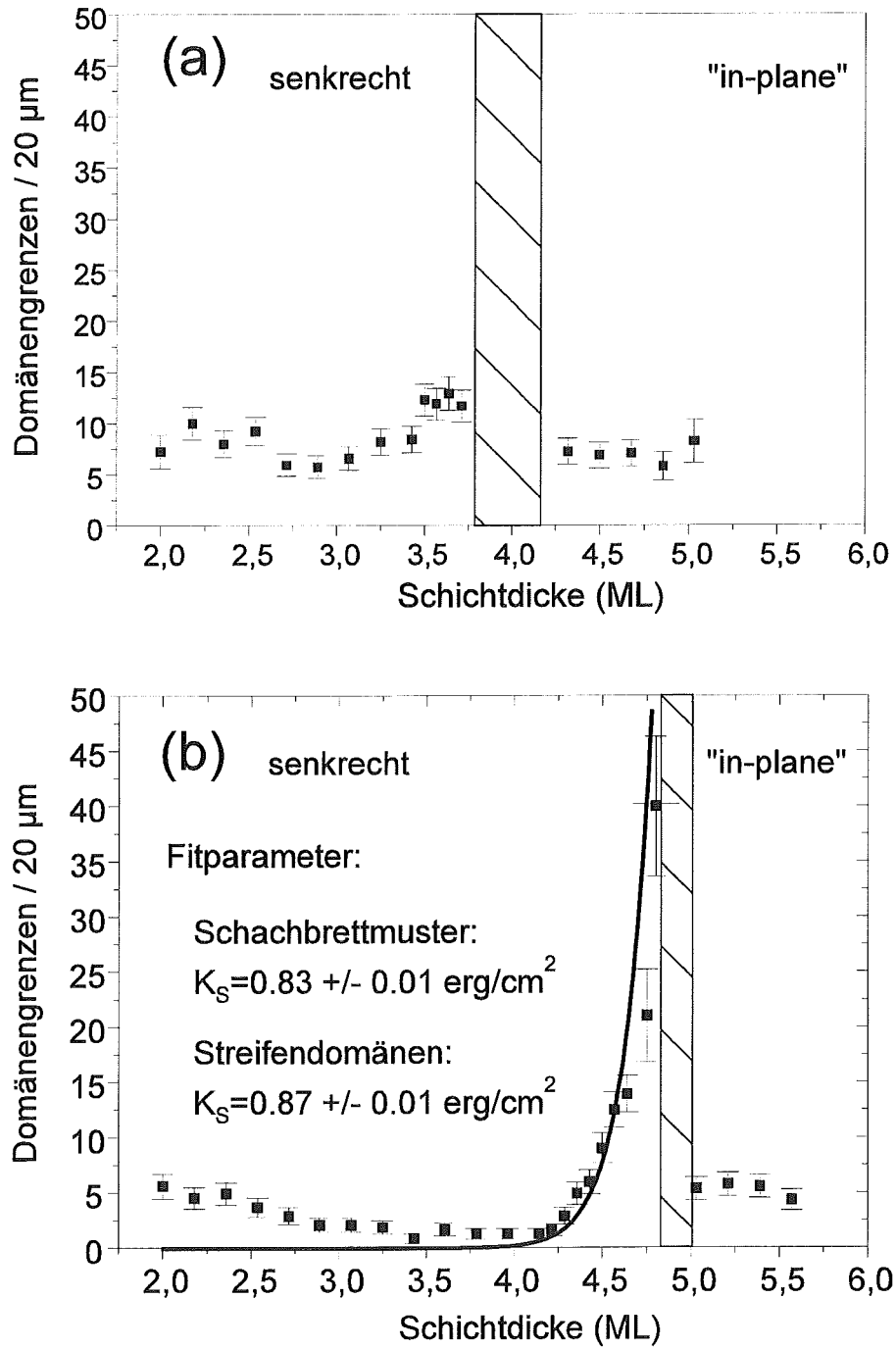


Abbildung 5.9: Anzahl der Domänengrenzen pro 20 μm , aufgetragen gegen die Schichtdicke, für die Wachstumsdomänen (a) und für die magnetische Konfiguration nach dem Anlassen der Schicht (b). An die Werte der angelassenen Schicht wurde die in 2.22 angegebene Gleichung $D = x \cdot t \exp(\sigma_w / 4M_S^2 t)$ angepaßt.

von $K_S = 0.83 \text{ erg/cm}^2$ stimmt mit dem Wert für K_S überein⁸, den man nach Gleichung 2.6 aus dem Nullpunkt der effektiven Anisotropie erhält.

Sowohl aus dem exponentiellen Zerfall der Domänengröße als auch aus dem nach Gleichung 2.6 bestimmbaren Verschwinden der effektiven Anisotropie kann die Grenzflächenanisotropie also konsistent abgeleitet werden. Eine solche qualitative und quantitative Übereinstimmung wäre nicht zu erwarten, wenn die Domänengrößenverteilung durch die Morphologie bestimmt ist, wie dies in wie-gewachsenen Schichten der Fall ist. In angelassenen magnetischen Schichten bietet sich somit anhand der Domänenstruktur eine zusätzliche Möglichkeit zur Bestimmung der magnetischen Anisotropie.

Der sich mit beiden Bestimmungsmethoden für die angelassene Schicht ergebende Wert von $K_s = 0.83 \text{ erg/cm}^2$ ist größer als der in den meisten anderen Arbeiten bisher gefundene Wert (siehe z.B. die Übersicht in [90]). Dies legt den Schluß nahe, daß mehr als eine Grenzfläche zur senkrechten Anisotropie beiträgt, was konsistent mit der in den Auger-Untersuchungen gefundenen Diffusion von Gold auf die Co-Schicht ist.

Der exponentielle Abfall der mittleren Domänengröße um mehrere Größenordnungen geschieht innerhalb weniger zehntel Monolagen. Er läßt sich daher nur durch sehr kleine Dickenvariationen in den Co-Schichten in ausreichender Auflösung darstellen. Daher wurden auch Co-Keile präpariert, die einen geringen Dickengradienten von ca. $150 \text{ } \mu\text{m}$ pro Monolage haben. Erst in dieser Geometrie läßt die über die niedrige Keilsteigung zur Verfügung stehende Fläche die Ausbildung möglichst vieler Domänengrößen zu. Abbildung 5.10 zeigt diesen Bereich in verschiedenen hohen Auflösungsstufen. Messungen der anderen Polarisationskomponenten zeigen keinerlei Signal. Die Magnetisierung steht also exakt senkrecht in diesem Bereich. Höchste Vergrößerungen zeigen Domänen bis herab zu ca. 300 nm in der Nähe des Reorientierungsübergangs. Dieser exponentielle Abfall der Domänengröße mit steigender Schichtdicke steht in voller Übereinstimmung mit der mikromagnetischen Theorie und wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmals für ultradünne Schichten gefunden.

⁸Das experimentell beobachtete Domänenmuster ist in seiner Geometrie einem Schachbrettmuster ähnlicher als einer streifenförmigen Anordnung. Der K_S -Wert für Streifendomänen liefert ein leicht unterschiedlichen Wert von $K_S = 0.87 \text{ erg/cm}^2$.

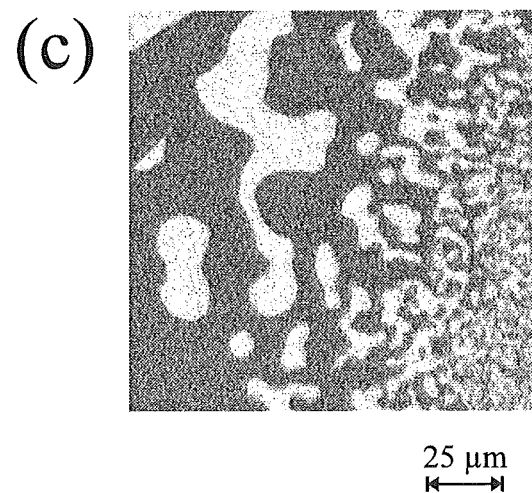
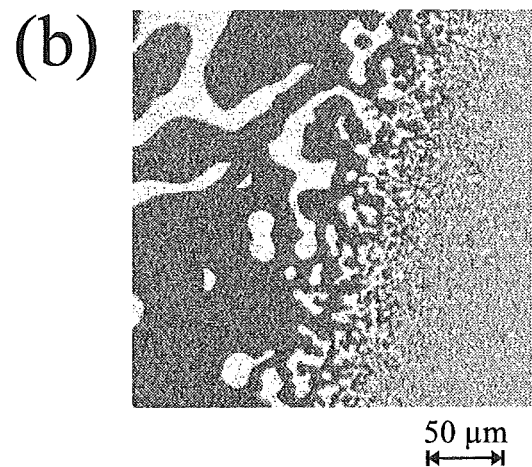
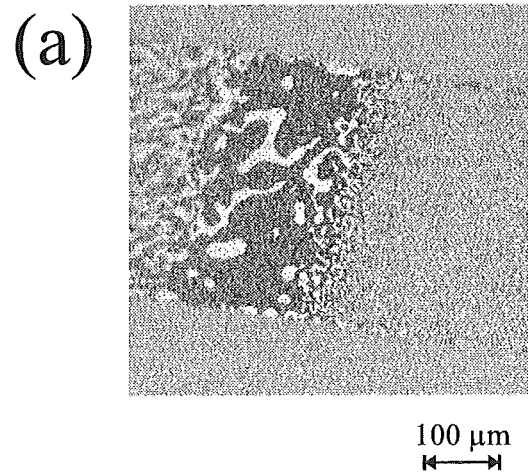


Abbildung 5.10: Domänenzerfall nahe der kritischen Schichtdicke für einen Co-Keil mit sehr kleinem Dickengradienten bei verschiedenen Vergrößerungen von (a) 454×454 , (b), 200×200 und (c) $100 \times 100 \mu\text{m}^2$. Es ist die senkrechte Komponente der Magnetisierung zu sehen.

Kapitel 6

Der magnetische Reorientierungsübergang

6.1 Der unmagnetisierte Reorientierungsübergang

Am Reorientierungsübergang liegt jener Dickenbereich vor, an dem sich magnetokristalline und magnetostatische (Form-)Anisotropie kompensieren. K_{eff} wird hier sehr klein.

Systeme mit Reorientierungsübergang wurden aufgrund des im Mermin-Wagner-Theorem vorhergesagten Verlustes der langreichweitigen Ordnung an diesem Kompensationspunkt der Anisotropie schon vielfach untersucht. So fanden Pappas et al. [35, 36] am Reorientierungsübergang des Systems Fe/Cu(001) mit spinpolarisierter Elektronenspektroskopie ein Verschwinden des Magnetisierungssignals. Qiu et al. beobachteten gleichfalls einen Verlust der makroskopischen Magnetisierung in keilförmigen Proben von Fe auf Ag(001) mittels magneto-optischem Kerr-Effekt [37]. Diese Untersuchungen mit nicht abbildenden Techniken (typischer Durchmesser des abtastenden Strahls: 0.5 bis 1 mm) können allerdings nicht zwischen einem Zerfall in mikroskopische Domänen und einem tatsächlichen Verlust der langreichweitigen Ordnung unterscheiden. In beiden Fällen wird mit dem Experiment über unterschiedliche Spinorientierungen gemittelt.

Nur hochauflösende, abbildende Verfahren können hier Klarheit verschaffen. Solche Untersuchungen sind allerdings bisher selten. Allenspach et al. untersuchten die Domänenstrukturen am Reorientierungsübergang in Co/Au(111) [25] und in Fe/Cu(001) [52] mit REMPA. Während in der erstgenannten Untersuchung im gesamten Schichtdickenbereich (Wachstums-)Domänen von wenigen μm beobachtet wurden, die auch am Reorientierungsbereich erhalten blieben, zeigt die zweite Untersuchung an Eisen streifenförmige Domänenstrukturen an der kritischen Schichtdicke. Diese können nach Kaszuba und Pokrovsky [26] aus der Theorie des Reorientierungsübergangs beschrieben werden. In keinem Fall wurde auch auf mikroskopischer Skala ein Verlust oder eine deutliche

Reduktion der magnetischen Ordnung beobachtet.

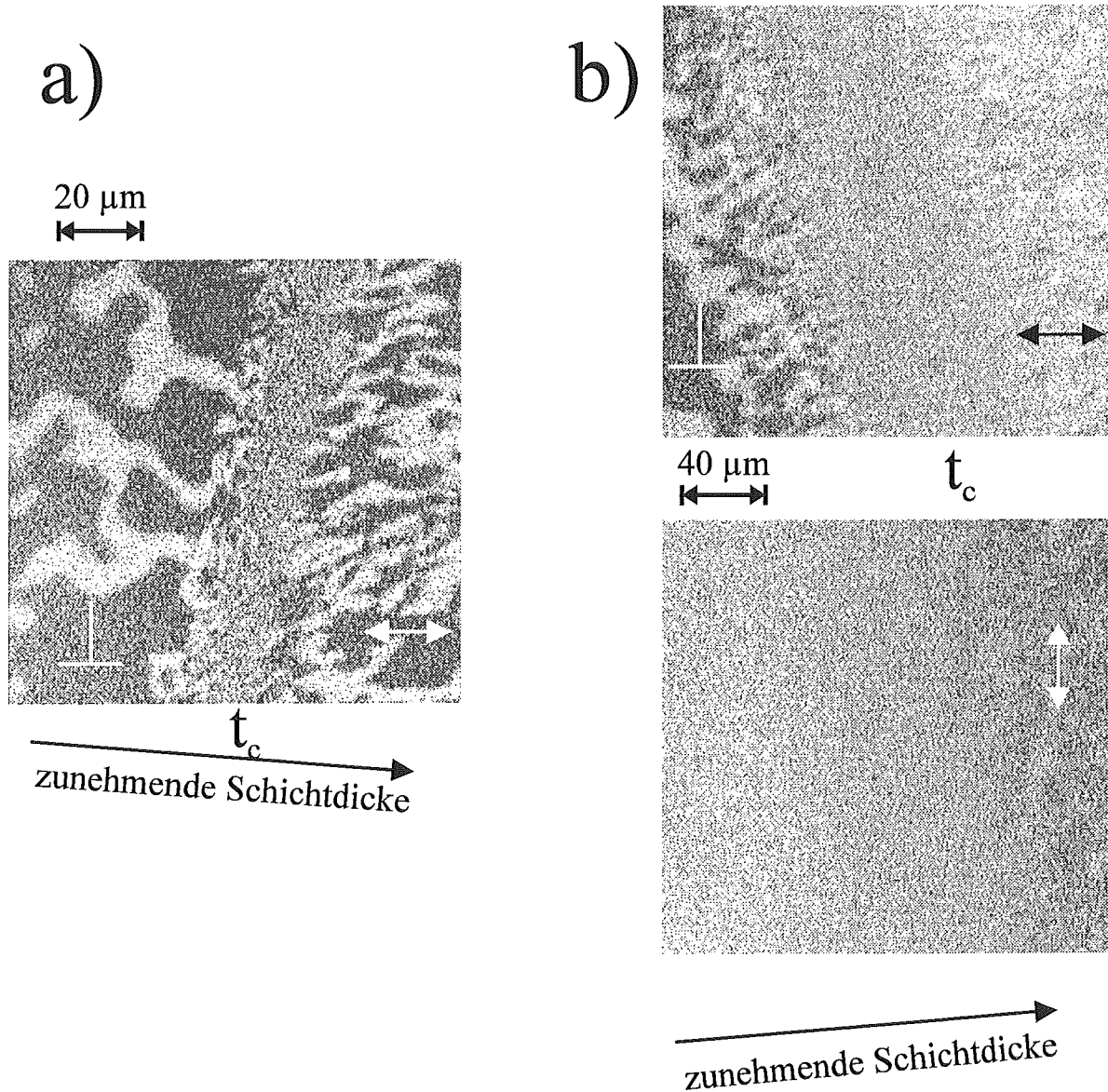


Abbildung 6.1: Verschwinden der makroskopischen Magnetisierung im Übergangsbereich des Reorientierungsübergangs. Die Pfeile und das $\perp$ geben jeweils die in den Bildern sichtbare Magnetisierungskomponente an. a) zeigt die Überlagerung der gleichzeitig gemessenen Polarisations-signale der senkrechten und einer parallelen Magnetisierungskomponente. Man erkennt ein Gebiet an der kritischen Schichtdicke t_c in dem die Magnetisierung scheinbar verschwindet. b) zeigt eine Messung an einem andern Keil. Das obere Bild zeigt wiederum die Überlagerung der gleichen Magnetisierungskomponenten, das untere Bild, die dazugehörige dritte Komponente. Auch hier ist wieder ein Streifen zu erkennen, in dem innerhalb der hier aufgelösten Längenskala von etwa 0.5 bis 1 μm kein Magnetisierungssignal nachweisbar ist. Die Breite der in a) und b) gezeigten Übergangsbereiche beträgt jeweils etwa 0.5 ML.

Neben diesen zitierten Arbeiten sowie dem hier vorliegenden Text sind keine abbildenden Untersuchungen der mikromagnetischen Struktur am Reorientierungsübergang ultradünner, zweidimensionaler Systeme bekannt. Untersuchungen mit magnetischer Kraftmikroskopie, die eine höhere Auflösung als REMPA bieten können, sind wegen der Beeinflussung der abzubildenden magnetischen Strukturen durch die Spitze auf magnetische harte und damit dicke Proben beschränkt [42]. Solche dicken Schichten können aber nicht als zweidimensionale, magnetische Systeme betrachtet werden, so daß das Mermin-Wagner-Theorem hier nicht anwendbar ist.

REMPA-Messungen am Reorientierungsübergang bieten nun die Möglichkeit, zwischen Domänenbildung und Verlust der langreichweitigen Ordnung auf einer zehntausendfach kleineren Längenskala zu unterscheiden, als dies nicht abbildenden Verfahren tun.

Es wurde bereits gezeigt, daß in der Nähe des Reorientierungsübergangs die mittlere Domänengröße exponentiell abnimmt. REMPA-Abbildungen des Übergangsbereichs selbst zeigen bei mittleren Vergrößerungen allerdings auch, daß hier ein Schichtdickenintervall von wenigen zehntel Monolagen existiert, in dem die Polarisierung in allen drei Komponenten verschwindet, wie dies in Abb. 6.1 (b) zu sehen ist.

Im Rahmen der hier verwendeten Auflösung von 412 nm (linkes Bild) bzw. 824 nm pro Bildpunkt (rechtes Bild) ist am Reorientierungsübergang keine makroskopische Magnetisierung mehr nachweisbar. Dieses Ergebnis entspricht dem schon mittels magnetooptischem Kerr-Effekt und spinpolarisierter Photoemissionsspektroskopie [37, 35, 36] an anderen Systemen mit Reorientierungsübergang nachgewiesenen Verschwinden der makroskopischen Ordnung. Allerdings erweitern die hier durchgeführten Messungen den Nachweis des Verlustes des makroskopischen Magnetisierungssignals um 2 bis 3 Größenordnungen nach unten.

Höhere Vergrößerungen zeigen allerdings, daß am Reorientierungsübergang die magnetischen Strukturen von sehr kleinen Domänen mit 300 bis 500 nm Durchmesser geprägt sind, wie dies in Abb 6.2 gezeigt.

Für größere Bildausschnitte, ist der gefundene Verlust an Polarisierung somit verständlich, da die Durchmesser der kleinsten nachweisbaren Domänenstrukturen die Pixelgröße in Übersichtsbildern unterschreiten.

In Abbildung 6.2 ist zu erkennen, daß es keinen Bereich gibt, in dem die Magnetisierung vollständig verschwindet. In der rechten Hälfte des abgebildeten Gebietes, in dem sich das Signal in der senkrechten Komponente abschwächt, setzt bereits ein Meßsignal in der parallelen Komponente ein. Es liegt also *kein Verlust* der langreichweitigen Ordnung vor. Während in der senkrechten Komponente noch Domänenstrukturen vorkommen, bilden sich bereits Domänen in der Filmebene aus.

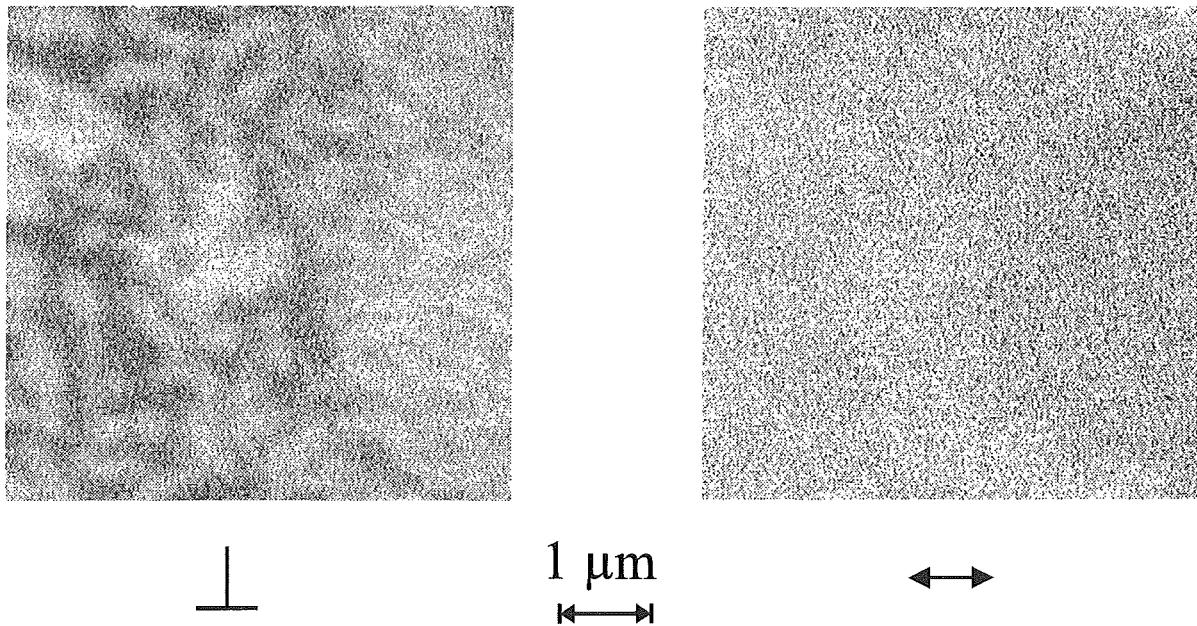


Abbildung 6.2: Kleine Domänen mit Durchmessern von 300 bis 500 nm am Reorientierungsübergang. Die Schichtdicke nimmt von links nach rechts zu. Es existiert keine Schichtdicke, an der die Magnetisierung in beiden gemessenen Komponenten verschwindet.

Linienabtastungen bei höheren Vergrößerungen zeigen allerdings auch, daß am Reorientierungsübergang etwa 60 - 70 % des Polarisationsignals fehlen¹. Abb. 6.3 zeigt in der oberen Hälfte die senkrechte und eine parallele Komponente am Reorientierungsübergang eines anderen Keils, welcher mit geringerem Dickengradienten präpariert wurde. Neben verschiedenen Domänenformen und Größen sind auch sehr verschiedene Kontraste festzustellen. Entlang der bezeichneten Linie wurde in allen drei Komponenten die Polarisation gemessen. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt ein Detail, welches eine Auflösung unterhalb von 70 nm dokumentiert. Trotz dieser Auflösung ist in allen Komponenten zusammen nur ein Polarisationsignal von etwa ± 8 % festzustellen, während es im senkrechten Bereich dieser Schicht bei kleinerer Dicke etwa ± 24 % beträgt.

Das Fehlen von 60 bis 70 % des Polarisationsignals ist an allen untersuchten Proben festgestellt worden, die am Reorientierungsübergang einen Dickengradienten von weniger als etwa $10 \mu m$ pro Monolage haben. Außer der Unterdrückung des Effekts bei sehr großen Dickengradienten ist keine Abhängigkeit des Phänomens von der Schichtgeometrie festgestellt worden.

¹Dies wird in Abb. 6.2 nicht deutlich, da das Bild möglichst kontrastreich dargestellt wurde, um die Strukturen gut abzubilden.

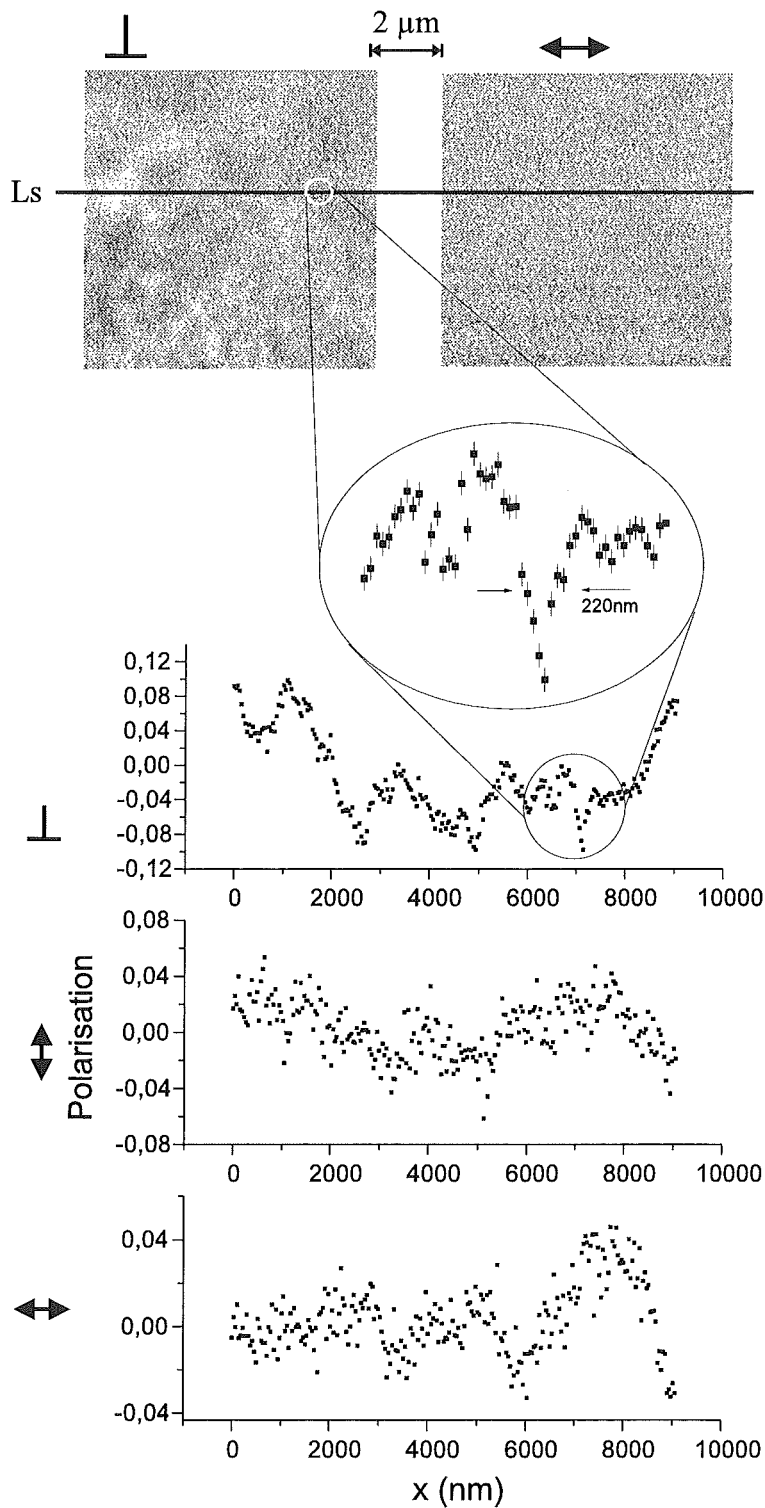


Abbildung 6.3: Polarisationsignale aller drei Komponenten am Reorientierungsübergang. Die Messungen wurden entlang der oben in den Bildern gekennzeichneten Linie aufgenommen. Die Auflösung ist besser als 70 nm. Die Schichtdicke nimmt von links nach rechts zu.

Abbildung 6.4 demonstriert den Effekt nochmal an einer quadratischen Co-Struktur,

die durch eine $32 \text{ mal } 32 \mu\text{m}^2$ große Lochmaske gedampft wurde. Aufgrund unscharfer Co-Kanten hat die Struktur das Höhenprofil eines flachen Hügels, wobei in der Mitte des bedampften Gebiets die kritische Schichtdicke t_c erreicht wurde. An den Rändern ist dagegen der Bereich rein senkrechter Magnetisierung vorhanden. Eine Linienabtastung über die ganze Struktur zeigt wiederum den Verlust des senkrechten Magnetisierungssignals in der Mitte, während in den anderen Komponenten im Rahmen des Meßfehlers kein Signal erkennbar war.

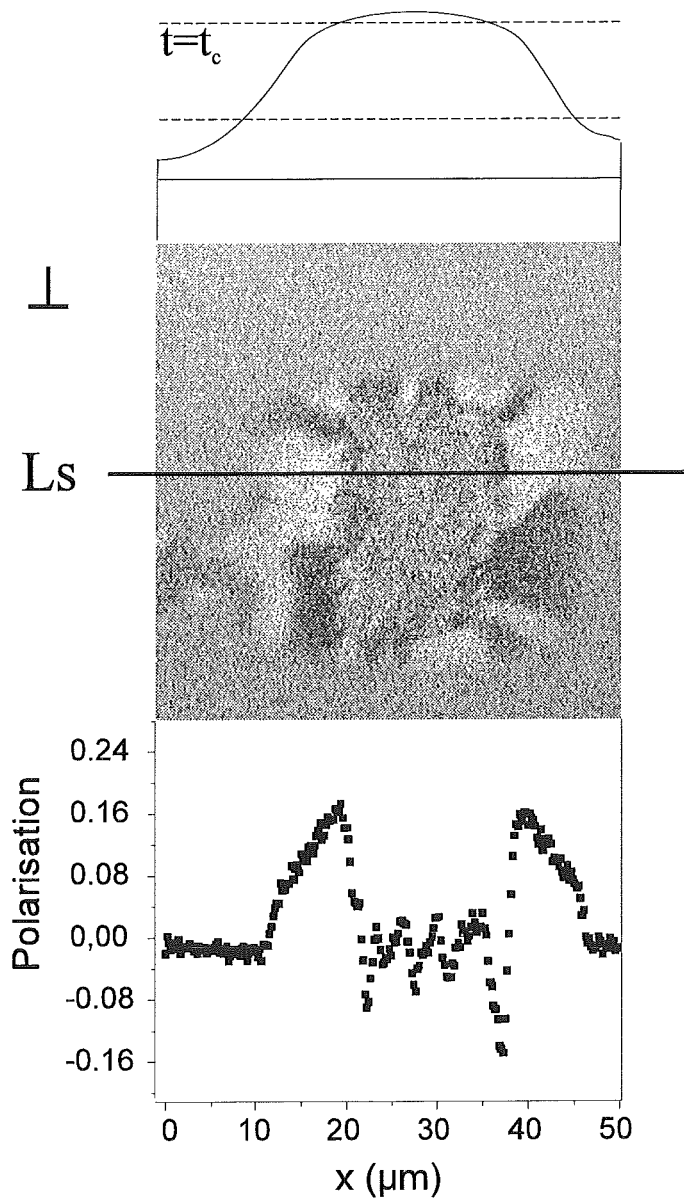


Abbildung 6.4: Magnetisierungsbild und Linienmessungen an einer quadratischen Co-Struktur mit kissenförmigem Dickenprofil für die senkrechte Magnetisierungskomponente. In beiden Komponenten in der Filmebene ist im Rahmen des Meßfehlers keine Polarisation vorhanden. In der Mitte fehlen etwa 70 % des Polarisationssignals.

Wenigstens zwei verschiedene Erklärungsmöglichkeiten sind für diese Reduktion der Polarisation am Reorientierungsübergang denkbar:

1. Eine räumliche Modulation des Polarisationsvektors unterhalb der Auflösungsgrenze des REMPA.
2. Eine Reduktion der Magnetisierung infolge einer Erniedrigung der Curietemperatur T_C aufgrund verringerter Anisotropie nach Bander und Mills [46]. Hierbei könnten zeitliche Fluktuationen des Polarisationssignals in Zeitskalen unterhalb der Meßzeit eines Bildpunktes die Polarisation reduzieren.

Beim Aufmagnetisieren verschwindet der Zustand und es wird das volle Polarisationsignal erkennbar. Daher kann das beobachtete Fehlen der Polarisation nicht auf eine T_C -Reduktion zurückgeführt werden. Dagegen ist das Verhalten mit einer räumlichen Modulation von $\vec{M}$ unterhalb der Auflösungsgrenze von etwa 40 - 50 nm konsistent:

Der Einfluß der begrenzten Auflösung des Gerätes (Mittelung über ein Gebiet vom Durchmesser A) wurde für ein sinusförmiges und ein rechteckiges Magnetisierungsprofil berechnet. Abbildung 6.5 zeigt die Wirkung einer nicht ausreichenden Auflösung.

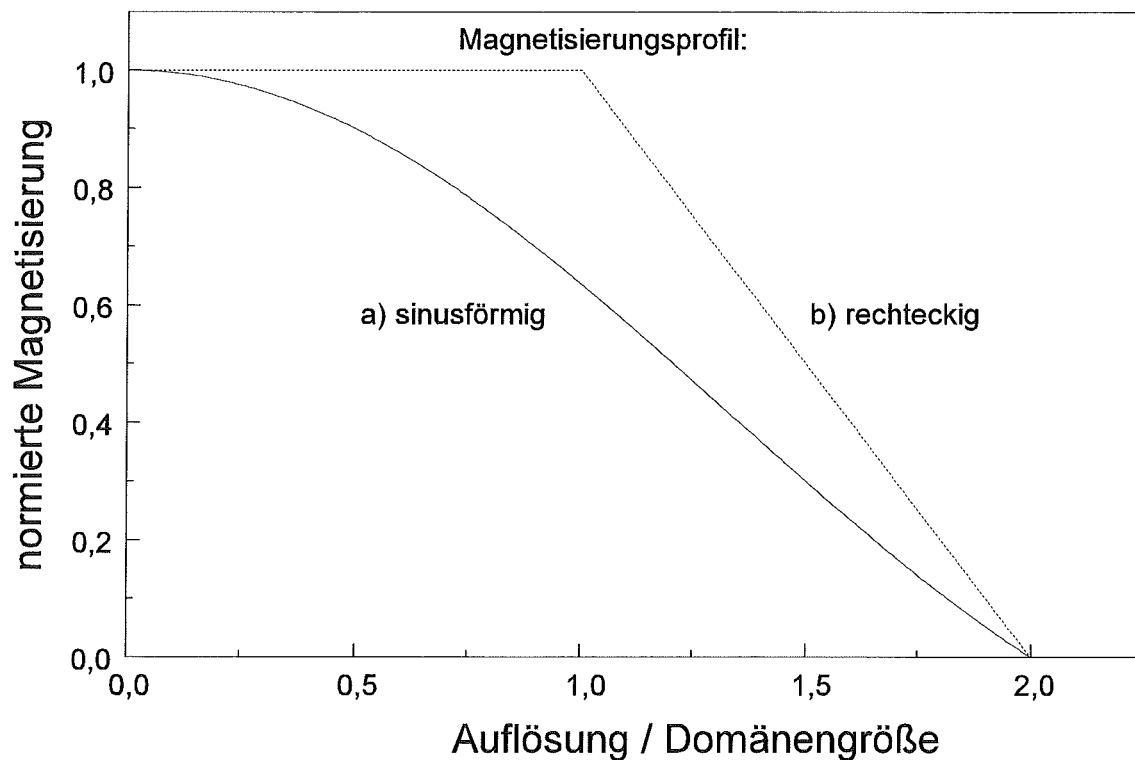


Abbildung 6.5: Einfluß der begrenzten Auflösung des REMPA auf das detektierte Polarisationsprofil bei einem angenommenen sinusförmigen (a) bzw. rechteckigen (b) Magnetisierungsprofil. Ist die Domänengröße etwa 1,5 mal kleiner als die Auflösung, kann damit der scheinbare Verlust von 60 bis 70 % des Signals erklärt werden.

Es zeigt sich, daß ein Verlust von 60 bis 70 % des Polarisationssignals mit der Annahme

erklärt werden kann, daß der Wert der Auflösung nur etwa das 1.5-fache der abzubilden- den Domänengröße beträgt. Eine sinusförmige Magnetisierungsstruktur müßte also bei einer Auflösung von ≤ 70 nm (wie in Abb. 6.3 demonstriert) eine Modulationslänge von weniger als 50 nm haben, um den Effekt erklären zu können².

Eine solch kleine Modulationslänge der Magnetisierung definiert aber eine charakteristische Längenskala, für die die Theorie der magnetischen Domänen nicht mehr anwendbar ist. Eine grobe Abschätzung der minimalen Domänengröße aus der Gleichsetzung zwischen Wandbreite (Gl. 2.13) und Domänengröße (Gl. 2.22) ($w \approx D$) liefert als kleinste Modulationslänge ungefähr 50 nm. Rechnungen von Yafet und Gyorgy sagen dagegen eine kleinste Modulationslänge von ≈ 120 nm am Reorientierungsübergang voraus (Gl. 37 in [13] für $\delta = w/D \rightarrow 1$). Der räumliche Magnetisierungsverlauf ist in dem dort verwendeten Modell sinusförmig moduliert. Man beachte, daß unter den am Reorientierungsübergang vorliegenden mikromagnetischen Bedingungen die Größe der *gesamten Domäne* die Breite von *Domänenwänden* in Volumeneisen [100] unterschreitet³. Der untersuchte Bereich liegt an der Grenze der mit den hier vorhandenen Mitteln zugänglichen Längenskala.

Die zur Erklärung des niedrigen Polarisations signals anhand nicht aufgelöster Magnetisierungsstrukturen nötigen Modulationslängen liegen um mehr als einen Faktor 2 unter den errechneten Werten von Yafet und Gyorgy und etwa in der Größenordnung der groben Abschätzung, die sich aus der Bedingung $w \approx D$ ergibt. Unabhängig vom genauen Magnetisierungsprofil verlieren bei einer solch kurzen Modulationslänge die Begriffe *Domäne* und *Domänenwand* ihren Sinn. Um die niedrigen, mikroskopischen Magnetisierungssignale am Reorientierungsübergang von nur 30 - 40 % des vollen Signals bei einer Auflösung von ≤ 70 nm und das Vorhandensein des vollen Signals nach dem Aufmagnetisieren erklären zu können, ist daher ein ungewöhnlicher mikromagnetischer Zustand notwendig, der keine scharfen Domänengrenzen und Domänen besitzt. Diese Struktur kann eher als eine langperiodische Spinwelle bezeichnen werden.

Auf der Spinwellentheorie aufbauende Überlegungen sagen für zweidimensionale Systeme am Reorientierungsübergang eine Zerstörung der langreichweitigen Ordnung durch Fluktuationen des Ordnungsparameters voraus [50, 44, 49]. In diesem Fall sollte überhaupt kein Polarisations signal mehr vorhanden sein. Dies wird nicht beobachtet. Das Ausbleiben eines Bereichs *ohne* jegliche Magnetisierung zeigt somit, daß es keine Schichtdicke gibt, bei der die Anisotropien völlig verschwinden und die Voraussetzungen des Mermin-Wagner-Theorems gegeben sind. Da beim Aufmagnetisieren des hier untersuch-

²Bei Annahme einer rechteckigen Modulation der Magnetisierung müßte sie kleiner als 40 nm sein, um den Effekt zu erklären.

³Die Breite von Néel-Wänden in ultradünnen Co-Schichten auf Cu(001) und Cu(1113) [39] wird sogar bei weitem unterschritten.

ten Bereichs das volle Polarisationsignal vorhanden ist, kann auch eine nennenswerte Absenkung der Curie-Temperatur in diesem Bereich ausgeschlossen werden, wie dies von Bander und Mills diskutiert wurde [46].

Konsistent mit den Meßergebnissen ist somit nur der Fall der Magnetisierungsmodulation unterhalb der Auflösungslänge. Die verbleibende Variation in der Signalhöhe kann dann mit lokalen Störungen der Modulation durch Defekte in der Probe erklärt werden, so daß sich lokal größere Domänen ausbilden können. Ein solcher Effekt könnte auch schon von verschiedenen hohen Inseln hervorgerufen werden: Da der Reorientierungsübergang innerhalb weniger zehntel Monolagen stattfindet, ist selbst bei einem 2D-Wachstum keine atomar glatte Schichtstruktur am Reorientierungsübergang zu erwarten, weil es wenigstens sowohl Terrassen mit n als auch mit $n + 1$ Lagen Dicke gibt. Sind die Inseln größer als die räumliche Modulationslänge der Magnetisierung, kann auf den höheren Inseln eine Kompensation der Anisotropien stattfinden, während auf den nächstniedrigeren Terrassen das noch nicht der Fall ist.

Eine lokale Rauigkeit und Defektdichte im einem Längenbereich unterhalb der magnetischen Modulationslänge der Schicht sollte den unmagnetisierten Übergangsbereich dagegen nicht in dieser Form beeinflussen.

Stark und großflächig gestörte Bereiche der Au(111)-Oberfläche unterdrücken dagegen den Bereich mit verringerter Polarisierung. So ist in den REMPA-Messungen in der Nähe von Defekten oder Kratzern in der Probe ein erhöhtes Magnetisierungssignal zu finden. In den zum Vergleich untersuchten Co-Schichten auf rauheren Au(111)/Glas-Substraten war am nicht magnetisierten Reorientierungsübergang kein niedrig polarisierter Bereich erkennbar.

Das hier gefundene Verhalten legt die Vermutung nahe, daß auch die in anderen Systemen an diesem Kompensationspunkt beobachteten Lücken im Magnetisierungssignal [37, 35, 36] nicht einen Verlust der langreichweitigen Ordnung zeigen, sondern auf die Ausbildung von kleinen Domänen oder eines mikromagnetischen Zustands mit sehr kleiner Modulationslänge zurückzuführen sind.

Ein solcher Zerfall in Domänen ist auch dann nicht auszuschließen, wenn ein System zur Messung auf- oder unmagnetisiert wird, wie dies beispielsweise beim magneto-optischen Kerr-Effekt notwendig ist. Bei solchen Messungen ist die Erhaltung des metastabilen, aufmagnetisierten Zustands wesentlich. Dessen Lebensdauer kann aber durchaus kleiner als die Meßzeit sein, wie dies beispielsweise von Berger et al. [38] an Fe/Ag(001) demonstriert wurde. Beim Nulldurchgang des Magnetfeldes während einer Hysteresemessung liegt in diesem Fall zum Meßzeitpunkt schon wieder ein Multidomänenzustand vor, der makroskopisch als Verlust der langreichweitigen Ordnung erscheinen kann.

Bemerkenswert ist, daß magnetische Domänenstrukturen in den Magnetisierungskom-

ponenten der Filmebene auftreten, während in der senkrechten Komponente noch kleine Domänen vorliegen (vgl. Abb. 6.2 und 6.3). Die in der Filmebene auftretenden Magnetisierungsstrukturen sind auf einer deutlich größeren Längenskala von typischerweise $1\ \mu\text{m}$ moduliert. Die Strukturen der senkrechten Komponenten sind darin noch eingebettet. Der Reorientierungsübergang geschieht also nicht vollständig über eine gleichmäßige Modulation der Magnetisierung, wie dies Yafet und Gyorgy in ihrem Modell angenommen haben. Es bilden sich stattdessen kollektiv größere Magnetisierungsstrukturen in der Filmebene aus, während die senkrechte Komponente weiterhin vom Wechselspiel zwischen magnetostatischer und Anisotropieenergie bestimmt wird. Die Magnetisierung der gesamten Struktur kippt offenbar kollektiv in die Ebene.

Am Reorientierungsübergang liegen daher zwei Modulationslängen vor. Die erste befindet sich in der Größenordnung der Auflösungsgrenze des REMPA von $\leq 50\ \text{nm}$. Dies kann den Verlust des Polarisationsignals erklären, da die kleine Modulationslänge nicht voll aufgelöst wird. Die andere hat eine Größenordnung von etwa $1\ \mu\text{m}$ und ist der kleineren überlagert. Sie bestimmt das Einsetzen des Magnetisierungssignals in der Filmebene.

6.2 Magnetisierungsverhalten

Sowohl wie-gewachsene als auch angelassene Co-Schichten, lassen sich mit einem Feld von $90\ \text{Oe}$ parallel zur Schichtnormalen aufmagnetisieren. Im Bereich senkrechter Magnetisierung liegt dann ab einer Schichtdicke von etwa $3 - 3.5\ \text{ML}$ ein eindomäniger Zustand vor. Mit dem entsprechenden Feld in die Gegenrichtung ist ab dieser Schichtdicke auch ein Ummagnetisieren möglich.

Unterhalb dieser Dicke reicht ein Feld von $90\ \text{Oe}$ nicht aus, um einen schon vorhandenen Domänenzustand umzumagnetisieren. Das Koerzitivfeld überschreitet also unterhalb von ca. $3\ \text{ML}$ die experimentell maximal erreichbaren Feldstärke. Sowohl der angelassene als auch der wie-gewachsene Film ist in diesem Dickenbereich zu hart, um ummagnetisiert werden zu können. Größere Koerzitivfelder bei kleineren Schichtdicken in Co/Au(111) sind in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Bruno et al. [95], die einen starken Anstieg des Koerzitivfeldes H_c mit kleiner werdender Schichtdicke fanden und dies auf einen steigenden Einfluß der Rauigkeit zurückführten.

Im Bereich kleinster Schichtdicken von 2 bis $3\ \text{ML}$ unterscheidet sich dagegen das Verhalten von wie-gewachsenen und angelassenen Schichten beim ersten Magnetisierungsvorgang, also auf der Neukurve der Magnetisierung:

- Der wie-gewachsene Film läßt sich auch im Bereich kleinster Schichtdicken mit $90\ \text{Oe}$ auf-, *danach aber nicht mehr ummagnetisieren* (Abb. 6.6 (a)).

- Der dünnste Bereich eines angelassenen Films ist dagegen weder auf- noch ummagnetisierbar. Die Koerzitivität ist hier also größer als 90 Oersted (Abb 6.6 (b)).

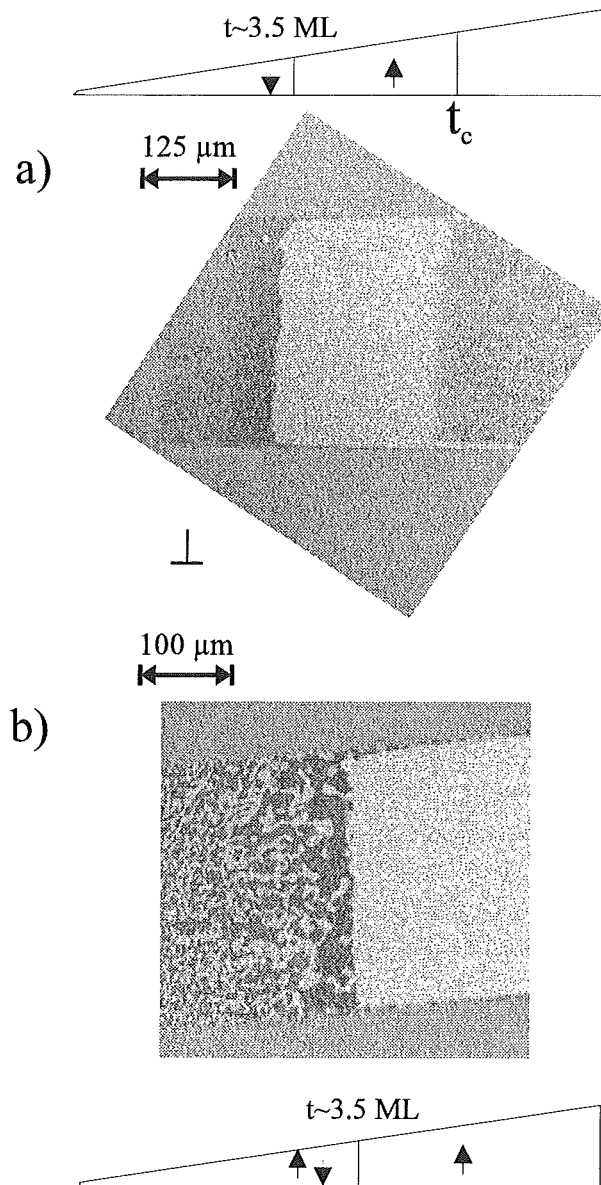


Abbildung 6.6: Unterschiede im Magnetisierungsverhalten eines wie-gewachsenen und eines angelassenen Co-Keils. (a): Der wie-gewachsene Keil lässt sich mit 90 Oe vollständig auch bei kleinsten Schichtdicken aufmagnetisieren (zu erkennen am dabei erzeugten, eindomänigen dunklen Bereich), ein Ummagnetisieren mit dem gleichen Feld ist dagegen erst ab 3 - 3.5 ML möglich. Hierbei wurde der weiße, eindomänige Bereich erzeugt. Das Auf- und Ummagnetisieren eines angelassenen Films ist dagegen grundsätzlich erst ab 3 - 3.5 ML möglich: Im Bereich kleinster Schichtdicken bleiben die Wachstumsdomänen erhalten (b).

Der wie-gewachsene Film verhält sich also beim ersten Anlegen des Feldes magne-

tisch weich, dann aber offenbar genauso hart wie die angelassenen Filme. Dies ist ein sehr ungewöhnlich. Ein mögliches Modell für dieses Verhalten aber kann unter der Annahme gegeben werden, daß die wie-gewachsene Schicht neben den im REMPA sichtbaren Wachstumsdomänen auch von mikroskopischen Domänen mit typischen Dimensionen der Wachstumsinseln (≈ 10 nm) durchsetzt ist, welche deutlich kleiner als die im REMPA auflösbaren Strukturen sind:

Das für den lokalen Ummagnetisierungsprozeß notwendige Feld H_{eff} setzt sich zusammen aus dem von außen angelegten Feld H_{ex} und den Entmagnetisierungsfeld H_{demag} , welches aus den Oberflächenpolen der Domänenstruktur resultiert und dem äußeren Feld entgegengesetzt ist: $H_{eff} = H_{ex} - H_{demag}$. Das Entmagnetisierungsfeld beträgt für Domänen, die groß gegen die Schichtdicke sind ($t/D \ll 1$) $H_{demag} = 4\pi M_s$, entsprechend einem Entmagnetisierungsfaktor $N = 1$. Für kleinere Domänen ($t/D \leq 1$) nimmt H_{demag} (beziehungsweise N) dagegen gemäß demselben Summenausdruck ab, der in Gl. 2.18 die Abhängigkeit der magnetostatischen Energie von der Domänengröße beschreibt [14]. Für größere Domänen ist somit mehr externes Feld zur Ummagnetisierung nötig als für kleinere, weil für diese das entmagnetisierende Feld einen größeren entgegengesetzten Beitrag liefert.

Die wie-gewachsene Schicht ist nun im Dickenbereich zwischen 2 und 3 ML noch sehr rau und hat Inselgrößen von etwa 7 bis 10 nm Breite. Bilden diese Inseln entgegengesetzt magnetisierte, eindomänige Bereiche, so können sie leichter ummagnetisiert werden als makroskopische Domänen, da ihr Entmagnetisierungsfaktor kleiner 1 und H_{demag} damit geringer als $4\pi M_s$ ist. Somit kann das resultierende Feld H_{eff1} bei hier schwächerem H_{demag} die Koerzitivfeldstärke übersteigen, und die Schicht kann magnetisiert werden ($H_{eff1} = 90 \text{ Oe} - H_{demag} > H_c$). Nach dem Aufmagnetisieren oder auch nach dem Anlassen sind die "Mikrodomänen" verschwunden und die verbleibenden Domänen zu groß. Bei gleichem externen Feld (90 Oe) reicht dann das resultierende effektive Feld H_{eff2} jetzt nicht mehr aus, die Schicht umzumagnetisieren, da das Entmagnetisierungsfeld nun auf $4\pi M_s$ angewachsen ist ($H_{eff2} = 90 \text{ Oe} - 4\pi M_s < H_c$).

Wird die Probe aufmagnetisiert, liegt auch am Reorientierungsübergang, der im Multidomänenzustand weniger Polarisation zeigt, ein eindomäniger Zustand vor.

Der Reorientierungsübergang ist nun durch eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung in die Filmebene gekennzeichnet. Diese Reorientierung startet bei jener Dicke, bei der auch im unmagnetisierten Fall der exponentielle Zerfall in Domänen endet und die parallele Magnetisierung einsetzt. Abb 6.7 zeigt den unmagnetisierten und den aufmagnetisierten Keil. Der Multidomänenzustand am Reorientierungsübergang ist einem eindomänigen Bereich gewichen.

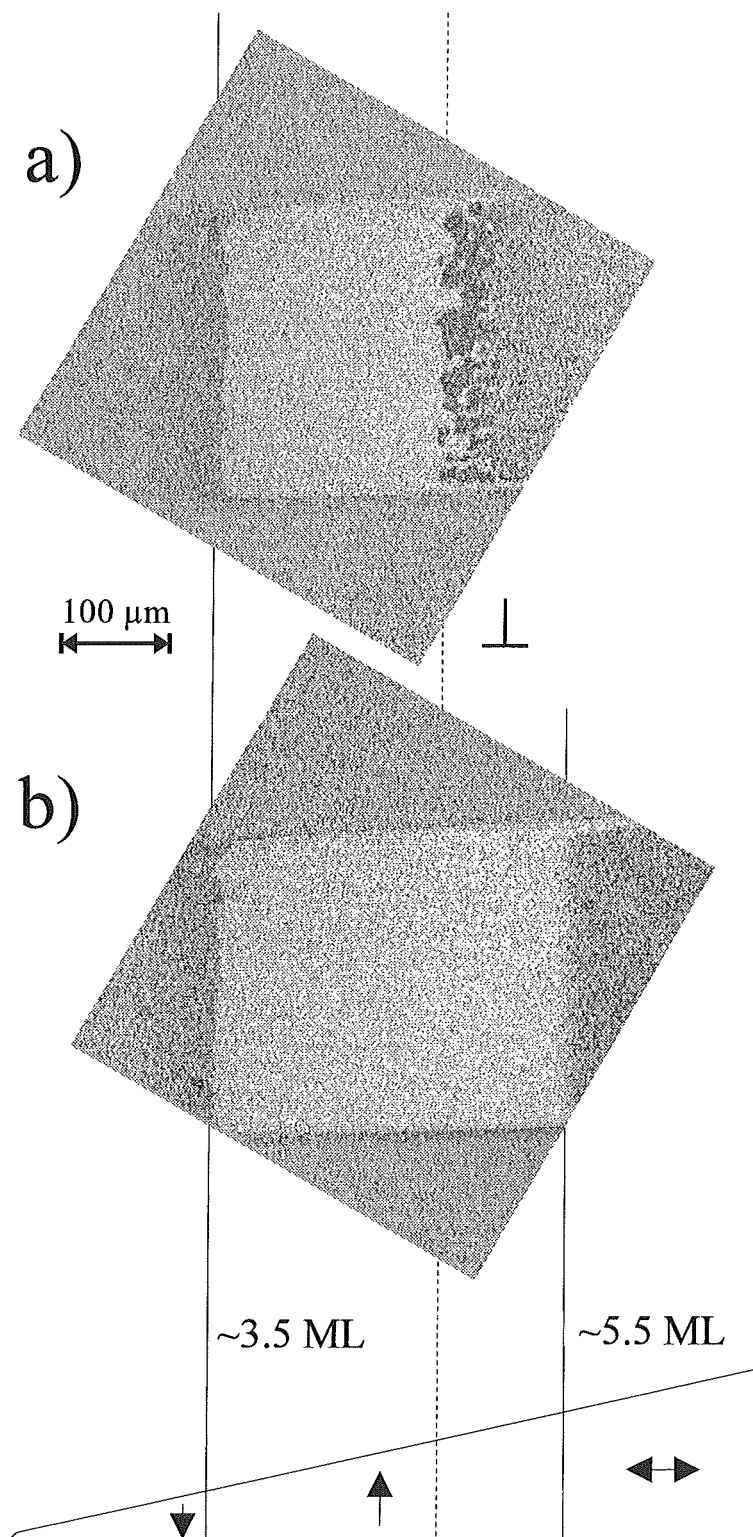


Abbildung 6.7: Senkrechtes Polarisationsignal des multidomänen (a) und des aufmagnetisierten (b) Übergangsbereichs in einem flachen Co-Keil. Die Probe wird bis zur Grenze des Übergangsbereichs aufmagnetisiert.

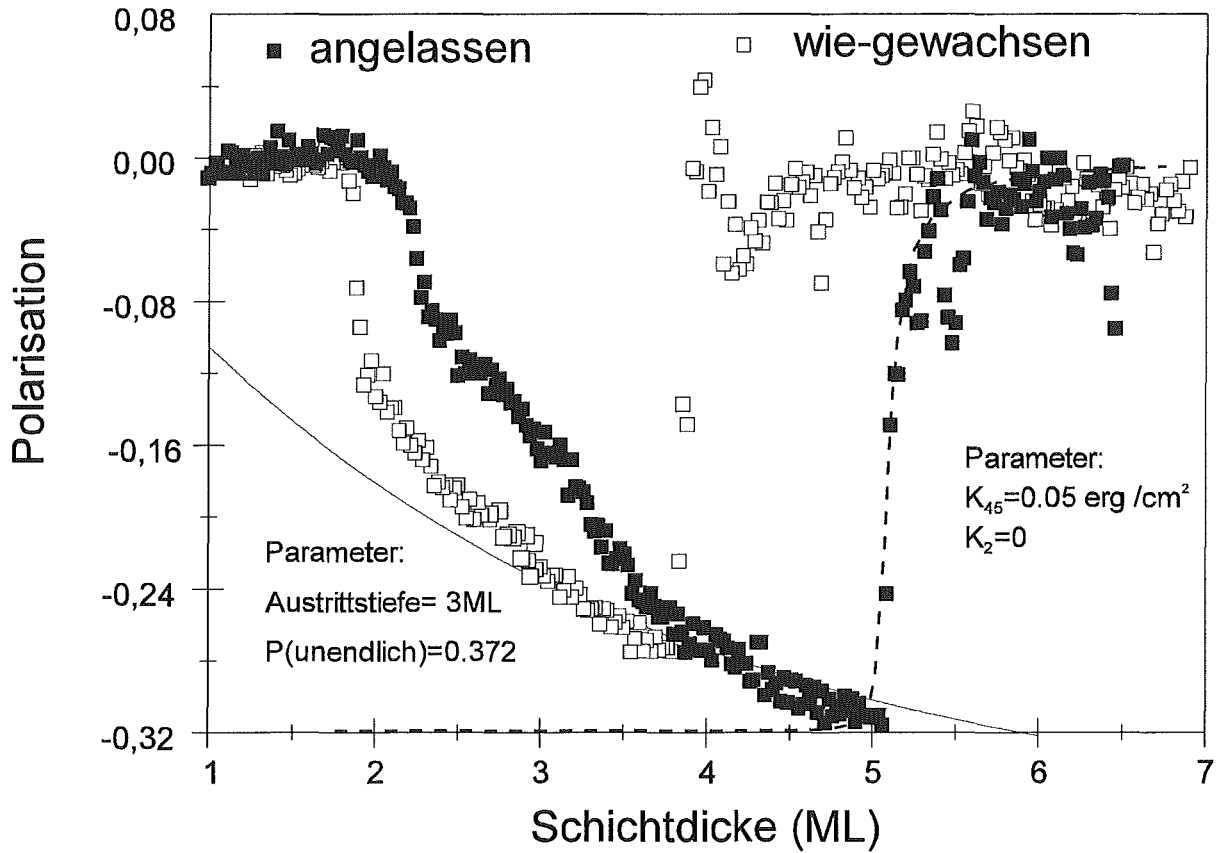


Abbildung 6.8: Schichtdickenabhängigkeit des Polarisationsignals eines aufmagnetisierten, wie-gewachsenen und eines aufmagnetisierten, angelassenen Co-Keils. Das Verhalten des Polarisationsignals am Übergangsbereich kann nicht mit der Drehung der Magnetisierung unter dem Einfluß der Anisotropiekonstante K_2 gemäß Gl. 2.7 erklärt werden.

Im aufmagnetisierten Fall ist die Reorientierung der Magnetisierung also nicht von einem Zerfall in immer kleinere Domänen begleitet sondern geschieht auf andere Weise. Abbildung 6.8 zeigt eine Linienabtastung der senkrechten Komponente des Polarisationsignals entlang des Dickengradienten einer Schicht. Der Keil wurde wiederum zunächst aufmagnetisiert, um einen eindomänen Zustand zu erzeugen. Die offenen Symbole zeigen die Messung an der wie-gewachsenen Schicht, die gefüllten Symbole die Messung an der angelassenen Schicht. Ausgehend von kleinen Schichtdicken steigt das Magnetisierungssignal zunächst an. Dies ist auf die mit steigender Co-Schichtdicke geringer werdenden "Verdünnung" der polarisierten Elektronen der Co-Schicht durch die unpolarisierten Elektronen des Au(111)-Substrats zurückzuführen [36], ein Effekt, der mit wachsender Co-Dicke mehr und mehr an Bedeutung verliert. Die durchgezogene Linie gemäß der Funktion $M = M_\infty(1 - \exp(-t/\lambda))$ entspricht dem theoretisch zu erwartenden Magnetisierungssignal bei einer Austrittstiefe der Sekundärelektronen von $\lambda = 3$ ML und

einem Polarisationsignal der unendlich dicken Schicht von 37.2 %.

In Abbildung 6.8 ist neben der Verschiebung der kritischen Schichtdicke und des Einsetzes des Ferromagnetismus beim Anlassen zu erkennen, daß der Reorientierungsübergang sehr abrupt einsetzt. Die Abnahme des Polarisationsignals ist zunächst sehr stark und wird dann schwächer. Mehr als 80 % der Veränderung geschehen innerhalb einer Dickenvariation von weniger als einer halben Monolage.

Weder die Form noch die Breite des Übergangs stimmen mit einer durch die Anisotropiekonstante K_2 kontrollierten Drehung der Magnetisierung in die Ebene überein, welche in Gleichung 2.8 beschrieben und in Abbildung 6.9 a) gezeigt ist. Schon der Volumenbeitrag zur Anisotropiekonstante ($K_2^V = 1 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$) sollte ausreichen, die Breite des Reorientierungsübergangs auf 1.5 ML zu vergrößern. Unter den Einfluß eines zusätzlichen Grenzflächenbeitrages K_2^S ist sogar eine Breite des Übergangs von mehr als 4 ML zu erwarten. Ein solcher, breiter Übergang wird in den hier untersuchten Schichten nicht beobachtet.

Unabhängig von der Größe von K_2 ist auch die Form der Drehung nicht in Übereinstimmung mit den Meßdaten. *Der beobachtete Reorientierungsübergang kann also nicht durch eine Drehung der Magnetisierung (entsprechend Gleichung 2.8) beschrieben werden, unabhängig von der Größe von K_2 .*

Ein anderes Modell kann dagegen das Verhalten plausibel machen: In Kapitel 2.5 wurde erwähnt, daß eine Modulation der Anisotropie zwischen positiven und negativen Werten, entsprechend senkrechter und paralleler Stellung der Magnetisierung, einen zusätzlichen Anisotropieterm der Form $-K_{45} \sin^2 2\theta$ liefern kann.

Ein zusätzlicher Beitrag dieser Form führt dazu, daß Gleichung 2.7 nicht mehr analytisch, sondern nur numerisch gelöst werden kann. Die berechneten Kurven für verschiedene Werte von K_2 und K_{45} sind in Abbildung 6.9 gezeigt. Es ist festzustellen, daß die experimentell beobachtete Form des Übergangs am besten beschrieben wird, wenn auf jeden Beitrag eines Anisotropieterms 2. Ordnung (K_2) verzichtet wird. Die sich ergebende Form des Reorientierungsübergangs ist in Abb. 6.9 b) dargestellt. Der zur Anpassung an die Meßwerte nötige Wert von K_{45} beträgt 0.05 erg/cm^2 (siehe Abbildung 6.8, gestrichelte Linie) und weicht nur wenig von dem von Dieny und Vedyayev [85] berechneten Betrag ab.

Die Entstehung eines solchen morphologisch bestimmten Reorientierungsübergangs ist plausibel, wenn Mechanismen vorhanden sind, die eine Modulation der lokalen Anisotropie unterhalb der charakteristischen magnetischen Modulationslänge $w \approx 10 - 50 \text{ nm}$, der Wandbreite, erzeugen.

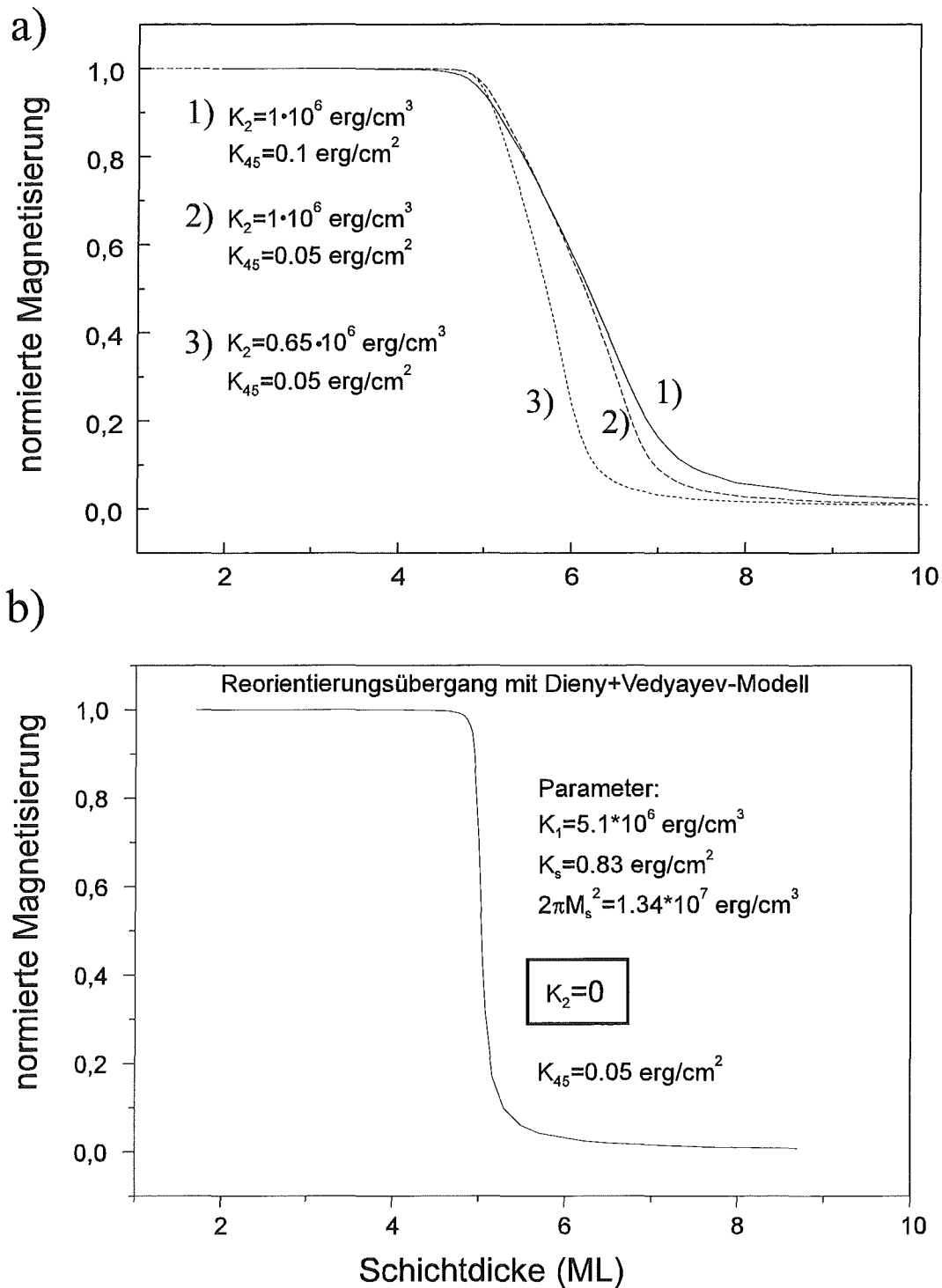


Abbildung 6.9: K_2 - (a) und Morphologie-bestimmter (b) Reorientierungsübergang. In (a) sind Formen des Reorientierungsübergangs gezeigt, die bei verschieden starken K_2 bzw. K_{45} zu erwarten wären. (b) zeigt dagegen eine Drehung, die ausschließlich unter dem Einfluß eines morphologie-bestimmten Anisotropieterms K_{45} , der eine Richtung unter 45° bevorzugt, erfolgt ($K_2 = 0$).

In Frage kommt dabei zum einen die Rauigkeit der Schicht⁴, die zu unterschiedlich dicken Bereichen am magnetischen Reorientierungsübergang führt: Auf den höheren Terrassen ist dann die kritische Schichtdicke überschritten und die Magnetisierung sollte innerhalb der Ebene liegen. Auf den niedrigeren Terrassen ist dies dagegen nicht der Fall und die Magnetisierung sollte senkrecht stehen. Ist die mittlere Terrassenbreite kleiner als die Wandweite, kann die Magnetisierung lateral nicht rasch genug der jeweils leichten Richtung folgen und es wird sich ein zusätzlicher Term K_{45} ausbilden [85].

Zum anderen kann die in den Untersuchungen mit Augerspektroskopie gefundene Diffusion von Au lokal bedeckte und unbedeckte Co-Bereiche erzeugen. Da in den Au-bedeckten Gebieten zwei Grenzflächen zur Anisotropie beitragen, sollte hier die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene stehen, während sie in den unbedeckten Bereichen schon in der Ebene liegen sollte. Ist die Au-Inselgröße kleiner als die Wandweite, ist wiederum ein Mechanismus zum Aufbau eines Anisotropiebeitrages K_{45} gegeben.

Ein steiler Abfall der Magnetisierung könnte grundsätzlich auch dadurch zustande kommen, daß auch am aufmagnetisierten Übergang in einem gewissen Dickenbereich eine Reduktion der makroskopischen magnetischen Ordnung stattfindet und so das Signal reduziert wird. Dabei ist es zur Erklärung des phänomenologischen Erscheinungsbildes des Übergangs gleichgültig, ob ein echter Verlust der Magnetisierung vorliegt, oder die Schicht nur Domänen unterhalb der REMPA-Auflösung ausbildet. Diese Möglichkeit kann aber ausgeschlossen werden, da mit einer Messung aller drei Vektorkomponenten in angelassenen Schichten keine merkliche Reduktion der Magnetisierung am Reorientierungsübergang nachgewiesen werden konnte.

6.3 Stabilität der magnetischen Strukturen

Nach der Theorie magnetischer Domänen sollte in Schichten mit senkrechter Magnetisierung der eindomänige Zustand in der Nähe der kritischen Schichtdicke energetisch nicht stabil sein⁵. Dennoch zerfällt auch bei $t = t_c$ der aufmagnetisierte Zustand nicht spontan in Domänen, er ist offenbar *metastabil*. Dies ist keineswegs selbstverständlich und kann für verschiedene Schichtsysteme unterschiedlich sein. Beispielsweise wurde von Berger et al. [38] an Fe/Ag(001) mittels magneto-optischem Kerreffekt demonstriert, daß die Lebensdauer des eindomänigen Zustands kleiner als die typischen Meßzeiten für Hysteresemessungen sein kann.

⁴Auch nach einem hypothetischen, vollständigen Glätten der Schicht ist eine Rauigkeit am Reorientierungsübergang immer gegeben, da dieser innerhalb einer Schichtdickenvariation von weniger als einer Monolage stattfindet.

⁵Die Erzeugung des Streufeldes oberhalb der Probe erfordert hier mehr Energie als die Ausbildung von Domänenwänden.

In wie-gewachsenen Co/Au(111)-Filmen kann eine Veränderung des aufmagnetisierten Zustands direkt bei Raumtemperatur beobachtet werden: Beim Aufmagnetisieren eines wie-gewachsenen Films ist an der kritischen Schichtdicke ein Versatz der Magnetisierungskanten zwischen senkrechter und paralleler Magnetisierung zu erkennen. Linienableitungen zeigen, daß in diesem Dickenbereich das Polarisationsignal in senkrechter Orientierung bereits stark abnimmt, bevor ein Signal innerhalb der Filmebene einsetzt. In diesem Bereich bilden sich dann innerhalb von Stunden magnetische Domänen aus, die langsam wachsen, wie dies in Abb. 6.10 zu sehen ist.

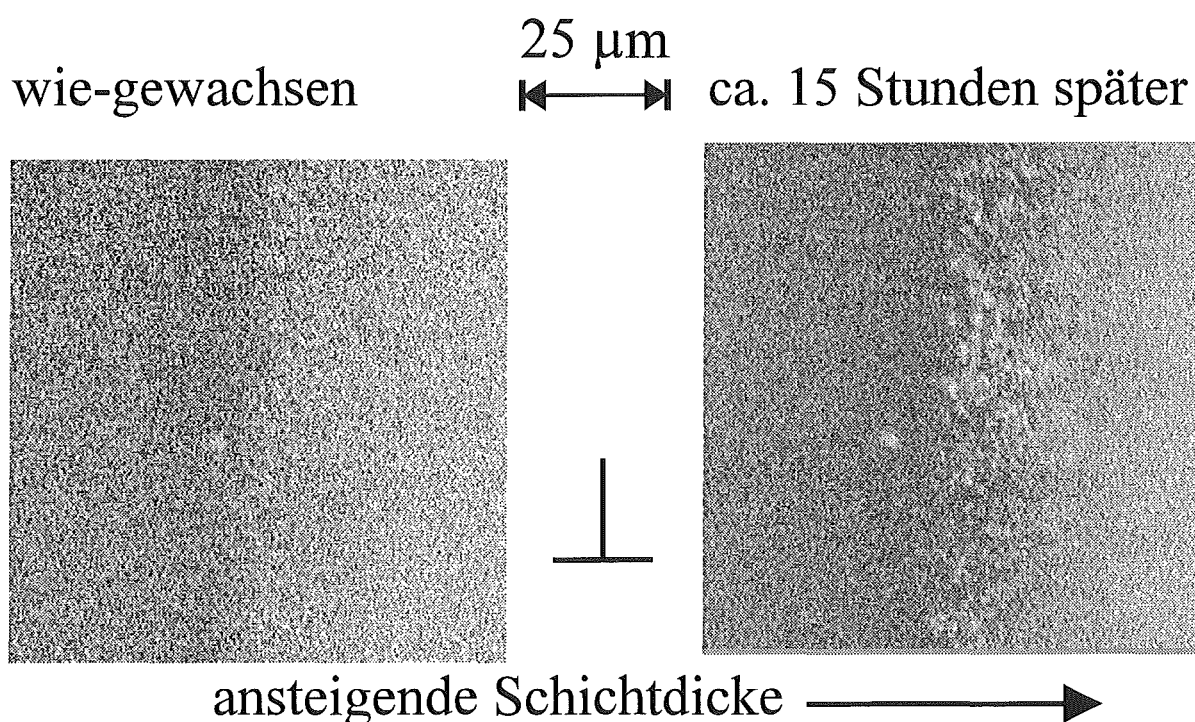


Abbildung 6.10: Entstehung von magnetischen Domänen an der Aufmagnetisierungsgrenze eines wie-gewachsenen Co-Keils. Im Lauf von Stunden entsteht bei Raumtemperatur aus einem Bereich reduzierter Magnetisierung ein Gebiet von kleinen Domänen.

Hier spielt aber offenbar eine Änderung der Filmmorphologie eine Rolle. Die magnetischen Domänen entstehen für Schichtdicken *oberhalb* der Aufmagnetisierungsgrenze des senkrecht magnetisierten Bereichs. Die Theorie läßt dagegen einen Zerfall des eindomänigen Zustandes selbst erwarten. Es sollten also *unterhalb* der Magnetisierungskante Domänen entstehen. Stattdessen erhöht sich der Wert der kritischen Schichtdicke, so daß sich im dazugekommenen Bereich senkrechter Magnetisierung Domänen ausbilden können. Dies weist wiederum darauf hin, daß die Schicht selbst schon bei Raumtemperatur metastabil ist und die Tendenz zur morphologischen Veränderung zeigt, wie dies auch beim Anlassen geschieht. Der Mechanismus für diese dynamischen Veränderungen bei

Raumtemperatur

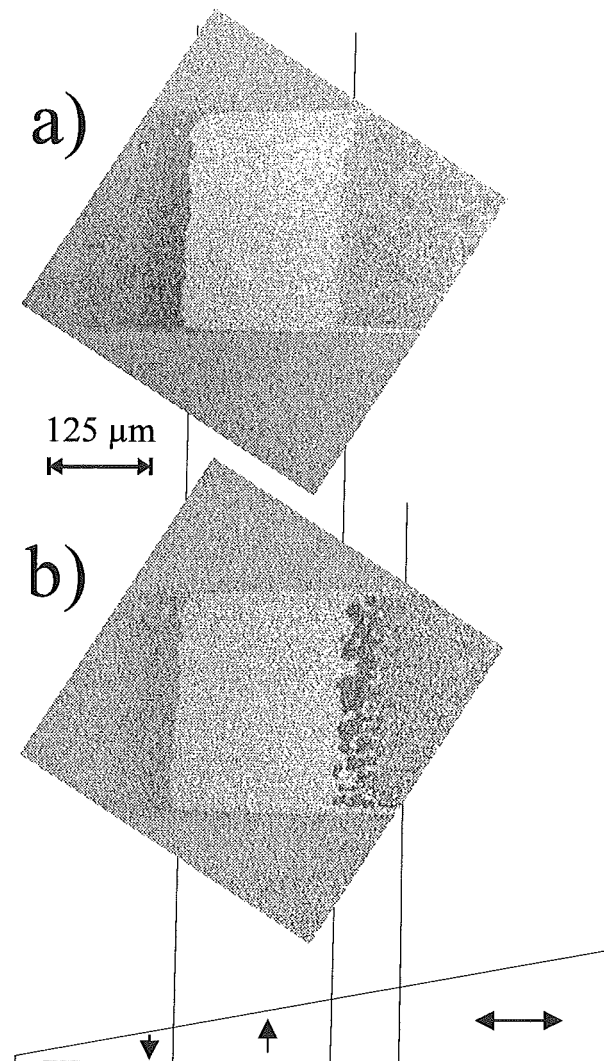


Abbildung 6.11: Anlassen eines wie-gewachsenen, aufmagnetisierten Films: die kritische Schichtdicke steigt an. Im neu hinzugekommenen Gebiet mit senkrechter Magnetisierung bildet sich ein Multi-Domänenzustand aus. In diesem Bereich nimmt die Domänengröße ebenfalls exponentiell mit steigender Schichtdicke ab.

wäre somit der gleiche, der auch für die Glättung der Domänenwände und die leichte Verschiebung von t_c in wie-gewachsenen, unmagnetisierten Schichten verantwortlich ist (vgl. Abb. 5.4). In Frage kommt hierfür wiederum die Glättung der Schicht und eine Diffusion von wenigen Prozent einer Monolage Au auf die Co-Schicht. Durch diese Prozesse steigt die Anisotropie an und t_c verschiebt sich zu größeren Schichtdicken. In dem neu hinzukommenden senkrecht magnetisierten Bereich können sich dann Domänen ausbilden.

Eine morphologische Instabilität schon bei Raumtemperatur ist für Systeme, bei denen ein Metall mit hoher Oberflächenenergie auf ein Substrat mit niedriger Oberflächenenergie aufgedampft wird, nicht ungewöhnlich. Im ebenfalls nicht Lage-für-Lage wachsenden System Co/Cu(111) wurde von Rabe et al. [126] bereits eine solche Instabilität nachgewiesen, bei denen das Co von aufdiffundiertem Cu bedeckt wird.

Wenn der in Abb. 6.10 gezeigte Effekt durch Morphologieänderungen der Schicht hervorgerufen wird, muß der Zerfall des aufmagnetisierten Zustands in magnetische Domänen beim Anlassen besonders ausgeprägt sein. Bei der Durchführung dieses Experiments zeigt sich folgendes Verhalten:

Beim ersten Anlassen von aufmagnetisierten Filmen bildet sich oberhalb der früheren Magnetisierungskante ein Multidomänenzustand aus, wie dies in Abbildung 6.11 zu sehen ist. Die kritische Schichtdicke erhöht sich und der Übergang ist dann gleichfalls durch den charakteristischen Zerfall der Domänen und die exponentiell mit der Schichtdicke abnehmende Domänengröße gekennzeichnet. Dieser mikromagnetisch günstigste Domänenzustand bildet sich somit immer aus, wenn die kritische Dicke ansteigt und dabei zusätzliche Filmfläche mit senkrechte Magnetisierung geschaffen wird. Die magnetische Konfiguration kann sich dann gemäß dem energetisch günstigsten Zustand einstellen.

Die angelassenen Filme zeigen keine weiteren Veränderungen bei Raumtemperatur. Werden sie aufmagnetisiert, so liegt am Reorientierungsübergang eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung in die Filmebene vor, wie dies im letzten Abschnitt beschrieben wurde. Der aufmagnetisierte Zustand im angelassenen Film ist außerdem zeitlich zumindest über 24 Stunden stabil.

Ein erneutes Anlassen eines solchen Films führt aber bei ca. 470 K zu einem Rückgang der kritischen Schichtdicke, wie dies in Abb. 6.12 a) und b) zu sehen ist. An der zurückgehenden Magnetisierungsgrenze bilden sich wiederum Domänen aus. Der eindomänige, aufmagnetisierte Zustand ist also auch in angelassenen Filmen metastabil und zerfällt in eine magnetisch günstigere Domänenstruktur.

Diese Domänen sind jedoch nur in unmittelbarer Nähe des Reorientierungsübergangs zu finden und haben nur kleine mittlere Durchmesser von wenigen Mikrometern (Abb. 6.12 c)). Die aus magnetostatischen Gründen zu erwartende Gleichgewichtskonfiguration mit stark unterschiedlichen, sich exponentiell mit der Dicke ändernden Domänengrößen entsteht nicht. Domänengrößen mit Durchmessern von 10 μm oder mehr kommen, vom aufmagnetisierten (weißen) Bereich abgesehen, nicht vor.

Eine Ursache hierfür ist in den sehr kleinen Energieunterschieden zwischen eindomänigem Zustand und Domänenstrukturen im Bereich von einigen 10 μm zu finden. Aus Gleichung 2.23 in Kapitel 2 folgt, daß der relative Unterschied in der magnetischen Ener-

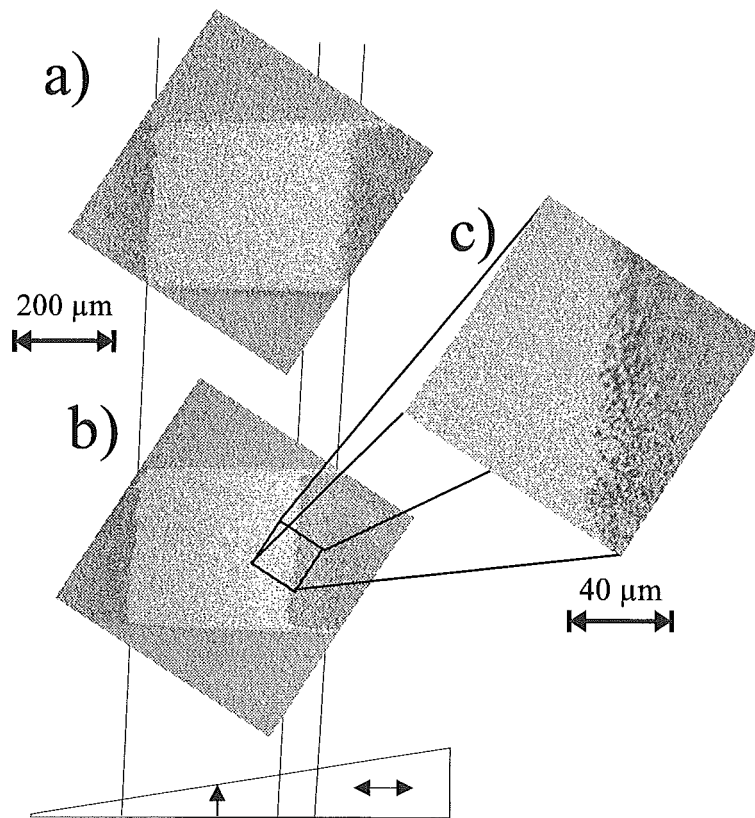


Abbildung 6.12: Erneutes Anlassen eines aufmagnetisierten, angelassenen Films: die kritische Schichtdicke hat wieder abgenommen. An der Grenze bilden sich nur kleine Domänenstrukturen aus. Das volle Spektrum der möglichen Domänenengrößen entsteht nicht.

gie zwischen eindomänigem Zustand ($D_1 \rightarrow \infty$) und einer Struktur mit einer mittleren Domänenengröße $D_2 \gg t$ gegeben ist durch:

$$\frac{\Delta E_{tot}}{E_{tot}} = \frac{E_{tot}(D_2) - E_{tot}(D_1)}{E_{tot}} = \frac{xy \left(\frac{t}{D_2} - \frac{t}{D_1} \right)}{1 - xy \frac{t}{D_2}} \approx xy \frac{t}{D_2} \quad (6.1)$$

Für Domänen im Größenbereich von $1 \mu m$ beträgt der relative Energieunterschied zum eindomänigen Zustand nur etwa 1 Promille. Bei Rückgang der kritischen Schichtdicke wirkt kein Mechanismus, um die Schicht als Ganzes in ihren magnetisch günstigsten Multidomänenzustand überführen. Hierzu müßten zunächst Domänen im aufmagnetisierten Bereich nukleieren, was die Überwindung einer hohen energetischen Barriere für die Keimbildung erfordert. Streufelder von dünneren Keilbereichen können dabei eine Domänenbildung an der kritischen Schichtdicke allerdings unterstützen. Dies hat zur Folge, daß beim erneuten Anlassen von aufmagnetisierten Keilen mit hohem Dickengradienten stärkere Domänenbildung bei t_c einsetzt als bei flachen Keilen.

Beim ersten Anlassen der Schicht ist dagegen ein einfacher Mechanismus zur Ausbil-

derung der Gleichgewichtsstruktur denkbar: Bei einem *Anstieg* von t_c können sich die schon vorhandenen Domänenstrukturen in die zusätzlich hinzukommenden Bereiche senkrechter Magnetisierung stetig ausdehnen und dabei wachsen, *ohne* daß Domänen neu nukleieren müssen, wie dies in Abbildung 5.5 zu sehen war. Die Magnetisierungsstruktur kann sich in diesem Fall genauso einstellen, wie dies auch bei einem Heizen des Systems über die Curietemperatur und darauffolgende Abkühlen der Schicht möglich wäre⁶.

⁶Dieses Experiment ist allerdings wegen der vorher einsetzenden Interdiffusion zwischen Co und Au nicht durchführbar.

Kapitel 7

Gold-bedeckte Co/Au(111)-Schichten

7.1 Einflüsse von Gold-Deckschichten

Beim Anlassen der Co-Schichten steigt die kritische Schichtdicke t_c um etwa eine Monolage an. Da sich die Schicht glättet und das Polarisationsignal nicht abnimmt, ist dieser Anstieg von K_{eff} nicht auf einen Rückgang der Formanisotropie, sondern auf einen Anstieg von $K = K_S/t + K_1^V$ zurückzuführen. Unter der Annahme, daß eine Veränderung des Volumenbeitrags K_1^V durch das Aufdampfen von Gold vernachlässigbar ist¹, ist die kritische Schichtdicke nach Gleichung 2.6 direkt proportional zur Grenzflächenanisotropie

$$K_S = t_c \cdot (2\pi M_S^2 - K_1^V) \quad (7.1)$$

und kann als Meßwert für diesen Beitrag dienen.

Um eine Einschätzung der Wirkung des aufdiffundierten Goldes auf die Verschiebung von t_c zu erhalten, wurde sowohl auf wie-gewachsene als auch auf angelassene Schichten Gold aufgedampft. In beiden Fällen ergibt sich eine Erhöhung der kritischen Schichtdicke um mehrere Monolagen. Eine Au-Deckschicht auf dem Co-Film erhöht die senkrechte magnetische Anisotropie also wesentlich.

Abbildung 7.1 zeigt einen flächigen, angelassenen Co-Keil, dessen Dicke von links nach rechts zunimmt. Entlang des Dickengradienten wurde ein ca. 300 μm breiter, etwa 1 ML dicker Au-Streifen aufgedampft. Die kritische Schichtdicke hat sich in diesem Bereich um ca. 3.5 bis 4 ML erhöht.

¹Darauf wird im folgenden noch eingegangen.

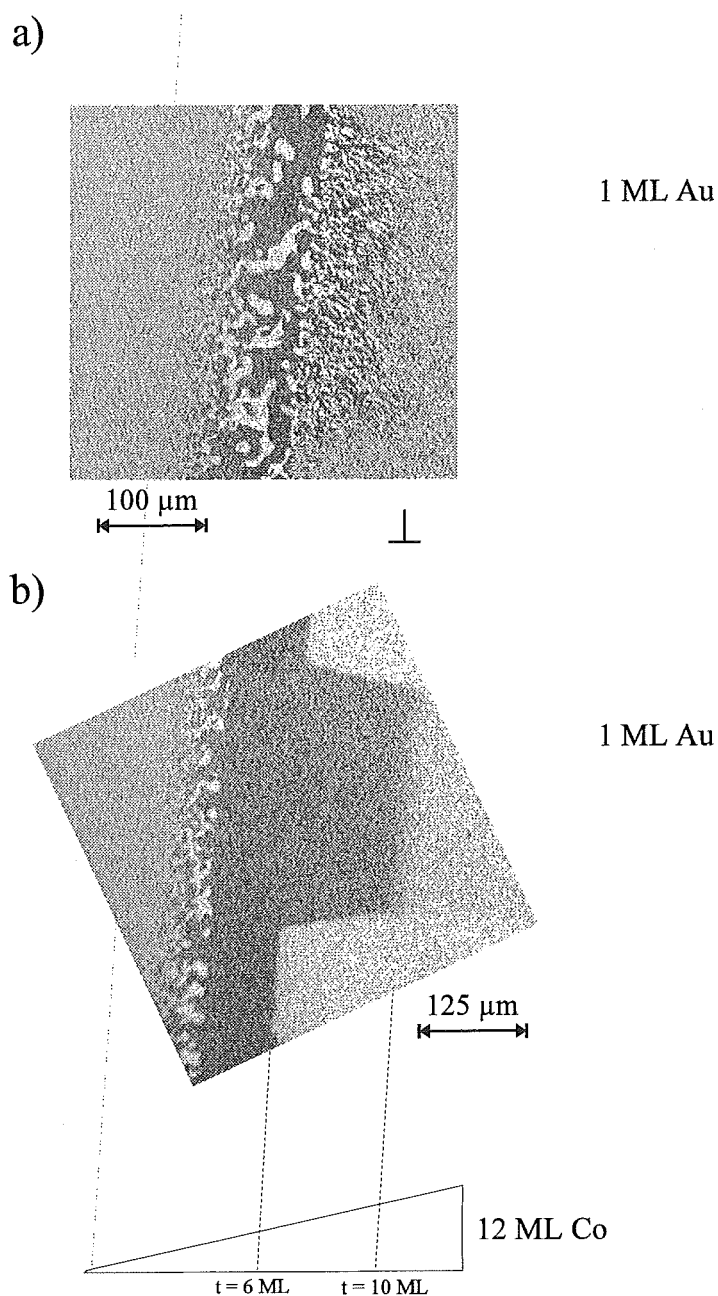


Abbildung 7.1: Parallel zum Dickengradienten eines flächigen Co-Keils wurde ein Au-Streifen von etwa 1 ML konstanter Dicke aufgedampft. Dies führt zu einer Verschiebung von t_c um etwa 3.5 bis 4 ML. Der nun senkrecht magnetisierte Bereich ist in einem multidomänen Zustand (a). Bei Anlegen eines äußeren Feldes kann er ebenfalls in den eindomänen Zustand überführt werden (b). Für die kleinsten Co-Schichtdicken reicht das experimentell zur Verfügung stehende Feld von 90 Oe allerdings nicht aus, so daß der Multidomänenzustand hier erhalten bleibt.

Es liegt allerdings ein Multidomänenzustand vor (Abbildung 7.1 a)). Der Entstehungsmechanismus dieser magnetischen Struktur ist wahrscheinlich ähnlich dem von

Wachstumsdomänen: Bei noch nicht vollständig mit Au bedeckter Co-Schicht können zunächst isolierte Au-Inseln entstehen, die dafür sorgen, daß die Magnetisierung der darunterliegenden Co-Bereiche aus der Ebene in die Senkrechte dreht und o.B.d.A. parallel zum Normalenvektor der Ebene zeigt. In anderen, unter Au-Inseln liegenden Bereichen des Co-Films wird die Magnetisierung die antiparallele Stellung annehmen. Man erhält so positiv und negativ magnetisierte Bereiche, die bei zunehmender Au-Bedeckung zusammenwachsen und Domänenstrukturen erzeugen. Dieser Mechanismus gilt zunächst nur für Inselgrößen oberhalb der charakteristischen magnetischen Länge w .

Dieselbe Argumentation ist aber auch möglich, wenn kleine Au-Inseln unterhalb der Wandweite w vorliegen und $\vec{M}$ sich nicht dem lokalen Anisotropiewert K anpassen kann. Die Magnetisierung wird dann durch ein makroskopisches, mittleres K beeinflusst und die Domänenstruktur von Gebieten mit unterschiedlich starker Au-Bedeckung erzeugt.

Bei Anlegen eines äußeren, magnetischen Feldes kann der beschriebene Bereich in einen eindomänigen Zustand überführt werden (siehe Abbildung 7.1 (b)).

Für angelassene Filme wurde die Verschiebung der kritischen Schichtdicke genauer untersucht. Dazu wurde ein flächiger Co-Keil bei Raumtemperatur aufgedampft, dann auf 515 K angelassen und schließlich senkrecht dazu ein Au-Keil aufgedampft. Zuletzt wurde die gesamte Schichtstruktur aufmagnetisiert, um anhand der scharfen Magnetisierungsgrenze die kritische Schichtdicke gut bestimmen zu können.

Abbildung 7.2 zeigt diese Struktur. Es ist ein ungewöhnliches Verhalten festzustellen: Die kritische Schichtdicke steigt zunächst linear mit der Gold-Bedeckung an, erreicht bei etwa 10 ML ein Maximum und fällt wieder auf etwa 8 ML ab. Das Maximum liegt zwischen 1 bis 1.5 ML nomineller Au-Bedeckung.

Es ist anzunehmen, daß das t_c -Maximum gerade der vollen Bedeckung der Co-Schicht entspricht. Unter der Annahme, daß der Beitrag von zwei Co/Au(111)-Grenzflächen zur Anisotropie dem doppelten des Beitrages einer Grenzfläche entspricht, kann aus einem Vergleich der Verschiebungen beim Anlassen und beim Aufdampfen von Gold die Menge des beim Ausheilen der Schichten an die Oberfläche diffundierten Goldes abgeschätzt werden. Dabei ist zu beachten, daß die Grenzfläche Co/Vakuum einen Anisotropiebeitrag erzeugt, der eine Magnetisierungsrichtung innerhalb der Filmebene favorisiert [96].

Beim Anlassen der Co-Schicht findet eine Verschiebung von t_c um etwa eine Monolage statt. Daher können bei diesem Prozeß nur wenige Zehntel der Schicht mit an die Oberfläche diffundiertem Au bedeckt worden sein. Je nach Stärke des Anisotropiebeitrags der Co/Vakuum-Grenzfläche kann der beim Anlassen durch Au bedeckte Anteil der Co-Oberfläche so zu 20 bis 40 % abgeschätzt werden.

Da die t_c -Verschiebung beim Anlassen nicht vollständig auf Gold-Diffusion zurückgeführt werden muß, weil auch noch Glättungseffekte der unteren Co/Au(111)-Grenz-

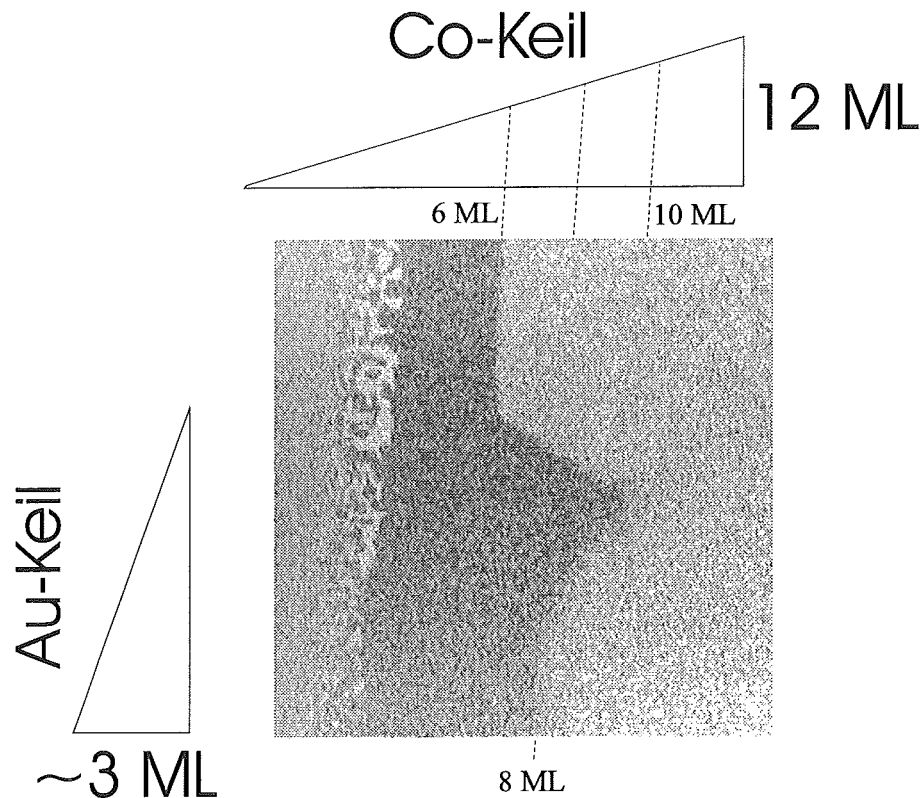


Abbildung 7.2: Senkrecht zu einer dickenvariablen, angelassenen Co-Schicht wurde ein Au-Keil aufgedampft. Die Anordnung wurde vor der Messung aufmagnetisiert. Die kritische Schichtdicke steigt zunächst linear mit der Gold-Bedeckung an, hat ein Maximum bei etwa 10 ML Co-Dicke und fällt schließlich wieder auf etwa 8 ML ab.

schicht eine Rolle spielen können, ist die abgeschätzte Menge des an die Oberfläche diffundierten Goldes eine obere Grenze.

Der in Abbildung 7.2 sichtbare lineare Anstieg mit steigender Au-Bedeckung kann damit erklärt werden, daß ein immer größerer Anteil der Fläche zur senkrechten magnetischen Anisotropie beiträgt. In diesem Fall wäre aber auch zu erwarten, daß die nach Abschluß der ersten Monolage erreichte Stärke der Anisotropie beibehalten wird. Die kritische Schichtdicke sollte also linear ansteigen und mit der vollständigen Bedeckung der Schicht sättigen. Die erneute Abnahme von t_c kann aus Bedeckungsüberlegungen nicht erklärt werden.

Zwei andere Ursachen für dieses Verhalten sind denkbar:

- magnetoelastische Effekte in Zusammenhang mit einer Spannungsrelaxation

Die in Co/Au(111) gefundenen Grenzflächenanisotropien [90] liegen in dem Wertebereich, den ein magnetoelastischer Beitrag K_{ME} liefern sollte. (In Kapitel 2 wurde

bei Annahme eines (hypothetischen) versetzungsfreien Aufwachsens der ersten Co-Lage auf dem Au-Substrat ein Wert von 1.3 erg/cm^2 als obere Grenze abgeschätzt.) Daher wird die beobachtete Grenzflächenanisotropie von Co/Au(111) von manchen Autoren ausschließlich mit magnetoelastischen Effekten erklärt [86, 88, 83].

Bei zusätzlichem Aufdampfen von Au kann nun der *ganze* Co-Film zunehmend lateral verzerrt werden, was über die magnetoelastischen Konstanten von hcp Co ein Ansteigen der Anisotropie und damit der kritischen Schichtdicke nach sich zieht. Als Abschätzung für die zur Erzeugung des Maximums in t_c nötige Verspannung ϵ möge der in [88] angegebenen Wert $K_{ME}^V = 6.484 \cdot 10^8 \epsilon \text{ erg/cm}^3$ für den magnetoelastischen Volumenbeitrag dienen. Es folgt, daß schon eine zusätzliche Verspannung des gesamten Films von 0.6 % den Anstieg der kritischen Schichtdicke auf den Maximalwert erklären kann. Wenn ab einer kritischen Au-Bedeckung von etwa 1 ML die Spannungen in der Co-Schicht wieder relaxieren und der magnetoelastische Anisotropiebeitrag wieder abnimmt, kann damit das Auftreten des Maximums erklärt werden.

Allerdings kann ein magnetoelastischer Beitrag nicht das von den Broeder et al. [63] auch in Co/Au(111)-Multilagen gefundene Ansteigen der Grenzflächenanisotropie beim Anlassen erklären, da eine Relaxation von Spannungen wegen des Vorzeichens der magnetoelastischen Konstanten grundsätzlich zu einer *Abnahme* der Anisotropie führen sollte.

- Ausbildung eines elektronischen Grenzflächenzustandes

Von einer Mehrzahl von Autoren wird die Grenzflächenanisotropie auf elektronische Effekte zurückgeführt, die sich durch magnetokristalline Beiträge an der Grenzfläche aus der Hybridisierung der d-Zustände von Co-Film und Au-Substrat ergeben [23].

Die Ausbildung eines erhöhten Anisotropiewertes von Co-Schichten auf Au(111) bei der Deposition von 1 bis 2 ML einer Deckschicht ist in jüngster Zeit mehrfach gefunden worden. Dabei wurde dieser Effekt in unterschiedlich starker Ausprägung für Deckschichten aus Kupfer [79, 81, 93] sowie Gold und Palladium [93] gefunden. Im Fall von Au wurde ein Glätten der Co-Oberfläche beobachtet [76, 93]. Im Falle von Cu und Pd als Deckschicht ist dagegen keine morphologische oder strukturelle Veränderung festgestellt worden [81, 93, 80]. Dennoch tritt auch hier ein Maximum der Anisotropie und damit der kritischen Schichtdicke auf. Das Maximum ist also nicht mit Spannungen im Film korreliert. Magnetoelastische Effekte werden deshalb in diesen Veröffentlichungen als Ursache für das Maximum verworfen. Stattdessen wird die Entstehung eines Grenzflächenzustandes postuliert. Kürzlich berichteten Marlière et al., daß ein nicht monotonen Verhalten der ma-

netischen Anisotropie auch für eine ultradünne Au(111)-“Unterlage“ zwischen einem Co(111)-Substrat und einer Co-Schicht auftritt [122]. Diese Experimente zeigen, daß zusätzliche Grenzflächen die elektronische Struktur des ganzen Schichtsystems verändern können. Dies wird auch am im folgenden Abschnitt demonstrierten unterschiedlichen Temperaturverhalten der magnetischen Anisotropie von Au-bedecktem und nahezu unbedecktem Co/Au(111) deutlich.

7.2 Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke

Bisher wurde nur über die Schichtdickenabhängigkeit der magnetischen Mikrostruktur und der magnetischen Anisotropie in Co/Au(111) gesprochen. In der Theorie und in den meisten experimentellen Arbeiten wird dagegen meist die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke betrachtet. Qiu et al. konnten inzwischen allerdings auch die Ähnlichkeit der Schichtdicken- und der Temperaturabhängigkeit des Reorientierungsübergangs experimentell nachweisen [37].

Beim ersten Anlassen der wie-gewachsenen Schichten ist der starke, irreversible Anstieg der magnetischen Anisotropie und damit der kritischen Schichtdicke einer eventuellen Temperaturabhängigkeit des Reorientierungsübergangs überlagert, und macht deren Untersuchung unmöglich. Daher wurden für die temperaturabhängigen Untersuchungen nur angelassene Filme verwendet.

In angelassenen Filmen ist die Temperaturabhängigkeit des Reorientierungsübergangs im zugänglichen Temperaturbereich von 200 bis 520 K sehr gering. Untersuchungen zwischen 200 und 300 K zeigen einen Rückgang des Einsatzes der parallelen Magnetisierung von weniger als einer zehntel Monolage. Auch zwischen 300 und 520 K liegt der Rückgang der kritischen Schichtdicke mit steigender Temperatur deutlich unterhalb einer halben Monolage. Dies zeigt, daß sich die effektive magnetische Anisotropie K_{eff} der angelassenen Filme über den gesamte experimentell zugängliche Temperaturbereich kaum verändert. Eine solche geringe Temperaturabhängigkeit der effektiven magnetischen Anisotropie ist nicht ungewöhnlich und wurde von Feldmann auch für Eisenfilme auf Cu(001) demonstriert [41].

Im Gegensatz dazu wird eine sehr starke Temperaturabhängigkeit beobachtet, wenn auf die angelassene Co-Schicht Gold aufgedampft worden ist: Abbildung 7.3 zeigt die senkrechte Magnetisierungskomponente eines von links nach rechts ansteigenden, aufmagnetisierten Co-Keils, der entlang seines Dickengradienten von einem etwa 3 ML dicken Au-Streifen bedeckt ist. Bei Raumtemperatur (Abbildung 7.3, erstes Bild) führt dies

dazu, daß im Au-bedeckten Bereich t_c zu größeren Schichtdicken hin verschoben ist, erkennbar an der Grenze zwischen dunklem und grauem Bereich.

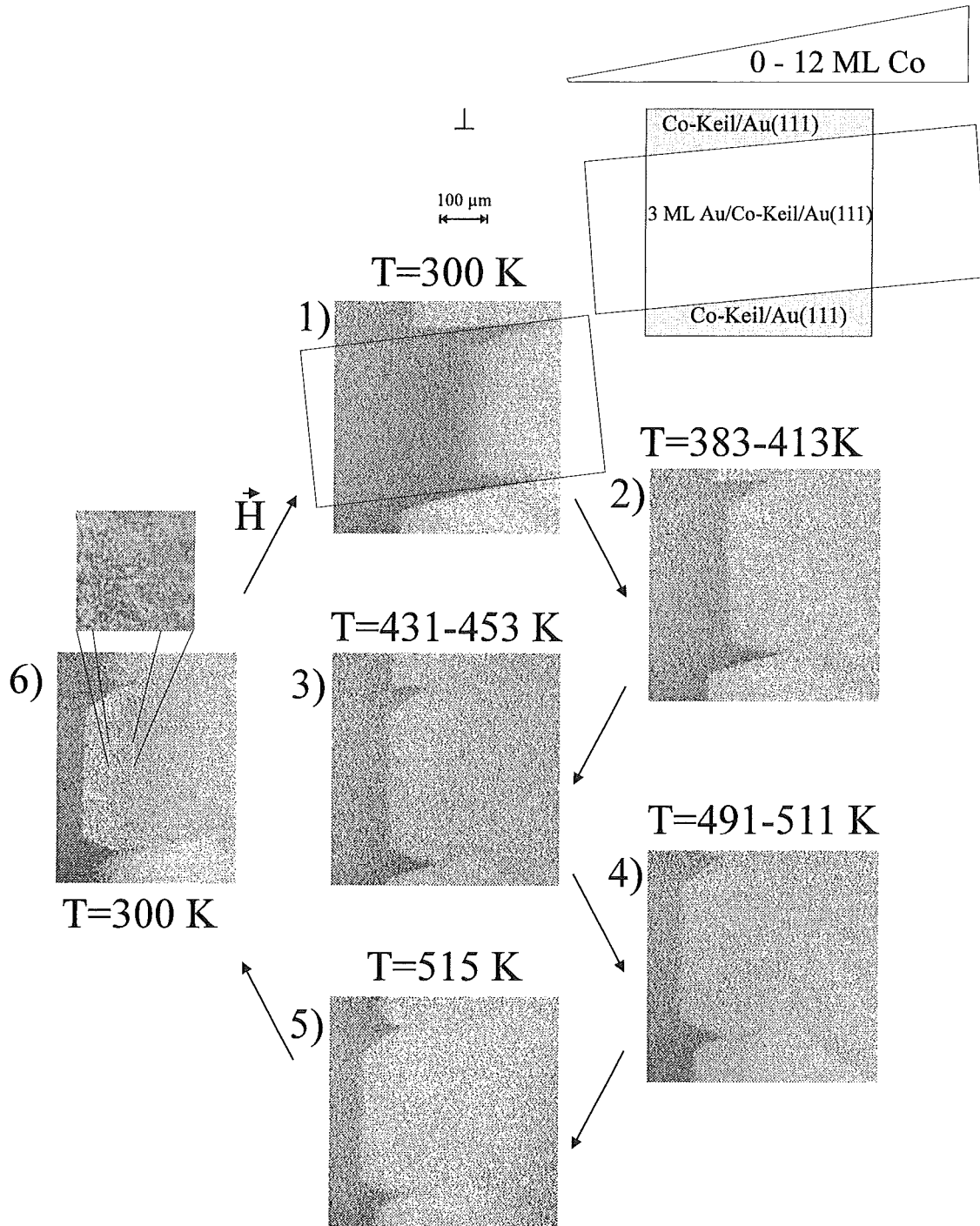


Abbildung 7.3: Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke t_c einer mit 3 ML Au bedeckten bzw. kaum bedeckten Co-Schicht. Die Temperaturabhängigkeit von t_c ist für den bedeckten Teil der Schicht deutlich stärker als für die nahezu unbedeckte Co-Fläche, zu erkennen an der Magnetisierungskante zwischen dem dunklen und dem grauen Bereich.

An den Rändern des Goldstreifens ist die Au-Bedeckung aufgrund unscharfer Dampfkanten kleiner als 3 ML. Von außen nach innen nimmt sie auf den Maximalwert zu. Somit ist die Situation an den Rändern des Streifens mit dem in Abbildung 7.2 gezeigten Schichtgeometrie vergleichbar. Daher ist an den Rändern das in Abb. 7.2 gezeigte Maximum der kritischen Schichtdicke bei $\theta \approx 1$ ML lokalisiert, erkennbar an den spitzen Ausläufern mit senkrechter Magnetisierung (siehe Abb. 7.3).

Mit zunehmender Temperatur nimmt die kritische Schichtdicke auf dem Au-Streifen und an den Streifenrändern mehr und mehr ab. Bei etwa 450 K unterschreitet die kritische Schichtdicke der mit 3 ML bedeckten Au-Schicht den Wert der gering bedeckten Schicht² (siehe Abbildung 7.3, drittes Bild). *t_c variiert von ca. 8 ML bei Raumtemperatur bis zu 5.4 ML bei 515 Kelvin (Abb. 7.3 unteres Bild). Dies hat zur Folge, daß oberhalb von etwa 450 K die kritische Schichtdicke der mit 3 ML Gold bedeckten Co-Schicht kleiner ist, als die der gering bedeckten, während bei Raumtemperatur der t_c -Wert der bedeckten Schicht fast den doppelten Betrag der gering bedeckten hat.*

Die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke im t_c -Maximum an den Streifenrändern ist etwa genauso groß. t_c variiert hier zwischen ca. 10 ML bei 300 K und etwa 6.5 ML bei 515 K, bleibt also größer als die kritische Schichtdicke der gering bedeckten Schicht. Dagegen verschiebt sich die kritische Schichtdicke des durch die Blende ganz abgeschatteten Bereichs um weniger als eine halbe Monolage. Dies konnte während des Experiments an einem Defekt im Substrat überprüft werden.

Die temperaturabhängige Verschiebung der kritischen Schichtdicke ist **reversibel**. Beim Abkühlen der Schicht steigt t_c wieder nahezu auf den ursprünglichen Wert an und hinterläßt ein Gebiet, daß durch kleine, senkrecht magnetisierte Domänen von wenigen Mikrometern Größe gekennzeichnet ist (siehe 6. Bild in Abbildung 7.3). Nach dem Aufmagnetisieren ist bis auf einige zehntel Monolagen Unterschied wieder die im ersten Bild erkennbare Ausgangssituation erreicht. Ein neuerlicher Heiz- und Abkühlzyklus reproduziert das Verhalten.

Abbildung 7.4 zeigt die nach Gleichung 7.1 aus der kritischen Schichtdicke berechnete Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenanisotropie für das Maximum der kritischen Schichtdicke bei etwa 1 ML Au-Bedeckung³ (a) sowie für hier aufgedampfte Au-

²Durch das Anlassen ist auch die nicht bedampfte Schicht mit wenigen zehntel Monolagen Gold bedeckt.

³Mit der Temperatur könnte sich auch die laterale Position des Maximums an den Streifenrändern verschieben. Als Ursache kommt (neben einer Oberflächendiffusion des Goldes) eine unterschiedliche Temperaturabhängigkeit für die kritische Schichtdicke bei verschiedenen Au-Bedeckungen in Frage. Kurve a) würde sich dann aus Werten verschiedener Au-Bedeckungen zusammensetzen. Wenn sich das Maximum beim Heizen des Systems vom Wert $\theta \approx 1$ ML entfernt, wäre die tatsächliche Temperaturabhängigkeit für diese konstante Au-Bedeckung in diesem Fall noch höher. Kurve a) gibt also eine untere Abschätzung für die Temperaturabhängigkeit einer mit etwa 1 ML Gold bedeckten Co-Schicht.

Bedeckung von etwa 3 ML (b). Zum Vergleich ist außerdem der gleichzeitig gemessene, nahezu konstante Wert für die gering bedeckte Co-Schicht eingezeichnet. Da dieser nahezu unverändert bleibt, kann die starke Variation der kritischen Schichtdicke für die bedeckte Schicht weder auf eine temperaturabhängige Veränderung der Sättigungsmagnetisierung M_S noch auf die Temperaturabhängigkeit des Volumenbeitrags der Anisotropie K_1^V zurückgeführt werden. Veränderungen in diesen Größen würden auf die bedeckte Schicht genauso wie auf die nahezu unbedeckte Schicht wirken.

Der reversible Charakter der Verschiebung von t_c mit der Temperatur schließt außerdem eine Erklärung des Effekts durch morphologische Änderungen des Schichtsystems (z.B. die Änderung der Verspannung des Films) aus.

Die gegenüber der unbedeckten Co-Schicht um mehr als eine Größenordnung höhere Temperaturabhängigkeit spricht gleichfalls gegen magneto-elastische Ursachen, da auch Co-Schichten ohne Au-Deckschicht schon verspannt sind, ohne daß diese starke Temperaturabhängigkeit auftritt. Volumenbeiträge können diesen Effekt also nicht erklären.

Die Verschiebung der kritischen Schichtdicke muß daher durch die Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenanisotropie verursacht sein. *Oberhalb etwa 450 K ist die gesamte Grenzflächenanisotropie des bedeckten Systems mit zwei Co/Au(111)-Grenzflächen also kleiner als die des nahezu unbedeckten Systems mit nur einer voll ausgebildeten Co/Au(111)-Grenzfläche.*

Eine Erklärung dieses ungewöhnlichen Verhaltens aus den aufaddierten Beiträgen jeder einzelnen Co-Grenzfläche ist aber nur unter mehreren unwahrscheinlichen Annahmen möglich: Da die Co/Vakuum-Grenzfläche eine leichte Richtung innerhalb der Filmebene favorisiert und somit der senkrechten magnetischen Anisotropie der Co/Au(111)-Grenzfläche entgegenwirkt [96], ist für die unbedeckte Co-Schicht eine Kompensation der Temperaturabhängigkeiten von Co/Au(111)- und Co/Vakuum-Grenzflächenanisotropie vorstellbar:

$$\partial K_{Co/Au}^S / \partial T = -\partial K_{Co/Vac}^S / \partial T \quad (7.2)$$

Dies setzt voraus, daß die Grenzflächenanisotropie Co/Vakuum-Grenzfläche reversibel mit der Temperatur *ansteigt*, schließlich das Vorzeichen wechselt und bei hohen Temperaturen eine senkrechte Magnetisierungsrichtung induziert. Für ein solches Verhalten liegen aber in der Literatur keinerlei Anhaltspunkte vor.

Das einfache phänomenologische Bild der separiert zu betrachtenden, in ihren Wirkungen addierbaren Grenzflächenanisotropien versagt somit bei der Erklärung dieses Effekts. Das Schichtsystem Au(111)/Co/Au(111) muß bezüglich der Anisotropie als Einheit betrachtet werden. Eine Separation der einzelnen Grenzflächenbeiträge ist nicht konsistent

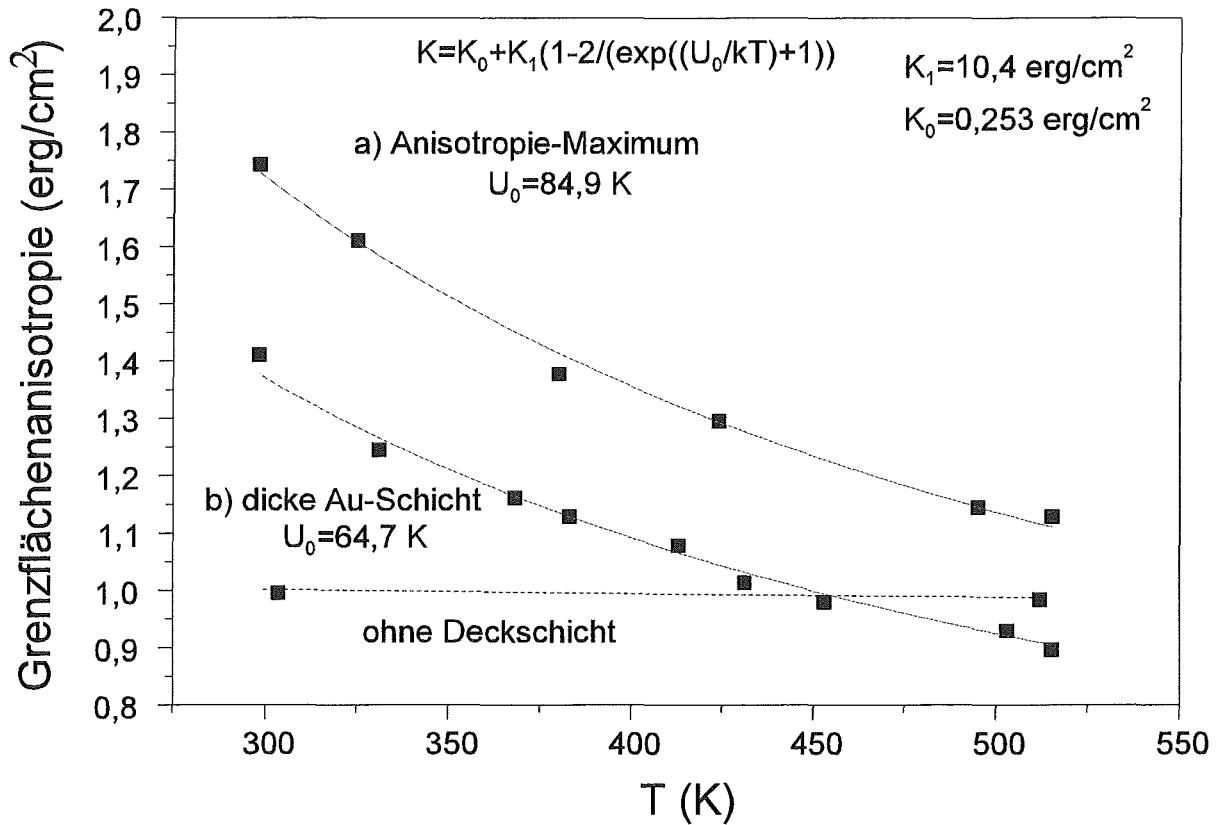


Abbildung 7.4: Temperaturabhängigkeit der Grenzflächenanisotropie (a) für das Maximum der kritischen Schichtdicke bei etwa 1 ML, (b) für eine Bedeckung von etwa 3 ML, sowie für die Co-Schicht ohne aufgedampftes Au. Die exponentiell gekrümmten Linien dienen der Führung des Auges und sind die Graphen einer phänomenologischen Funktion, welche die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie anhand eines einfachen Zwei-Bänder-Modells beschreibt (siehe Erläuterungen im Text).

möglich.

Stattdessen ist offenbar eine Veränderung der elektronischen Struktur des ganzen Schichtsystems erfolgt. Verändert die zusätzlich aufgedampfte Au-Deckschicht die Bandstruktur und/oder die Fermienergie der Co-Schicht derart, daß flache, durch die Spin-Bahn-Aufspaltung um 10^{-4} bis 10^{-3} eV separierte Bänder an der Fermikante zu liegen kommen, so kann dies die vorher nicht beobachtete starke Temperaturabhängigkeit zumindest plausibel machen [119].

Zur Verdeutlichung der Argumentation wurde an die in Abbildung 7.4 gezeigten Meßwerte zur Führung des Auges eine phänomenologische Funktion $K = K_0 + K_1(1 - 2/(\exp(U_0/kT) + 1))$ angepaßt, die die Grenzflächenanisotropie als eine Funktion der von der thermischen Aufweichung der Fermikante abhängigen Füllung solcher Bänder beschreibt. Obwohl hiermit keine quantitativen Aussagen gewonnen werden können, liegt die zur Anpassung des Modells an die Meßdaten nötige Separation U_0 solcher Bänder in

dem für die Spin-Bahn-Wechselwirkung an Grenzflächen typischen Größenordnung von einigen 10^{-4} bis einigen 10^{-3} eV.

Die Zurückführung des veränderten Anisotropieverhaltens auf eine veränderte elektronische Struktur des Schichtsystems ist plausibel, da mit dem Aufbringen von Deckschichten auf Co auch andere Änderungen der elektronischen Struktur stattfinden. So können sich sogenannte *quantum well*-Zustände (QW-Zustände) ausbilden. Diese entstehen, wenn Elektronen in dünnen Deckschichten neben dem periodischen Kristallpotential zusätzlich Potentialunterschiede an Grenz- oder Oberflächen erfahren. Die elektronischen Zustände der Deckschicht sind dann entlang der Normalen des Schichtsystems sowohl durch die Grenzfläche zur magnetischen Schicht als auch durch die Grenze zum Vakuum in einem Potentialtopf gebunden. Solche Zustände wurden inzwischen vielfach in Metallschichtsystemen mittels Elektronenspektroskopie beobachtet (siehe z.B. [135, 139, 138]). Für Edelmetalle auf ferromagnetischen Substraten sind die aus den sp-Bändern herrührenden QW-Zustände spinpolarisiert und Ursache der oszillierenden Kopplung von ferromagnetischen Lagen über Zwischenschichten [138].

Gleichfalls wurden auch nicht spinpolarisierte d-artige quantum-well-Zustände in metallischen Schichtsystemen gefunden [135, 139]. Diese bilden sich im Falle von Au(111)/Co(0001) gerade in dem Dickenbereich von 0.5 bis 1.5 ML, in dem auch die Veränderungen der Temperatur- und Schichtdickenabhängigkeit der Anisotropie eintreten [135].

Zur Erklärung der beobachteten Effekte können sie dennoch nicht dienen, da sie weit unterhalb der Fermikante liegen und auch nicht spinpolarisiert sind. Demonstriert wird durch diese Ergebnisse allerdings, daß gerade im Dickenbereich von 0.5 bis 1.5 ML weitreichende Änderungen der elektronischen Struktur auftreten.

Es liegt daher nahe, solche Änderungen der elektronischen Struktur der Co/Au(111)-Schicht durch eine Au-Deckschicht für die ungewöhnliche Schichtdicken- und Temperaturabhängigkeit der Anisotropie in bedeckten Schichten verantwortlich zu machen. Eine theoretische Begründung für das beobachtete Verhalten steht allerdings noch aus.

Weitere experimentelle Studien und vor allem Bandstrukturechnungen sind an diesem interessanten System notwendig, um das Verhalten der senkrechten magnetischen Anisotropie mit der elektronischen Struktur zu korrelieren.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit sind mittels des Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen (REMPA) die mikromagnetischen Strukturen in Co auf Au(111) untersucht worden. Der Schwerpunkt der Arbeit lag dabei auf der Bestimmung der Domänenstrukturen im Bereich der senkrechten Magnetisierung und dem Verhalten des magnetischen Systems am Reorientierungsübergang. Zur genauen Analyse des Wechselspiels zwischen magnetostatischer Energie und Domänenwandenergie wurden dickenvariable, keilförmige Proben präpariert.

Vom System Co/Au(111) war bekannt, daß bestimmte Anlaßprozeduren die rau aufwachsende Schicht glätten können [63, 53]. Daher wurden in dieser Studie sowohl wie-gewachsene als auch angelassene Co-Keile im Dickenbereich von 0 bis 12 atomaren Lagen präpariert, um den Einfluß der Morphologie auf die Domänenstruktur und die Anisotropie zu untersuchen. Die Voruntersuchungen zeigten, daß während des Anlassens neben einem Glättungsprozeß auch Diffusion von Au auf die Co-Schicht stattfindet.

In wie-gewachsenen Proben sind im gesamten Schichtdickenintervall kleine Domänen von 2 bis 5 μm Größe festzustellen, die als Wachstumsdomänen identifiziert werden können. Der Reorientierungsübergang, bei dem die Magnetisierung aus der Senkrechten in die Filmebene dreht, liegt bei etwa 4 ML.

Beim Anlassen der Schicht wachsen die Domänen. Die kritische Dicke t_c des Reorientierungsübergangs verschiebt sich um etwa eine ML nach oben und es bildet sich eine charakteristische Schichtdickenabhängigkeit der Domänen aus: Im Bereich kleinster Schichtdicken steigt die Domänenengröße linear mit der Dicke an. Ab etwa 3.5 ML liegt ein nahezu eindomäniger Zustand vor, auf den kurz vor dem Reorientierungsübergang eine exponentielle Abnahme der Domänenengröße folgt.

Dieses Verhalten, das hier erstmals in ultradünnen Schichten beobachtet wurde, steht in Übereinstimmung mit der mikromagnetischen Theorie. Aus dem exponentiellen Zerfall der Domänenengröße kann unabhängig von anderen Methoden die magnetische Anisotropie

bestimmt werden.

Am Reorientierungsübergang gibt es einen Schichtdickenbereich von wenigen zehntel Monolagen, bei der die makroskopische Magnetisierung scheinbar verschwindet. Analysen mit höchster Auflösung bewiesen dagegen, daß dieses Gebiet mit Domänen im Submikrometerbereich durchsetzt ist. Das Magnetisierungssignal verschwindet zwar nie vollständig, ist aber um 60 - 70 % reduziert. Beim Aufmagnetisieren dieses Bereichs ist dagegen das volle Magnetisierungssignal vorhanden, was eine nennenswerte Reduktion der Ordnungstemperatur in der Nähe der kritischen Schichtdicke ausschließt.

Die Auflösung in den Untersuchungen des Reorientierungsübergangs lag bei deutlich unter 100 nm. Weil unterhalb dieser Längenskala nach der mikromagnetischen Theorie keine klare Trennung zwischen Domänen und Domänenwänden mehr existiert ($D \approx w$), muß die Magnetisierung in Form einer kontinuierlichen Modulation unterhalb der Auflösungsgrenze des REMPA vorliegen. In dieser Untersuchung wurde somit erstmals Evidenz für einen Magnetisierungszustand gefunden, der erst bei lateralen Auflösungen oberhalb etwa 1 μm von einem Verlust der langreichweitigen Ordnung unterscheidbar wird. Dieser Zustand tritt in rauen Co-Schichten, wie zum Beispiel Co/Au(111) auf Glas nicht auf. Eine direkte Abbildung der Magnetisierungsmodulation innerhalb eines solchen Zustandes erfordert eine Verbesserung der REMPA-Technik um wenigstens einen Faktor drei, da der gefundene Verlust an makroskopischem Polarisationsignal nur mit Modulationlängen unterhalb etwa 40 nm erklärt werden kann.

Der aufmagnetisierte Reorientierungsübergang zeigt eine kontinuierliche Drehung von $\vec{M}$ in die Filmebene. Dieser Zustand ist allerdings metastabil und zerfällt in Domänen. In wie-gewachsenen Schichten geschieht dies schon bei Raumtemperatur innerhalb von Stunden und ist wahrscheinlich auf eine Metastabilität der Schicht selbst zurückzuführen. In angelassenen Schichten findet der Zerfall in Domänen dagegen erst bei einer Temperatur von etwa 450 bis 470 Kelvin statt und kann aus der mikromagnetischen Theorie begründet werden.

Das Erscheinungsbild sowie die Breite des Reorientierungsübergangs kann nicht durch eine Drehung unter dem Einfluß von K_2 erklärt werden. Zu seinem Verständnis ist ein zusätzlicher, morphologisch begründeter Anisotropieterm, welcher eine leichte Richtung unter 45° zur Normalen erzeugt, sinnvoll.

Das zusätzliche Aufbringen von Au-Deckschichten erhöht die magnetische Anisotropie. Diese Erhöhung ist allerdings nicht monoton. Stattdessen entsteht zwischen 1 und 1.5 ML ein Maximum in der magnetischen Anisotropie. Außerdem wird die Temperaturabhängigkeit der kritischen Schichtdicke drastisch erhöht. Infolgedessen ist für Temperaturen oberhalb 450 K die Anisotropie eines Schichtsystems mit 2 Co/Au(111)-Grenzflächen *kleiner* als diejenige einer nur gering mit Gold bedeckten Schicht. Das Verhalten

kann nicht konsistent mit Modellen erklärt werden, die die Anisotropiebeiträge einzelner Grenzflächen separieren.

Dies deutet darauf hin, daß die Ursache des ungewöhnlichen Verhaltens der magnetischen Anisotropie in einer elektronischen Modifikation des gesamten Schichtsystems durch die aufgebrachte Au-Deckschicht zu suchen ist, welche gleichzeitig auch die Ausbildung von quantum-well-Zuständen verursacht. In ultradünnen Filmen ist eine eindeutige Separation der Einflüsse von einzelnen Grenzflächen somit nicht immer möglich, das Schichtsystem muß als Einheit betrachtet werden. Bandstrukturechnungen des interessanten Schichtsystems Au/Co/Au(111) sind nötig, um das beobachtete Anisotropieverhalten zu verstehen.

Anhand der keilförmigen Schichten wurde demonstriert, daß durch Anlaßprozeduren und Veränderungen der Schichtdicke fast jede beliebige Domänengröße einstellbar ist. Gleichzeitig sind am magnetischen Reorientierungsübergang mikromagnetische Zustände möglich, die zwar nicht durch einen mikroskopischen Verlust der magnetischen Ordnung gekennzeichnet sind, aber eine magnetische Modulationslänge aufweisen, für welche die Aufteilung in Domänen und Domänenwände nicht mehr gültig ist.

Abbildung 8.1 zeigt zusammenfassend die verschiedenen möglichen Domänenkonfigurationen in einer angelassenen Co-Schicht variabler Dicke.

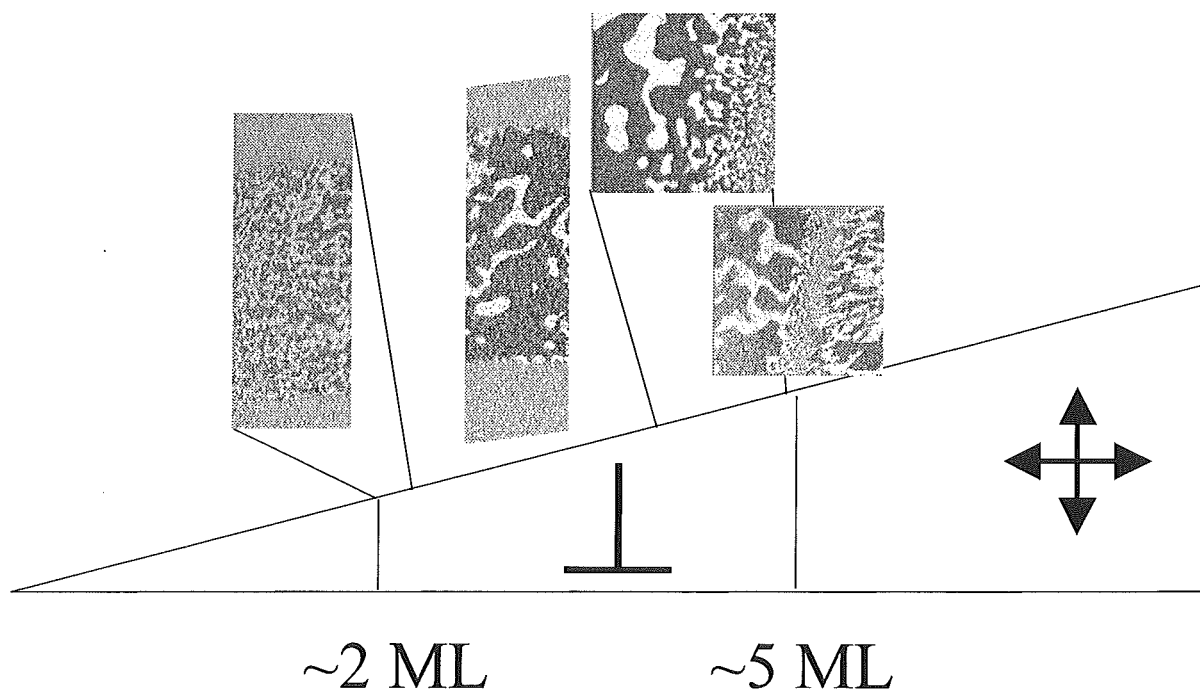


Abbildung 8.1: Übersicht über die verschiedenen in einem angelassenen Co/Au(111)-Keil auftretenden Domänenstrukturen

Co auf Au(111) bietet sich somit gut als Referenzsystem an, um Domänengröße und Morphologie zu korrelieren, wobei eine Korrelation auf Nanometerskala mit sogenannten *scanning probe*-Techniken gerade für die angelassenen Schichten ein tieferes Verständnis der mikromagnetischen Strukturen liefern kann.

Anhang A

Magnetostatische Energieausdrücke für verschiedene Domänenkonfigurationen

Im folgenden werden kurz Verallgemeinerungen der magnetostatischen Energieterme dargestellt. Es werden andere Domänengeometrien als die der Streifendomänen betrachtet [27] sowie der Fall, daß die Wandweite w nicht als verschwindend gering angenommen werden kann und sich ein beliebiges Magnetisierungsprofil ergibt [127].

Verallgemeinertes Schachbrettmuster

$$E_d = \left(\frac{4}{\pi}\right)^3 \frac{2\pi M_s^2}{\pi} \times \sum_{\substack{n=1 \\ \text{nungerade}}}^{\infty} \sum_{\substack{m=1 \\ \text{mungerade}}}^{\infty} \frac{1}{n^2 m^2 \sqrt{(n/D_1)^2 + (m/D_2)^2}} \left(1 - \exp\left(-\pi t \sqrt{(n/D_1)^2 + (m/D_2)^2}\right)\right)$$

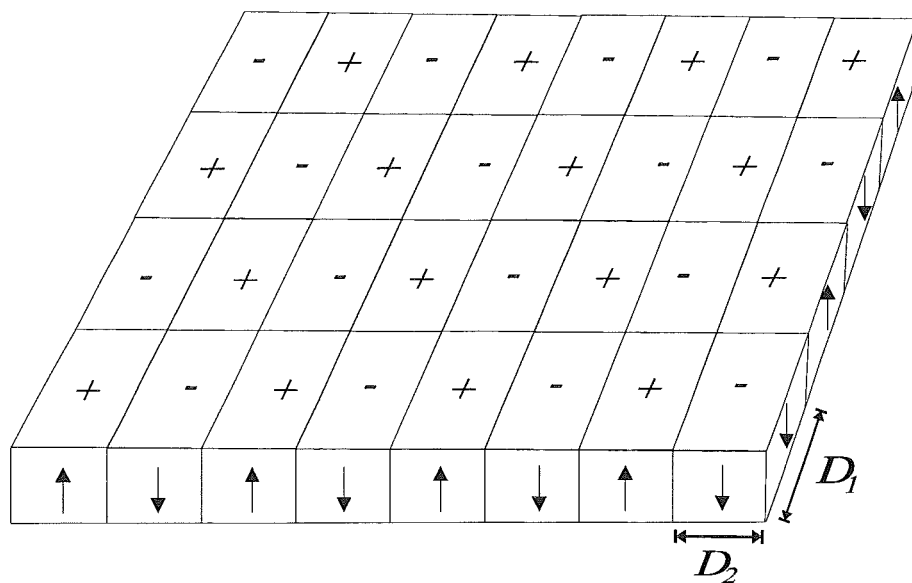


Abbildung A.1: Verallgemeinerte schachbrettartige Domänenstruktur aus rechteckigen Domänen der Seitenlängen D_1 und D_2 in einer Schicht der Dicke t . Für $D_1 = D_2$ ergibt sich das ideale Schachbrettmuster, für (o.B.d.A.) $D_2 \rightarrow \infty$ folgt der Ausdruck für Streifendomänen.

Beliebiges eindimensionales Magnetisierungsprofil der Periodizität D

Können die Domänenwände nicht als vernachlässigbar schmal angenommen werden, ($w/D \not\ll 1$), so ist ein kontinuierliches Magnetisierungsprofil anzunehmen. Kann die Flächendichte der magnetischen Oberflächenpole in eine Fourierreihe der Form

$$\sigma = M_s \sum_{n=1}^{\infty} \left(a_n \cos \frac{n\pi x}{D} + b_n \sin \frac{n\pi x}{D} \right) \quad (\text{A.1})$$

entwickelt werden, so folgt für die magnetostatische Energie [127]:

$$E_D = M_s^2 D \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(1 - \exp \left(-\frac{n\pi t}{D} \right) \right) (a_n^2 + b_n^2) \quad (\text{A.2})$$

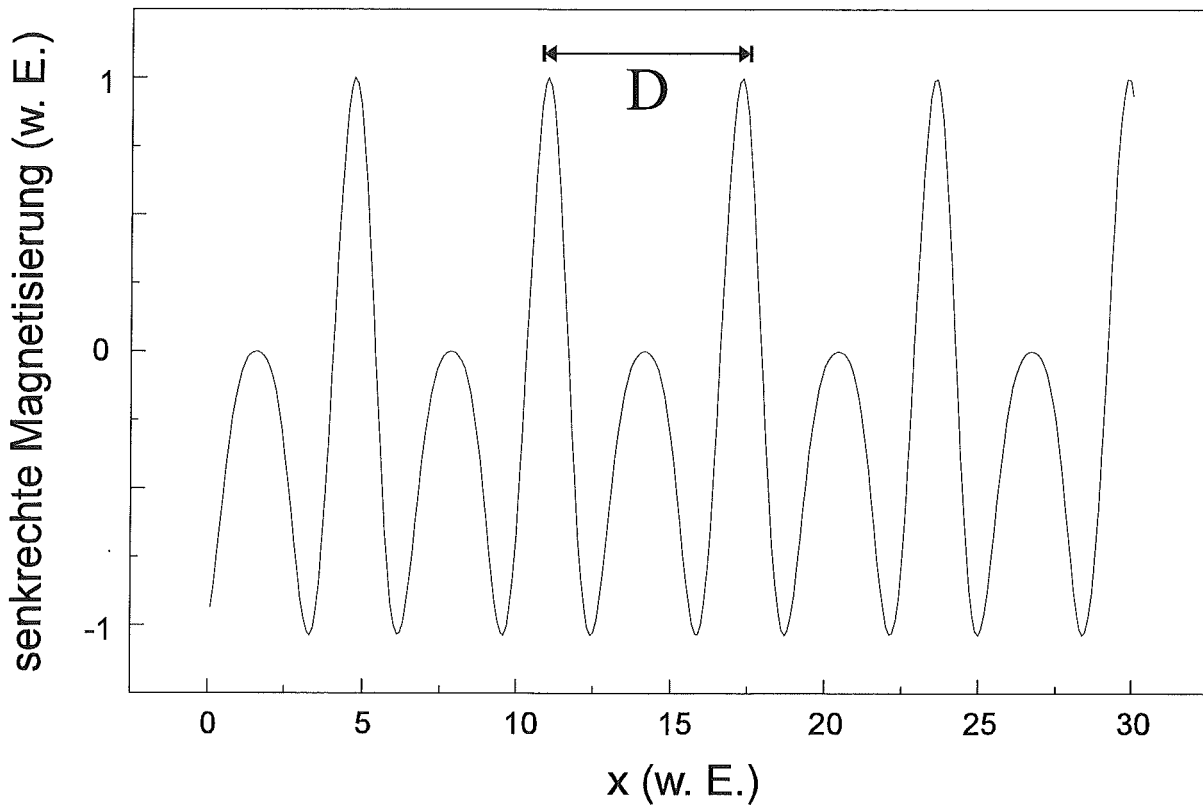


Abbildung A.2: Verallgemeinertes Magnetisierungsprofil mit der Periodizität D .

Literaturverzeichnis

- [1] C. Kittel, Rev. mod. Phys. **21**, 541, (1949)
- [2] C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295, (1958)
- [3] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. **57**, 2442, (1986)
- [4] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. **61**, 2472, (1988)
- [5] S. Müller, P. Bayer, C. Reischl, K. Heinz, B. Feldmann, H. Zilligen, M. Wuttig, Phys. Rev. Lett. **74**, 765, (1995)
- [6] L. Gonzales, R. Miranda, M. Salmeron, J.A. Verges und F. Yndurain, Phys. Rev. **B 24**, 3245, (1981)
- [7] B. Heinrich, Z. Celinski, J.F. Cochran, A.S. Arrott, K. Myrtle J. Appl. Phys. **70**, 5769, (1991)
- [8] W.B. Zeper, P.F. Carcia, IEEE Trans. Magn. **25**, 3764, (1989)
- [9] D. Pescia, M. Stampanoni, G.L. Bona, A. Vaterlaus, R.F. Willis, F. Meier, Phys. Rev. Lett. **58**, 2126, (1987)
- [10] L. Néel, J. Phys. Rad. **15**, 225, (1954)
- [11] Z. Málek und V. Kamberský, Czech. J. Phys. **21**, 416, (1958)
- [12] U. Gradmann und J. Müller, Phys. Stat. Sol. **27**, 313, (1968)
- [13] Y. Yafet und E.M. Gyory, Phys. Rev. **B 38**, 9145, (1988)
- [14] K. Kooy und U. Enz, Philips Res. Rep. **15**, 7, (1960)
- [15] W.F. Brown und A.E. LaBonte, J. Appl. Phys. **36**, 1380, (1965)

- [16] B.A. Lilley, *Phil. Mag.* **41**, 792, (1950)
- [17] E.C. Stoner, *Phil. Mag.* **15**, 1080, (1937)
- [18] W.F. Brown "Magnetostatic principles in ferromagnetism", North Holland Publishing, Amsterdam, (1962)
- [19] N.D. Mermin und H. Wagner, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 1133, (1966)
- [20] R. Zeller, Vorlesungsmanuskript, 24. IFF-Ferienkurs "Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen", Jülich, (1993)
- [21] S. Blügel, Vorlesungsmanuskript, 24. IFF-Ferienkurs "Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen", Jülich, (1993)
- [22] W. Clemens und S. Blügel, unveröffentlicht
- [23] G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly und M.F.H. Schuurmans, "Magnetic anisotropy from first principles", in J.A.C. Bland, B. Heinrich, (eds.) "Ultrathin Magnetic Structures I", Springer, Berlin, (1994)
- [24] O. Eriksson, A.M. Boring, R.C. Albers, G.W. Fernando, B.R. Cooper, *Phys. Rev. B* **45**, 2868, (1992)
- [25] R. Allenspach, M. Stampanoni, und A. Bischof *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3344, (1990)
- [26] A.B. Kashuba und V.L. Pokrovsky, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3155, (1993), und *Phys. Rev. B* **48**, 10335, (1993)
- [27] B. Kaplan und G.A. Gehring, *J. Mag. Mag. Mat.* **128**, 111, (1993)
- [28] B. Gehring, Diplomarbeit, RWTH Aachen, (1993)
- [29] S. Knappmann, Diplomarbeit, Universität Münster, (1994)
- [30] M. Speckmann, H.P. Oepen, und H. Ibach, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 2035, (1995)
- [31] A. Berger, U. Linke und H.P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 686, (1993)
- [32] W. Wulfhekel, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, (1994)
- [33] Th. Poschmann, Diplomarbeit, RWTH Aachen, (1995)
- [34] C.M. Schneider, Dissertation, FU Berlin, (1990)

- [35] D.P. Pappas, K.-P. Kämper, und H. Hopster, Phys. Rev. Lett. **64**, 3179, (1990)
- [36] D.P. Pappas, C.R. Brundle, und H. Hopster, Phys. Rev. **B 45**, 8169, (1992)
- [37] Z.Q. Qiu, J. Pearson, S.D. Bader, Phys. Rev. Lett. **70**, 1006, (1993)
- [38] A. Berger und H. Hopster, Phys. Rev. Lett. **76**, 519, (1996)
- [39] A. Berger, Dissertation, RWTH Aachen, (1993)
- [40] H.P. Oepen, J. Magn. Magn. Mat. **93**, 116, (1991)
- [41] B. Feldmann, Dissertation, RWTH Aachen, (1995)
- [42] M. Schäfer, private Mitteilung
- [43] J. Thomassen, Dissertation, RWTH Aachen, (1993)
- [44] D.K. Morr, P.J. Jensen, K.-H. Bennemann, Surf. Sci. **307-309**, 1109, (1994)
- [45] R. Jansen, private Mitteilung
- [46] M. Bander und D.L. Mills, Phys. Rev. **B 38**, 12015, (1988)
- [47] P. Grünberg, "Magnetooptik und magnetooptische Speichermedien", Vorlesungsmanuskript, in: 21. IFF-Ferienkurs "Festkörperforschung für die Informationstechnik" (1990)
- [48] R.P. Erickson und D. L. Mills, Phys. Rev. **B 46**, 861, (1992)
- [49] D.L. Mills, "Thermodynamic properties of ultrathin ferromagnetic films", in J.A.C. Bland, B. Heinrich, (eds.) "Ultrathin Magnetic Structures I", Springer, Berlin, (1994)
- [50] D. Pescia und V.L. Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. **65**, 2599, (1990)
- [51] P. Politi, A. Rettori, M.G. Pini und D. Pescia, Europhys. Lett. **28**, 71, (1994)
- [52] R. Allensbach und A. Bischof, Phys. Rev. Lett. **69**, 3385, (1992)
- [53] A. Suciu, Diplomarbeit, RWTH Aachen, (1991)
- [54] C. Bach, Dissertation, RWTH Aachen, (1996)
- [55] C. Tölkes, Diplomarbeit, Universität Bonn, (1995)

- [56] J.J. de Miguel, A. Cebollada, J.M. Gallego, S. Ferrer, R. Miranda, C. M. Schneider, P. Bressler, J. Garbe, K. Bethke, und J. Kirchner, *Surf. Sci.* **211/212**, 724, (1989)
- [57] A. Berger, unveröffentlicht
- [58] M. Albrecht, T. Furubayshi, U. Gradmann, W.A. Harrison, *J. Magn. Magn. Mat.* **104-107**, 1699, (1992)
- [59] G.A. Prinz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1051, (1985)
- [60] C. Chappert, K. Le Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, D. Renard, *Phys. Rev. B* **34**, 3192, (1986)
- [61] D. Renard und G. Nihoul, *Phil. Mag.* **B 55**, 75, (1987)
- [62] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, P. Bruno, und D. Renard, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2054 (1990)
- [63] F.J.A. den Broeder, D. Kuiper, A.P. van de Mosselaer, und W. Hoving, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2769, (1988)
- [64] P. Bruno, *J. Phys. F* **18**, 1291, (1988)
- [65] G.H.O. Daalderoop, P.J. Kelly, und F.J.A. den Broeder, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 682, (1992)
- [66] P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 3153, (1988)
- [67] H.J.G. Draaisma und W.J.M. de Jonge, *J. Appl. Phys.* **64**, 2610, (1988)
- [68] B. Voigtländer, G. Meyer, und N.M. Amer, *Phys. Rev. B* **44**, 10354 (1991)
- [69] B. Voigtländer, private Mitteilung
- [70] A.R. Sandy, S.G.J. Mochrie, D.M. Zehner, K.G. Huang, und D. Gibbs, *Phys. Rev. B* **43**, 4667, (1991)
- [71] N.J. Tao und S.M. Lindsey, *J. Appl. Phys.* **70**, 5141, (1991)
- [72] J. Wollschläger und N.M. Amer, *Surf. Sci.* **277**, 1, (1992)
- [73] T.B. Massalski, J.L. Murray, L.H. Bennett, (editors) "Binary alloy phase diagrams", American Society for Metals, (1986), ISBN 0-87170-261-4
- [74] Landolt-Börnstein Vol. II, Part 9, 6. Auflage, Springer, Berlin, (1962) und Landolt-Börnstein New Series, Group 3, Vol. 19a, Springer, New York, (1986)

- [75] Einen kurzen Überblick bietet: S. Müller-Pfeiffer, “Grundlagen des Mikromagnetismus II: Numerische Methoden“, 24. IFF-Ferienkurs “Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen“, Jülich, (1993)
- [76] S. Ould-Mahfoud, R. Megy, N. Bardou, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, J. Corno, B. Lecuyer, G. Sczigel, P. Veilet und D. Weller, in Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 313, 251, (1993)
- [77] R. Allenspach in NATO ASI series B, Physics, vol. 309, proceedings of the NATO Advanced Research Workshop: Magnetism and structure in systems of reduced dimensions, Cargèse, Corsica, France, p. 33
- [78] J. Pommier, P. Meyer, G. Penissard, J. Ferré, P. Bruno, D. Renard, Phys. Rev. Lett. **65**, 2054, (1990)
- [79] M.H. Wiedmann, B.N. Engel, R.A. van Leeuwen, K. Mibu, T. Shinjo, C.M. Falco, in Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol 313, p.531 (1993)
- [80] B.N. Engel, M.H. Wiedmann, R.A. van Leeuwen, und C.M. Falco, Phys. Rev. **B** **48**, 9894, (1993)
- [81] M.H. Wiedmann, B.N. Engel, C.M. Falco, J. Appl. Phys. **76**, 6075. (1994)
- [82] C. Chappert und P. Bruno, J. Appl. Phys. **64**, 5736, (1988)
- [83] T. Kingetsu und K. Sakai, J. Appl. Phys. **74**, 6308, (1993)
- [84] J.C. Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172, (1991)
- [85] B. Dieny und A. Vedyayev, Europhys. Lett. **25**, 723, (1994)
- [86] C.H. Lee, Hui He, F. Lamelas, W. Vavra, C. Uher, und R. Clarke, Phys. Rev. Lett. **62**, 653, (1989)
- [87] J.P. Renard und P. Beauvillain, Physica Scripta, **T 19**, 405, (1987)
- [88] C.H. Lee, Hui He, F.J. Lamelas, W. Vavra, C. Uher, und R. Clarke, Phys. Rev. **B** **42**, 1066, (1990)
- [89] D.D. Chambliss, R. Wilson, und S. Chiang, Phys. Rev. Lett. **66**, 1721, (1991)
D.D. Chambliss und R. Wilson, J. Vac. Sci. Technol. **B** **9**, 933, (1991)
- [90] W.J.M. de Jonge, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder “Experimental Investigations of Magnetic Anisotropy“ in: J.A.C. Bland, B. Heinrich, (eds.) “Ultrathin Magnetic Structures I“, Springer, Berlin, (1994)

- [91] J.J. de Vries, P.J.H. Bloemen, M.T. Johnson, J. aan de Stegge, A. Reinders, W.J.M. de Jonge, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, L129, (1994)
- [92] P. Beauvillain, C. Chappert, V. Grolier, R. Mégy, S. Ould-Mahfoud, J.P. Renard, und P. Veillet, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 503, (1993)
- [93] P. Beauvillain, A. Bounouth, C. Chappert, R. Mégy, S. Ould-Mahfoud, J.P. Renard, P. Veillet, D. Weller, J. Corno, *J. Appl. Phys.* **76**, 6078, (1994)
- [94] A. Kirilyuk, J. Ferré, J. Pommier, D. Renard, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 536, (1993)
- [95] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, D. Renard, J.P. Renard, J. Seiden, *J. Appl. Phys.* **68**, 5759, (1993)
- [96] J. Kohlhepp, H.J. Elmers, U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 487, (1993)
- [97] H. Fritzsche, J. Kohlhepp und U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mat.* **148**, 154, (1995)
- [98] J.H. van der Merwe und W. A. Jesser, *J. Appl. Phys.* **64**, 4968, (1988)
- [99] H. P. Oepen und J. Kirschner, *Scanning Micros.* **5**, 1, (1991)
- [100] H. P. Oepen und J. Kirschner, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 819, (1989)
- [101] G. Chobrok und M. Hofmann, *Phys. Lett.* **57A**, 257, (1976)
- [102] E. Kisker, W. Gudat, und K. Schröder, *Solid State Comm.* **44**, 591, (1982)
- [103] J. Unguris, D.T. Pierce, A. Galys und R. J. Celotta, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 72, (1982)
- [104] H. Hopster, R. Raue, E. Kisker, G. Güntheroth und M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 70, (1993)
- [105] J. Kirschner und S. Suga, *Solid State Comm.* **64**, 997, (1987)
- [106] H. Seiler, *J. Appl. Phys.* **54**, R1, (1983)
- [107] J. Kirschner, K. Koike, und H. P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2099, (1988)
- [108] H. Hopster, "Spin-polarized electron spectroscopies", in J.A.C. Bland, B. Heinrich, (eds.) "Ultrathin Magnetic Structures I", Springer, Berlin, (1994)
- [109] J. Kirschner, "Polarized Electrons at Surfaces", Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 106, Springer Verlag, Berlin (1985)

- [110] D.L. Abraham und H. Hopster, Phys. Rev. Lett. **58**, 1352, (1987)
- [111] J. Kirschner, Phys. Bl. **42**, 401, (1986)
- [112] J. Kessler, "Polarized Electrons", Springer, Berlin, (1985)
- [113] J. Kirschner: "Sources and Detectors for Polarized Electrons", in R. Feder (editor): "Polarized Electrons in Surface Physics" World Scientific Publishers Co., Singapore, (1985)
- [114] U. Linke, private Mitteilung
- [115] A. R. Miedema, Z. Metallkde. **69**, 287, (1978)
- [116] A. R. Miedema und F.J.A. den Broeder, Z. Metallkde. **70**, 14, (1979)
- [117] W.R. Tyson und W.A. Miller, Surf. Sci. **62**, 267, (1977)
- [118] J. Kirschner, "Spin-polarized secondary electrons from ferromagnets", in: A. Howie and U. Valdré (editors): "Surface and interface characterization by electron optical methods", Plenum Publishing Co. p. 267
- [119] S. Blügel, private Mitteilung
- [120] D.L. Mills, J. Magn. Magn. Mater. **100**, 515 (1991)
- [121] R. Czech und J. Villain, J. Phys.: Condensed Matter **1**, 619, (1989)
- [122] C. Marlière, B.N. Engel und M. Falco, MRS Spring Meeting San Francisco, April 1995
- [123] M.M. Dovek, C.A. Lang, J. Nogami und C.F. Quate, Phys. Rev. **B 40** 11973, (1989)
- [124] S. Chikazumi, "Physics of Magnetism", J. Wiley, New York, (1964)
- [125] E. Kneller, "Ferromagnetismus", Springer, Berlin, (1962)
- [126] A. Rabe, N. Memmel, A. Steltenpohl, und Th. Fauster, Phys. Rev. Lett. **73**, 2728, (1994)
- [127] J.P. Jakubovics, Phil. Mag. **14**, 881, (1966)
- [128] A. Hubert, "Theorie der Domänenwände in geordneten Medien", Springer, Berlin, (1974)

- [129] P. Bruno, "Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy", 24. IFF-Ferienkurs "Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen", Jülich, (1993)
- [130] D.S. Chuang, C. A. Ballentine, und R.C. O'Handley, Phys. Rev. **B 49**, 15084, (1994)
- [131] R. Allenspach, J. Magn. Magn. Mat. **129**, 160, (1994)
- [132] A.J. Freeman und R. Wu, J. Magn. Magn. Mat **100**, 497, (1991)
- [133] J.G. Gay und R. Richter, Phys. Rev. Lett. **56**, 2728, (1986)
- [134] G.H.O. Daalderop, P.J. Kelly und M.F.H. Schuurmans, Phys. Rev. **B 42**, 7270, (1990)
- [135] D. Hartmann, W. Weber, A. Rampe, S. Popovic und G. Güntherodt, Phys. Rev. **B 48**, 16837, (1993)
- [136] F.J. Himpsel und D.E. Eastman, Phys. Rev. **B 21**, 3207, (1980)
- [137] K. Koike, T. Furukawa, und Y. Murayama, Phys. Rev. **B 51**, 10260, (1995)
- [138] J.E. Ortega, F.J. Himpsel, G.J. Mankey und R.F. Willis, Phys. Rev. **B 44**, 1540, (1993) und Zitate darin
- [139] D. Li, J. Pearson, J.E. Mattson, S.D. Bader, P.D. Johnson, Phys. Rev. **B 51**, 7195, (1995)

Danksagung

Mein Dank gilt Prof. Dr. H. Ibach, der mir diese Dissertation am Institut für Grenzflächenforschung und Vakuumphysik des Forschungszentrums Jülich ermöglicht hat.

Dr. H.P. Oepen danke ich besonders für die Betreuung dieser Arbeit und die Einführung in die Technik des Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse der Sekundärelektronen. Seine Unterstützung in technischen Fragen und die wissenschaftlichen Diskussionen mit ihm haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn K. Hieble danke ich für die immer vorhandene Hilfsbereitschaft bei der Beseitigung von technischen Problemen aller Art.

Herrn U. Linke danke ich für die Präparation der Au(111)-Einkristalle und die vielen nützlichen Ratschläge während meiner Tätigkeit am Institut.

Den Herren Diplom-Physikern Stefan Knappmann, Wulf Wulfhekel und Thomas Poschmann danke ich für das gute Arbeitsklima in der Gruppe.

Ich danke den Mitarbeitern der elektronischen und der mechanischen Werkstatt, insbesondere Herrn D. Strobl, für konstruktive Ratschläge und die Konstruktion des verschiebbaren Blendenmechanismus sowie für die schnelle Hilfe bei vakuumtechnischen oder elektronischen Problemen.

Allen weiteren Mitgliedern des Instituts danke ich für ihre erwiesene Hilfsbereitschaft und das gute Arbeitsklima.

Schließlich danke ich meinen Freunden Roland Goschke, Matthias Drodts, Thomas Poschmann, Dr. Benedikt Feldmann und Christian Klünker für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

Jül-3237
Juni 1996
ISSN 0944-2952