

Spinreorientierungsübergänge in ultradünnen Filmen: Der Einfluß von äußeren Feldern

Dissertation



zur Erlangung des akademischen Grades

doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt der

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

von Frau Sabine Pütter
geb. am 26. Juli 1970 in Wolfsburg

Gutachter:

1. Prof. Dr. W. Hergert
2. Prof. Dr. J. Kirschner
3. Prof. Dr. M. Farle

Halle/Saale, 17. April 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Betrachtungen	3
2.1	Der Spinreorientierungsübergang	3
2.1.1	Abhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs von der Filmdicke	3
2.1.2	Abhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs vom Magnetfeld .	6
2.2	Suszeptibilität	11
2.2.1	Bestimmung der transversalen Suszeptibilität im Nullfeld	12
2.2.2	Die transversale Suszeptibilität im Feld (in der Ebene)	15
2.2.2.1	Übergang über eine verkippte Magnetisierung	15
2.2.2.2	Übergang über den Bereich der Koexistenz	17
2.3	Koexistenz und Besetzung von magnetischen Phasen	18
2.3.1	Besetzungsmodell	19
2.4	Der magneto-optische Kerr-Effekt	23
2.4.1	Phänomenologische Beschreibung	23
2.4.2	Das Kerr-Signal ultradünner Filme	24
2.4.3	Das Kerr-Signal von Co/Au(111)	26
3	Experimenteller Aufbau und Probenpräparation	27
3.1	Aufbau und Ausstattung der UHV-Kammer	27
3.2	Der Probenhalter	29
3.3	Probenpräparation	29
3.4	Experimentelle Aufbauten zur Anwendung des magneto-optischen Kerr-Effekts	31
3.4.1	MOKE-Systeme	31
3.4.2	Das Suszeptibilitätsexperiment	33
3.4.3	Kerr-Mikroskop	34
4	Struktur und Morphologie	35
4.1	Die Oberflächenrekonstruktion von Gold	35
4.2	Wachstum von Kobalt auf Gold(111)	36

5	Magnetisierungskurven von Co/Au(111) bei verschiedenen Filmdicken	37
5.1	Hysterese in Abhängigkeit von der Filmdicke	37
5.2	Die Kerr–Elliptizität von Kobalt auf Gold(111)	41
5.3	Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs in Abhängigkeit von der Zeit	43
5.4	Hysterese im Spinreorientierungsübergang	47
5.5	Zusammenfassung	50
6	Suszeptibilität während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111)	51
6.1	Suszeptibilität (ohne äußeres Feld)	51
6.1.1	Durchführung	51
6.1.2	Feldmodulation entlang der Filmnormalen	52
6.1.3	Feldmodulation in der Filmebene	54
6.1.3.1	Longitudinale Geometrie (Einfallswinkel +45 Grad) . . .	54
6.1.3.2	Polare Geometrie (Einfallswinkel 9 Grad)	55
6.1.3.3	Umkehrung des Einfallswinkels der longitudinalen Geometrie (Einfallswinkel –45 Grad)	57
6.1.3.4	Trennung von longitudinalem und polarem Signal	58
6.1.4	Zusammenfassung	59
6.1.5	Kombination der Modulationsrichtungen	60
6.1.6	Welcher Art ist der Spinreorientierungsübergang?	62
6.2	Suszeptibilität im äußeren Feld (in der Ebene)	67
6.2.1	Feldmodulation entlang der Filmnormalen	67
6.2.2	Feldmodulation in der Filmebene	69
6.2.3	Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld	70
6.3	Zusammenfassung	74
7	Kerr–Mikroskopie an Keilen von Kobalt auf Gold(111)	75
7.1	Durchführung	75
7.2	Das longitudinale Kerr–Signal	77
7.3	Vergleich verschiedener Vormagnetisierungen	79
7.4	Untersuchung einzelner Feldkonfigurationen	81
7.4.1	Positives Feld in der Ebene	82
7.4.2	Negatives Feld in der Ebene	83
7.4.3	Positives Magnetfeld entlang der Filmnormalen	84
7.4.4	Negatives Magnetfeld entlang der Filmnormalen	85
7.5	Quantitative Auswertung der Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen	87
7.6	Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene . . .	93
7.7	Zusammenfassung	94
8	Vergleich der Ergebnisse	95
9	Zusammenfassung	99

Anhang	1
A Ergänzungen zu den theoretischen Betrachtungen	1
A.1 Berechnung der transversalen Suszeptibilität im Feld (in der Ebene)	1
A.2 Singularitäten der transversalen Suszeptibilität im Feld	3
B Häufig verwendete Bezeichnungen und Akronyme	5
Abbildungsverzeichnis	7
Tabellenverzeichnis	10
Literaturverzeichnis	12

1 Einleitung

Der magnetische Grundzustand einer Probe wird durch verschiedene Energiebeiträge, wie z. B. der magnetokristallinen, der magnetostriktiven und der magnetostatischen Anisotropieenergie, bestimmt. Die magnetostatische Energie (Streifeldenergie) hängt von der Form der Probe ab. In Lehrbüchern, z. B. Chikazumi [1] und Hellwege [2], wird als Beispiel für den Einfluß der Streufeldenergie auf eine Probe häufig die unendlich ausgedehnte, dünne magnetische Scheibe gewählt, bei der die Magnetisierung zur Minimierung der Streufeldenergie in der Ebene liegt. Die Streufeldenergie ist im Allgemeinen deutlich größer als die magnetokristalline Anisotropie. So ist zum Beispiel die Streufeldenergie für Kobalt ($120 \mu\text{eV}/\text{Atom}$) etwa doppelt so groß wie die magnetokristalline Anisotropieenergie ($47 \mu\text{eV}/\text{Atom}$).

Für ultradünne Filme muß dieser Ansatz erweitert werden, da durch die Reduktion der Dicke zusätzliche Anisotropiebeiträge eine Rolle spielen, deren Ursache der zunehmende Einfluß der Grenzflächen (Néel [3]) bei geringer werdender Filmdicke oder die Verzerrung des Films auf dem Substratmaterial (Chappert & Bruno [4], magnetoelastische Anisotropie) sein kann. So wurde inzwischen eine Vielzahl von Systemen aus ferromagnetischem Material und Substrat gefunden, bei denen in einem Dickenbereich die Streufeldenergie überwunden wird und die Magnetisierung im thermischen Gleichgewicht entlang der Filmmormalen ausgerichtet ist [5, 6].

Die verschiedenen Anisotropiebeiträge hängen unterschiedlich von der Temperatur [1] und der Filmdicke [3, 4] ab. Bei Variation dieser Parameter verändert sich die relative Größe der Beiträge, so daß eine Änderung der Orientierung der Magnetisierung aus energetischen Gründen erfolgen kann. Diese Änderung der Orientierung wird Spinreorientierungsübergang genannt [7, 8].

Da sich in dem Übergang Streufeldenergie und Anisotropieenergie erster Ordnung aufheben, werden die Anisotropiebeiträge der nächsthöheren Ordnung wichtig. Ihr Vorzeichen entscheidet, ob sich die Magnetisierung über eine kontinuierliche Drehung oder einen Bereich, in dem zwei Orientierungen möglich sind (Koexistenzbereich), reorientiert. Das Anlegen eines äußeren Feldes hat einen Einfluß auf den Spinreorientierungsübergang [9, 10]. Das Feld bewirkt eine Verschiebung des Übergangs in der Filmdicke, da es die feldparallele Magnetisierungsorientierung unterstützt.

In dieser Arbeit wird das magnetische Verhalten von Kobalt auf der Oberfläche eines Goldeinkristalls in (111) Orientierung untersucht. Der Spinreorientierungsübergang für dieses System wurde im feldfreien Fall bereits mit dem Rasterelektronenmikroskop mit Spinpolarisationsanalyse [11–15] und mit magnetischer Kraftmikroskopie [16] studiert. Hier

wird unter anderem die magnetische Suszeptibilität zur Charakterisierung verwendet.

Im äußeren Feld wurde bisher im Wesentlichen das Ummagnetisierungsverhalten bei senkrechter Orientierung der Magnetisierung untersucht [4, 17–20]. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich auf den Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) im Feld. Durch Untersuchung der Suszeptibilität, Magnetisierungskurven und Aufnahmen mit dem Kerr-Mikroskop wird ein umfassender Eindruck des magnetischen Verhaltens in einem äußeren Feld gewonnen.

In Kapitel 2 werden zunächst die theoretischen Erwartungen für die Magnetisierung und die Suszeptibilität im Spinreorientierungsübergang berechnet und diskutiert. Da alle experimentellen Methoden zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften auf dem magneto-optischen Kerr-Effekt beruhen, wird am Ende des Kapitels auf diese Untersuchungsmethode eingegangen. Der experimentelle Aufbau sowie die Probenpräparation werden in Kapitel 3 zusammengefaßt. Kapitel 4 geht auf das Substratmaterial Gold(111) und auf das Wachstum von Kobalt auf Gold(111) ein.

Die darauf folgenden Kapitel stellen die magnetischen Eigenschaften von Co/Au(111) im Spinreorientierungsübergang mit den verschiedenen Untersuchungsmethoden vor. Die Magnetisierungskurven von Co/Au(111) bei verschiedenen Filmdicken werden in Kapitel 5 untersucht. In Kapitel 6 wird durch Messung der Suszeptibilität der Spinreorientierungsübergang im Nullfeld und im äußeren Feld in Abhängigkeit von der Filmdicke beobachtet. Um den Spinreorientierungsübergang im Feld abzubilden, wurde außerdem Kerr-Mikroskopie an einem Kobaltkeil durchgeführt. Mit diesem Experiment beschäftigt sich Kapitel 7.

Die Ergebnisse der verschiedenen Untersuchungsmethoden werden in Kapitel 8 zusammengefaßt und diskutiert. Die Zusammenfassung der gesamten Arbeit befindet sich in Kapitel 9. Der Anhang beinhaltet u. a. eine Zusammenstellung der wichtigsten verwendeten Bezeichnungen und Akronyme.

Die Druckmedien halten sich seit dem 1. August diesen Jahres an die neue Rechtschreibung. In dieser Arbeit wurde besonders in Zweifelsfällen die neue Rechtschreibung herangezogen.

Im Laufe des Verfassens dieser Arbeit bekam ich oft den Tipp, darauf zu achten, daß der Leser den *roten Faden*, der sich durch die Arbeit ziehen soll, nicht verliert. Damit er auch nach einer Lesepause dort wieder aufgenommen werden kann, wo er unterbrochen wurde, ist der *rote Faden* als Lesezeichen beigelegt.

2 Theoretische Betrachtungen

In diesem Kapitel wird zunächst ein Modell zur Beschreibung des Spinreorientierungsübergangs eingeführt. Es wird auf den Einfluß der Filmdicke sowie den eines äußeren Feldes eingegangen. Die transversale Suszeptibilität bietet die Möglichkeit, den Spinreorientierungsübergang ohne äußeres Feld und im äußeren Feld zu untersuchen, weshalb hier die theoretisch zu erwartende transversale Suszeptibilität berechnet wird.

Da in allen Experimenten der magneto-optische Kerr-Effekt angewendet wird, befindet sich am Ende des Kapitels eine phänomenologische Beschreibung des Effekts und die Berechnung der theoretisch zu erwartenden Kerr-Signale für Co/Au(111).

2.1 Der Spinreorientierungsübergang

Unter einem Spinreorientierungsübergang wird die Richtungsänderung der Magnetisierung aufgrund der Variation eines Parameters, wie der Temperatur oder eines anliegenden Feldes und bei dünnen Filmen auch der Filmdicke, verstanden.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem magnetischen Verhalten von ultradünnen Filmen bei konstanter Temperatur. Es wird zunächst auf den Spinreorientierungsübergang, der aufgrund einer Änderung der Filmdicke stattfinden kann, eingegangen. In einem zweiten Schritt wird der Einfluß eines externen Magnetfeldes auf den Spinreorientierungsübergang erläutert.

2.1.1 Abhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs von der Filmdicke

Die magnetische Anisotropie beschreibt die Abhängigkeit der freien Energie von der Orientierung der Magnetisierung und wird üblicherweise in eine Potenzreihe entwickelt. Für eine uniaxiale Anisotropie E_a ergibt sich

$$\frac{E_a}{V} = K_1 \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta + K_4 \sin^6 \theta \dots, \quad (2.1)$$

wobei θ der Winkel zwischen Magnetisierung und der leichten Richtung, d. h. der Richtung, in der die Energie ein Minimum hat, ist. V ist das Volumen und K_i die Anisotropiekonstante i -ter Ordnung. Die Anisotropie kann verschiedene Ursachen haben. So ist für Kobalt aufgrund der hexagonalen Kristallstruktur eine Kristallanisotropie vorhanden, außerdem kann

es Beiträge der magnetoelastischen Anisotropie und der Oberflächenanisotropie geben. Im Allgemeinen werden zur Beschreibung des magnetischen Verhaltens nur der erste oder die ersten zwei Terme berücksichtigt. Da die Anisotropiekonstanten sowohl von der Temperatur als auch von der Filmdicke abhängig sind, ist die Berücksichtigung des zweiten Terms besonders dann wichtig, wenn die erste Anisotropiekonstante, wie z. B. bei einem Vorzeichenwechsel, sehr klein wird.

Die Anisotropiekonstante K_i ($i = 1, 2$) wird für ultradünne Filme formal in einen Volumenbeitrag K_{iv} , und in einen Beitrag K_{is} , der seine Ursache in den Grenzflächen bzw. Oberflächen hat, aufgeteilt.

$$K_i = K_{iv} + K_{is}/d \quad (2.2)$$

Dieser phänomenologische Ansatz beschreibt die experimentellen Befunde im allgemeinen sehr gut und ist der einfachste mögliche Zusammenhang, der die richtige Dimension und den richtigen Grenzwert für große Filmdicken liefert [21]. Argumente gegen diesen Ansatz werden zum Beispiel bei de Jonge et al. [5] diskutiert. Im Rahmen dieser Arbeit genügt dieser phänomenologische Ansatz vollkommen.

Eine weitere wichtige Anisotropieenergie ist die der Formanisotropie E_f (Streifeldenergie). Im Idealfall ist sie für ultradünne Filme durch

$$\frac{E_f}{V} = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta \quad (2.3)$$

gegeben, wobei M_s die Sättigungsmagnetisierung und μ_0 die magnetische Feldkonstante des Vakuums sind. Der magnetische Zustand ultradünner Filme wird durch die Summe der Energien E_a und E_f beschrieben:

$$\frac{E_a + E_f}{V} = K_1 \cdot \sin^2 \theta + K_2 \cdot \sin^4 \theta + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \cos^2 \theta. \quad (2.4)$$

Durch eine Parametersubstitution kann Gleichung 2.4 vereinfacht werden.¹ Die winkelabhängige Energiedichte f_A ist nun durch

$$f_A = a \cdot \sin^2 \theta + b \cdot \sin^4 \theta \quad \text{mit} \quad a = K_1 - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 \quad \text{und} \quad b = K_2 \quad (2.5)$$

gegeben. Wird mit θ nun der Winkel zwischen der Normalen eines ultradünnen Films und der Magnetisierung bezeichnet, so fällt die leichte Richtung mit der Filmnormalen für $a > 0$ zusammen. Weiterhin wird angenommen, daß die Magnetisierungsvorgänge durch kohärente Rotation erfolgen und weitere Energiebeiträge, wie z. B. die Domänenwandenergie, keinen Beitrag zur winkelabhängigen Energie liefern.

Im thermischen Gleichgewicht wird die Orientierung der Magnetisierung durch das Minimum der Energie, welches durch die Diskussion der Funktion $f_A(\theta)$ mit

$$\frac{df_A}{d\theta} = 0 \quad \text{und} \quad \frac{d^2 f_A}{d\theta^2} \geq 0 \quad (2.6)$$

¹Von θ unabhängige Energiebeiträge haben keinen Einfluß auf die Winkelabhängigkeit von der Energie und werden im Folgenden nicht weiter berücksichtigt.

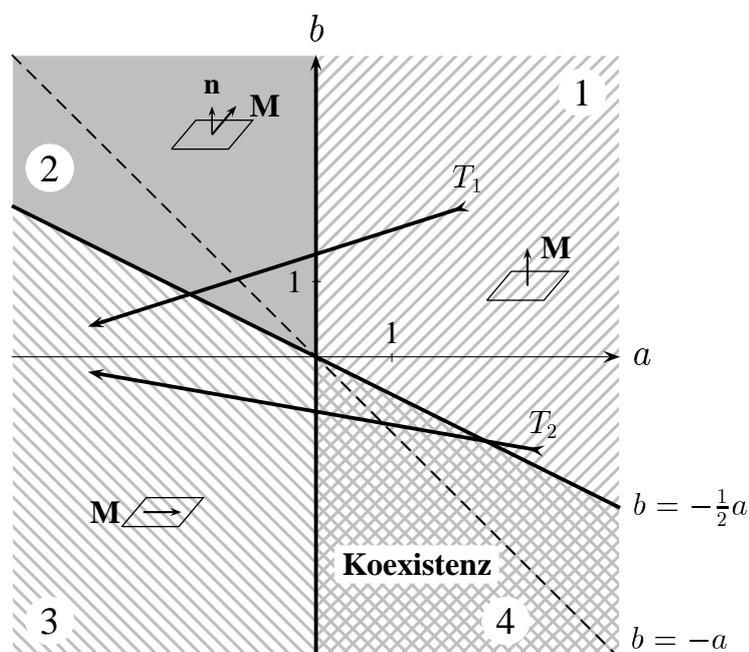


Abb. 2.1: Phasendiagramm für die Orientierung der Magnetisierung in Abhängigkeit von den Anisotropieparametern a und b [22]. Die Gerade $b = -a$ kennzeichnet Parameterpaare (a, b) gleichtiefer Energieminima. Beispiele für Spinreorientierungsübergänge aus der Filmmormalen in die Filmebene sind T_1 und T_2 (vgl. Text).

erhalten wird, bestimmt. Für die Orientierung der Magnetisierung kann ein Phasendiagramm² erstellt werden, vgl. Abb. 2.1 [22]. In Bereich 1 ist die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert ($\theta = 0$), wohingegen sie im Bereich 3 in der Ebene liegt ($\theta = \pi/2$). Eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung ist in Bereich 2 ($b > 0$ und $a/b > -2$) zu beobachten, d. h. die Magnetisierung ist in Abhängigkeit von a und b um den Winkel $0 < \theta < \pi/2$ gegenüber der Filmmormalen verkippt ($\theta = \arcsin \sqrt{-a/2b}$). Für $a > 0$ und $b < -a/2$ überlappen sich die Phasen der senkrechten Magnetisierung und der Magnetisierung in der Ebene. Es handelt sich um einen Bereich der Koexistenz dieser beiden Phasen. Wie die Magnetisierung in diesem Bereich orientiert ist, hängt von Randbedingungen bzw. der magnetischen Vorgeschichte ab. Mit dieser Frage beschäftigt sich Abschnitt 2.3. Gleich tiefe Minima werden bei $b = -a$ vorgefunden.

Wird außerdem angenommen, daß der funktionale Zusammenhang der Filmdickenabhängigkeit (Gl. 2.2) für beide Anisotropiekonstanten K_1 und K_2 gültig ist, so kann diese Abhängigkeit für die Parameter a und b eliminiert werden. Im Anisotropieraum, aufgespannt durch a und b (vgl. Abb. 2.1), ergibt sich bei Variation der Filmdicke eine Gerade [21],

$$b = m_1 \cdot a + m_0 \quad (2.7)$$

²Die Bezeichnung Phase wird im Sinne von Landau verwendet [7].

mit der Steigung $m_1 = \frac{K_{2s}}{K_{1s}}$ und dem Achsenabschnitt $m_0 = K_{2v} - m_1 \cdot (K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2)$.

Eine Reorientierung der Magnetisierung, z. B. aus der Filmnormalen in die Ebene, ist auf drei verschiedene Arten, abhängig von dem Vorzeichen des Parameters b , möglich. Gilt $b > 0$, so findet der Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung statt, z. B. T_1 in Abbildung 2.1. Für $b < 0$ ist ein Übergang über den Bereich der Koexistenz (z. B. T_2) zu erwarten. Die dritte Möglichkeit ist ein Übergang durch den Ursprung des Diagramms ($b = 0$). Dieser Fall wird nicht weiter verfolgt, da er den Grenzfall der anderen beiden Übergänge darstellt. Die Charakteristika der verschiedenen Spinreorientierungsübergänge werden in den folgenden Abschnitten näher erläutert.

2.1.2 Abhängigkeit des Spinreorientierungsübergangs vom Magnetfeld

Der Einfluß eines äußeren Magnetfelds auf das magnetische Verhalten eines ultradünnen Films, der durch die im vorhergehenden Abschnitt definierte Energiedichte f_A (Gl. 2.5) beschrieben werden kann, wird in diesem Abschnitt diskutiert. Die Energiedichte f_A wird um den Zeeman-Term $\varepsilon_z = -\mu_0 H M_s \cos \psi$ erweitert, wobei H das angelegte Magnetfeld ist.

$$g_A = f_A + \varepsilon_z = a \sin^2 \theta + b \sin^4 \theta - \mu_0 H M_s \cos \psi. \quad (2.8)$$

Die Definition der verschiedenen Winkel ist Abbildung 2.2 zu entnehmen. Die Parameter a und b wurden in Gleichung 2.5 definiert. Außerdem gelten die in dem vorhergehenden Abschnitt dargestellten Annahmen. Eine weitere Anisotropie, z. B. in der Filmebene, wird nicht berücksichtigt, d. h. die Magnetisierung befindet sich immer in der Ebene zwischen Magnetfeld und Filmnormalen. Die Orientierung des Magnetfelds wird auf zwei Richtungen beschränkt,

- bei $\phi = \pi/2$ liegt das Magnetfeld in der Ebene (H_{\parallel}) und
- bei $\phi = 0$ ist es parallel zur Filmnormalen orientiert (H_{\perp}).

leichte Richtung

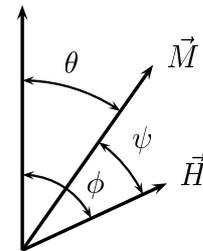


Abb. 2.2: Definition der Geometrie.

Eine Richtungsumkehr des Feldes, d. h. Ummagnetisierungsprozesse, werden im Folgenden nicht diskutiert ($0 \leq \phi \leq \pi/2$).³

Gleichung 2.8 hängt von den drei Parametern a, b, H ab. Ohne den physikalischen Gehalt der Gleichung zu verändern, wird diese Gleichung durch Normierung bezüglich eines

³Eine ausführliche Diskussion von Hysteresekurven ist z. B. bei Stoner & Wohlfarth [23] ($b = 0$), Nieber & Kronmüller [24] und Oliveira de Jesus & Kleemann [25] zu finden.

Parameters dimensionslos und die Diskussion wegen der Reduktion der Parameter auf zwei übersichtlicher [9]. Es wird das Parameterpaar

$$r = \frac{a}{b} \quad \text{und} \quad \bar{H}_= = \frac{H_=}{H_c} \quad \text{bzw.} \quad \bar{H}_\perp = \frac{H_\perp}{H_c} \quad \text{mit} \quad H_c = \frac{8|b|}{\mu_0 M_s} \quad (2.9)$$

verwendet. Eine Stabilitätsanalyse (Gl. 2.6) der Energie g_A liefert einzelne Phasen für die Gleichgewichtsorientierung der Magnetisierung. Prinzipiell existieren nun nur noch zwei Phasen, nämlich eine verkippte und eine feldparallele Phase [9, 10]. Ohne äußeres Feld ist die Orientierung der Magnetisierung in der Ebene, entlang der Filmmormalen und verkippt möglich. Es zeigt sich, daß in Abhängigkeit von dem Vorzeichen von b die Phasen der Verkipfung der Magnetisierung und der feldparallelen Magnetisierung direkt aneinander anschließen ($b > 0$) oder sich überlappen ($b < 0$). Wie im Fall ohne ein äußeres Feld entsteht hier ein Bereich der Koexistenz beider Orientierungen.

Abbildung 2.3 zeigt die entsprechenden Phasendiagramme [9]. Da nur positive Magnetfelder berücksichtigt werden, ist nach oben jeweils das Magnetfeld in der Ebene $\bar{H}_=$ aufgetragen, während nach unten das Magnetfeld parallel zur Filmmormalen \bar{H}_\perp dargestellt ist. Die in Abbildung 2.3 gezeigten Phasengrenzen werden in Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Die lineare Phasengrenze beschreibt die lineare Abhängigkeit von r und \bar{H} und ist bei beiden Übergängen zu finden. Die nichtlineare Phasengrenze ergibt sich nur für $b < 0$ und beschreibt zum Beispiel für $\bar{H}_=$ die Phasengrenze bei größerem r (vgl. Abb. 2.3(b)).

Tabelle 2.1: Phasengrenzen für die Orientierung der Magnetisierung im Magnetfeld.

	$b > 0$		$b < 0$	
	$\bar{H}_=$	\bar{H}_\perp	$\bar{H}_=$	\bar{H}_\perp
lineare Grenze	$\frac{1}{4}(2 + r)$	$-\frac{1}{4}r$	$-\frac{1}{4}(2 + r)$	$\frac{1}{4}r$
nichtlineare Grenze	–	–	$-\frac{1}{6\sqrt{6}}r^{3/2}$	$\frac{1}{6\sqrt{6}}(r + 2)^{3/2}$

Die in Abschnitt 2.1.1 diskutierten Spinreorientierungsübergänge ohne äußeres Feld sind nun auf die Abszisse projiziert. Für $b > 0$ ist ohne äußeres Feld in Abhängigkeit von a und b ein Spinreorientierungsübergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung zu erwarten. Bei festen Werten von a und b , d. h. bei konstanter Filmdicke und Temperatur, liegt ohne äußeres Feld eine Orientierung der Magnetisierung entlang der Filmmormalen vor, z. B. $r = 2$. Sobald ein Feld in der Filmebene $\bar{H}_=$ angelegt wird, beginnt die Magnetisierung in die Filmebene zu kippen (vgl. Abb. 2.3(a): F_1). Die Phase der verkippten Magnetisierung ist nicht homogen, sondern die Magnetisierung ändert kontinuierlich ihre Orientierung. Ab einem kritischen Feld liegt die Magnetisierung in der Filmebene. Bei diesem Übergang handelt es sich um einen Phasenübergang zweiter Art [7]. Er wird im Folgenden „Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung“ genannt. Es

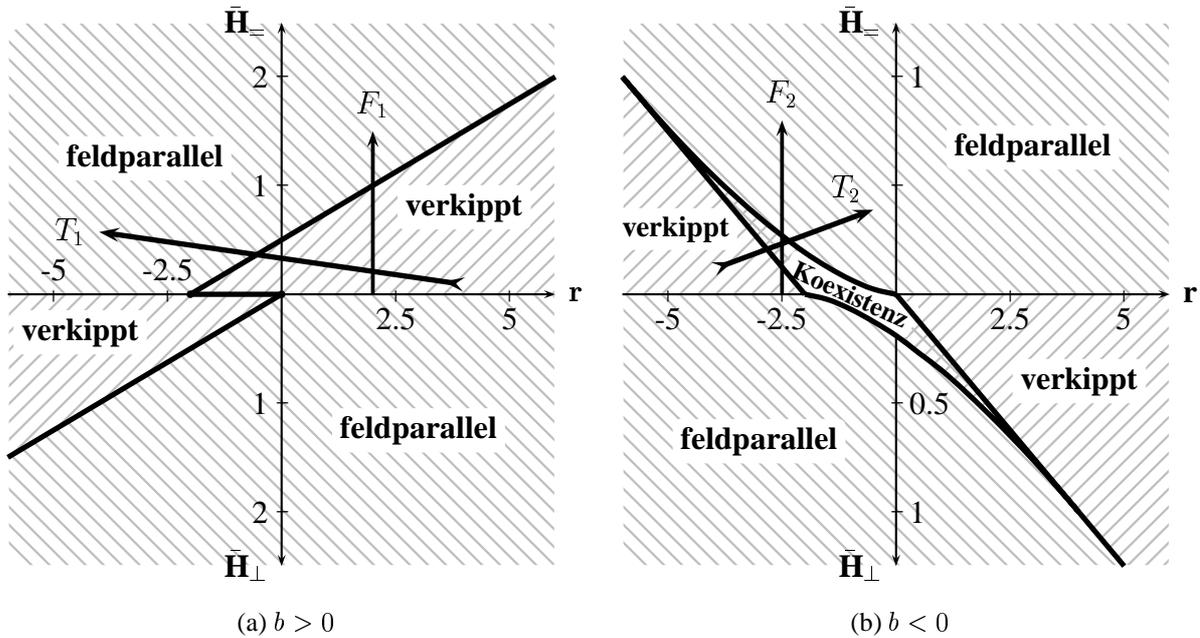


Abb. 2.3: Phasendiagramme für die Orientierung der Magnetisierung in Abhängigkeit von r und dem Magnetfeld [9].

Nach oben aufgetragen ist jeweils das normierte Feld in der Ebene \bar{H}_{\parallel} , nach unten das normierte Feld entlang der Filmmormalen \bar{H}_{\perp} . (a) Für $b > 0$ ist die Orientierung der Magnetisierung entweder verkippt ($0 < \theta < \pi/2$) oder feldparallel. (b) Für $b < 0$ gibt es ebenfalls nur diese Orientierungen, jedoch überlappen sich die Bereiche und eine Koexistenz der Orientierungen ist möglich. Beispiele für Spinreorientierungsübergänge bei variablem normierten Feld \bar{H}_{\parallel} und konstanter Filmdicke (d. h. r) sind F_1 und F_2 . T_1 und T_2 zeigen Spinreorientierungsübergänge bei konstantem absoluten Feld H_{\parallel} in Abhängigkeit von der Filmdicke (vgl. Text).

wird deutlich, daß in Abhängigkeit von r ein anderes Feld benötigt wird, um die Magnetisierung feldparallel zu orientieren.

Für $b < 0$ ist eine Überlappung der Phasen zu beobachten, d. h. es existiert ein Bereich der Koexistenz zweier Magnetisierungsorientierungen. Zum Beispiel liegt die Magnetisierung im Nullfeld für $r = -2.5$ entlang der Filmmormalen (Abb. 2.3(b): F_2). Durch das Anlegen eines Feldes in der Filmebene beginnt auch hier die Magnetisierung zu verkippen. Mit Erreichen der ersten (linearen) Phasengrenze ergeben sich zwei Minima in der Energie g_A , so daß eine feldparallele Orientierung der Magnetisierung nun ebenfalls möglich wird. Mit Erreichen der zweiten Phasengrenze (nichtlineare Grenze) existiert nur noch ein Energieminimum, d. h. die Magnetisierung liegt nun feldparallel. Gleichtiefe Minima der Energie für die Magnetisierungsorientierungen verkippt und feldparallel sind im Koexistenzbereich unabhängig von der Orientierung des Feldes bei $\bar{H}_{\parallel} = -\frac{1}{12\sqrt{3}} \cdot r^{3/2}$ zu finden. Welche Orientierung die Magnetisierung im Bereich der Koexistenz hat, hängt von Randbedingungen bzw. der magnetischen Vorgeschichte ab. Diese Frage wird in Abschnitt 2.3 diskutiert.

Wie schon in der Einleitung dargestellt, ist ein Ziel der Arbeit, den Einfluß eines Magnetfeldes auf den Spinreorientierungsübergang bei Änderung der Filmdicke zu untersuchen. Nicht nur der Parameter r , sondern auch \bar{H} ist aufgrund der Normierung mit dem Anisotropieparameter b von der Filmdicke abhängig. Für eine Darstellung in dem r, \bar{H} -Diagramm kann diese Abhängigkeit unter Verwendung der Gleichungen 2.7 und 2.9 eliminiert werden. Es ergibt sich eine Gerade

$$\bar{H} = \frac{\mu_0 H M_s}{8m_0} (1 - m_1 \cdot r), \quad (2.10)$$

mit $m_1 = K_{2s}/K_{1s}$ und $m_0 = K_{2v} - m_1 \cdot (K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2)$. Beispiele sind in Abbildung 2.3 eingezeichnet. In die Parameter m_0 und m_1 wurden die Werte von Kobalt eingesetzt.⁴ F_1 zeigt den Übergang über die kontinuierliche Drehung für $H = 500$ mT und F_2 den über einen Bereich der Koexistenz bei $H = 50$ mT. In Abhängigkeit von r und \bar{H} kann nun die Orientierung der Magnetisierung abgelesen werden.

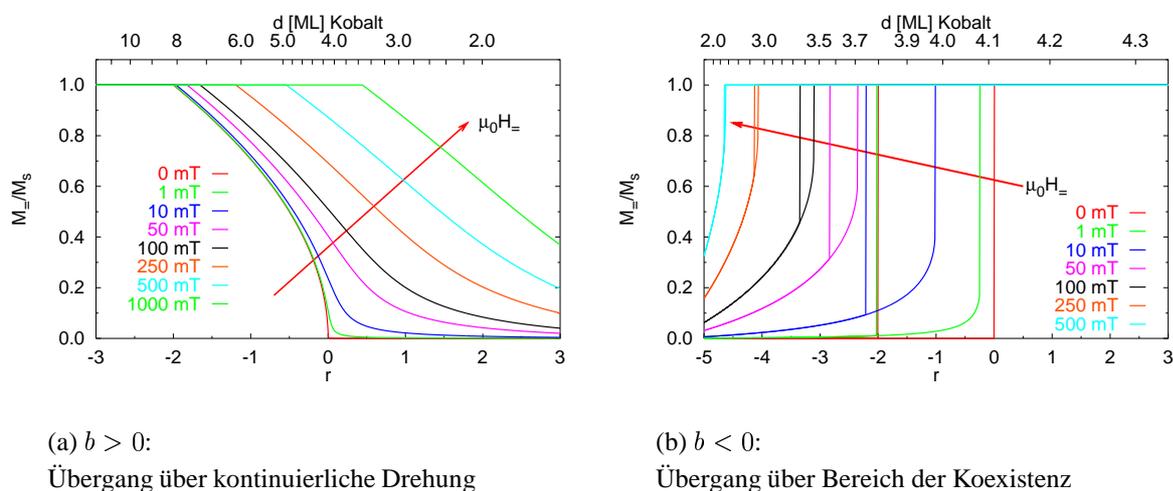


Abb. 2.4: Magnetisierung für die verschiedenen Spinreorientierungsübergänge in Abhängigkeit von r bei verschiedenen Magnetfeldern in der Filmebene.

Die Projektion der Magnetisierung auf das Magnetfeld in der Ebene ($M_{\parallel} = \sin \theta_0$, vgl. Abb. 2.2) kann nach Millev et al. [9] analytisch bestimmt werden. Abbildung 2.4 zeigt Beispiele für die Magnetisierung in Abhängigkeit von r und damit von der Filmdicke bei verschiedenen Magnetfeldern. Der Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung ist in Abbildung 2.4(a) dargestellt. Es ist zu beobachten, daß mit zunehmendem

⁴ Die verwendeten Werte von Kobalt sind $M_s = 1.44 \cdot 10^6$ A/m, $K_{1v} = 5.0 \cdot 10^5$ J/m³, $K_{2v} = 1.25 \cdot 10^5$ J/m³ [26], $K_{1s} = 0.66 \cdot 10^{-3}$ J/m² und $K_{2s} = -0.12 \cdot 10^{-3}$ J/m² [15]. Eine Monolage Kobalt $\equiv 2.0 \cdot 10^{-10}$ m [27]. Das System Co/Au(111) zeigt eine Spinreorientierungsübergang über eine Koexistenz. Um den Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung darstellen zu können, wurde das Vorzeichen von K_{2s} umgekehrt, nun gilt $K_{2s} > 0$.

Feld eine feldparallele Orientierung ($M_{\parallel}/M_s = 1$) bei größerem r , d. h. geringerer kritischer Filmdicke, zu finden ist. Das bedeutet, der Spinreorientierungsübergang verschiebt sich zu geringeren Filmdicken. Für den Übergang über einen Bereich der Koexistenz ist mit zunehmendem Feld die parallele Orientierung ebenfalls bei kleinerem r (bei geringeren Filmdicken) zu finden (Abb. 2.4(b)). Allerdings zeigt die Magnetisierung in Abhängigkeit von r einen anderen Verlauf als für $b > 0$. In dem Bereich der Koexistenz sind, wie eingezeichnet, verschiedene Orientierungen der Magnetisierung möglich.

Die Diskussion zeigt, daß eine Unterscheidung nach der Art des Spinreorientierungsübergangs möglich ist, wenn die Magnetisierung in Abhängigkeit von der Filmdicke und dem Magnetfeld beobachtet wird. Die Abhängigkeit der kritischen Filmdicke, bei der die Magnetisierung feldparallel orientiert ist, wird durch die Phasengrenzen bestimmt (Tabelle 2.1). Sie können durch die Suszeptibilität untersucht werden, wie der nächste Abschnitt zeigt.

2.2 Suszeptibilität

Zur Untersuchung von Phasenübergängen eignet sich die Suszeptibilität besonders gut, da sie eine Singularität im Übergang zeigt, während die Magnetisierung als Ordnungsparameter verschwindet [7]. Unter welchen Bedingungen bei einem Spinreorientierungsübergang Singularitäten in der Suszeptibilität zu erwarten sind, wird im Folgenden diskutiert.

Im Allgemeinen ist die Suszeptibilität ein Tensor zweiter Stufe,

$$\chi_{ij} = \frac{\partial M_i}{\partial H_j}; \quad j = x, y, z. \quad (2.11)$$

Die Diagonalelemente des diagonalisierten Tensors bilden eine zur Magnetisierung parallele⁵ und zwei transversale, d. h. zur Magnetisierung senkrechte, Suszeptibilitäten [28].

In dieser Arbeit wird die Suszeptibilität durch Anlegen eines Wechselfeldes geringer Amplitude (Modulationsfeld) an die Magnetisierung \vec{M} und Beobachtung der magnetischen Antwort parallel zum Feld bestimmt (Wechselfeldsuszeptibilität). Da die magnetische Antwort nicht unbedingt phasengleich ist, kann die Suszeptibilität einen Imaginärteil besitzen, $\chi = \chi^{\text{Re}} + i\chi^{\text{Im}}$, wobei der negative Imaginärteil proportional zu Energieverlusten des Systems ist [2]. Sind Modulationsfeld und Magnetisierung parallel zueinander, so wird die parallele Suszeptibilität gemessen (vgl. Abb. 2.5(a)). Bei senkrechter Orientierung von Modulationsfeld und Magnetisierung wird die transversale Suszeptibilität bestimmt (Abb. 2.5(b)).

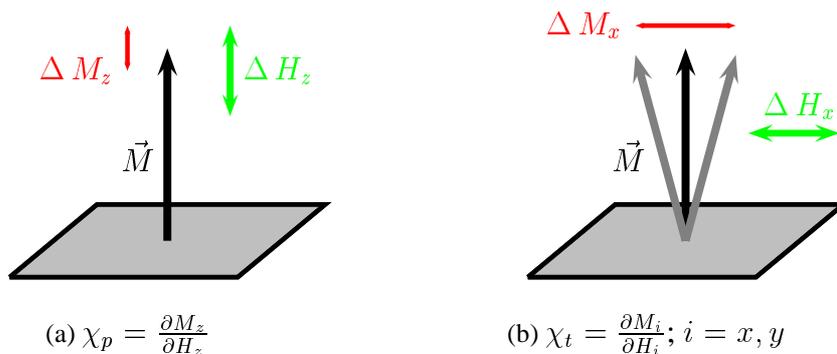


Abb. 2.5: Definition der parallelen (a) und transversalen (b) Suszeptibilität.

Beiträge zur parallelen Suszeptibilität können erwartet werden, wenn sich die Größe der Magnetisierung ändert, z. B. durch die Bewegung von Domänenwänden (bei Mittelung über mehrere Domänen) oder durch Fluktuationen. Eine transversale Suszeptibilität wird dagegen gemessen, wenn die Magnetisierung durch ein Magnetfeld aus ihrer Gleichgewichtslage ausgelenkt wird. Die Größe der Suszeptibilität ist hier ein umgekehrtes Maß für die

⁵Die Bezeichnung erfolgt nach Kneller [28]. Eine andere Bezeichnung ist longitudinale Suszeptibilität.

Stärke der Anisotropie [1]. Wenn die Anisotropie geringer wird, so bedeutet dies, daß die Magnetisierung leichter aus der Gleichgewichtslage auszulenken ist und die Suszeptibilität wird größer. Eine Singularität ergibt sich, wenn die Anisotropie bezüglich der vorherigen Gleichgewichtsorientierung vollständig verschwindet.

Im Experiment ist die Trennung von transversaler und paralleler Suszeptibilität im Spinreorientierungsübergang nicht mehr eindeutig. Während sich die Orientierung der Magnetisierung ändert, bleibt die Orientierung des angelegten Modulationsfeldes konstant. Im Folgenden werden die theoretisch zu erwartenden transversalen Suszeptibilitäten für Spinreorientierungsübergänge im Nullfeld und im Feld bestimmt.

2.2.1 Bestimmung der transversalen Suszeptibilität im Nullfeld

In diesem Abschnitt wird die Suszeptibilität im Nullfeld bei Modulation mit einem magnetischen Wechselfeld in der Ebene (χ_{\perp}) und entlang der Filmmormalen (χ_{\parallel}) berechnet.

Durch ein Modulationsfeld geringer Amplitude H^{ω} wird die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtsorientierung θ_0 ausgelenkt. Die Energiedichte f_A (Gl. 2.5) wird deshalb um den Zeeman-Term ε^{ω} erweitert, der durch das Anlegen des Modulationsfeldes entsteht,

$$f_A + \varepsilon^{\omega} = a \sin^2 \theta + b \sin^4 \theta - \mu_0 H^{\omega} M_s \cos \psi^{\omega}, \quad (2.12)$$

wobei ψ^{ω} der Winkel zwischen Magnetisierung und Modulationsfeld ist. Es gilt $\psi^{\omega} = \phi^{\omega} - \theta$ (vgl. Abb. 2.6).

Durch die Stabilitätsanalyse (Gl. 2.6) von Gleichung 2.12 werden die möglichen Magnetisierungsorientierungen bestimmt.

$$\frac{d(f_A + \varepsilon^{\omega})}{d\theta} = (2a \sin \theta + 4b \sin^3 \theta) \cos \theta - \mu_0 H^{\omega} M_s \sin(\phi^{\omega} - \theta) = 0. \quad (2.13)$$

In der in Abbildung 2.6 dargestellten Geometrie ist die Lösung von Gleichung 2.13 für H_{\perp}^{ω} : $\theta_0 + \delta$ und für H_{\parallel}^{ω} : $\theta_0 - \delta$, wobei δ der Effektivwert der Auslenkung aus der Gleichgewichtslage θ_0 ist. Die Suszeptibilität wird durch

$$\chi = \frac{dM}{dH^{\omega}} = \frac{dM}{d\delta} \frac{d\delta}{dH^{\omega}} \quad (2.14)$$

bestimmt. Wenn das Modulationsfeld H^{ω} eine geringe Amplitude hat, ist δ sehr klein ($\delta \ll 1$), und die Suszeptibilität kann in einer Klein-Winkel-Näherung⁶ berechnet werden [1]. Die Änderung der Auslenkung δ mit dem Modulationsfeld ergibt sich aus Gleichung 2.13.

⁶Klein-Winkel-Näherung: $\sin(\theta_0 + \delta) = \sin \theta_0 + \delta \cos \theta_0$, $\cos(\theta_0 + \delta) = \cos \theta_0 - \delta \sin \theta_0$ und $\sin^3(\theta_0 + \delta) = \sin^3 \theta_0 + 3\delta \cos \theta_0 \sin^2 \theta_0$.

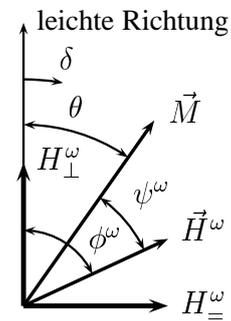


Abb. 2.6: Definition der Geometrie.

Für den Fall einer verkippten Magnetisierung ($0 < \theta_0 < \pi/2$) folgt zum Beispiel für die Lösung $\theta_0 + \delta$

$$\delta = \frac{\mu_0 H^\omega M_s \sin(\phi^\omega - \theta_0)}{(2a + 12b \sin^2 \theta_0) \cos^2 \theta_0}, \quad \text{d. h.} \quad \frac{d\delta}{dH^\omega} = \frac{\mu_0 M_s \sin(\phi^\omega - \theta_0)}{(2a + 12b \sin^2 \theta_0) \cos^2 \theta_0}. \quad (2.15)$$

Für die Modulationsfelder H_{\parallel}^ω und H_{\perp}^ω ist außerdem die Änderung der Magnetisierung parallel zu den Modulationsfeldern zu bestimmen. Liegt das Modulationsfeld parallel zur Filmmormalen, so beträgt die Magnetisierung (vgl. Abb. 2.6)

$$M_{\perp} = M_s \cos(\theta_0 - \delta). \quad (2.16)$$

Wenn das Feld in der Filmebene liegt, gilt

$$M_{\parallel} = M_s \sin(\theta_0 + \delta). \quad (2.17)$$

Die Änderung der Magnetisierung wird näherungsweise durch

$$\frac{dM_{\perp}}{d\delta} = M_s \sin \theta_0 \quad \text{bzw.} \quad \frac{dM_{\parallel}}{d\delta} = M_s \cos \theta_0 \quad (2.18)$$

beschrieben.

Bei Modulation in der Filmebene ($\psi^\omega = \pi/2$) ergibt sich durch Einsetzen der Gleichungen 2.18 und 2.15 in Gleichung 2.14 für die verkippte Magnetisierung ($\sin^2 \theta_0 = -a/(2b)$) die Suszeptibilität im Nullfeld zu

$$\chi_{\perp} = M_s \cos \theta_0 \cdot \frac{\mu_0 M_s \cos \theta_0}{(2a + 12b \sin^2 \theta_0) \cos^2 \theta_0} = -\frac{\mu_0 M_s^2}{4a}. \quad (2.19)$$

Analog wird die Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen ($\phi^\omega = 0$) sowie für den Übergang über die Koexistenz bei der Orientierung der Magnetisierung in der Ebene ($\theta_0 = \pi/2$) und entlang der Filmmormalen ($\theta_0 = 0$) bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.2 zusammengefaßt.

Tabelle 2.2: Transversale Suszeptibilität der verschiedenen magnetischen Phasen im Nullfeld.

	verkippte Magnetisierung ($\theta_0 = \arcsin \sqrt{-a/2b}$) $a < 0, a/b > -2$	$M_{\perp} (\theta_0 = 0)$ $a > 0$	$M_{\parallel} (\theta_0 = \pi/2)$ $b < 0, a/b < -2$
Modulation H_{\parallel}^ω	$\chi_{\parallel} = -\frac{\mu_0 M_s^2}{4a}$	$\chi_{\parallel} = \frac{\mu_0 M_s^2}{2a}$	0
Modulation H_{\perp}^ω	$\chi_{\perp} = \frac{\mu_0 M_s^2}{4a+8b}$	0	$\chi_{\perp} = -\frac{\mu_0 M_s^2}{2a+4b}$

In Abbildung 2.7 sind die Suszeptibilitäten für Spinreorientierungsübergänge über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung (a) und über einen Bereich der Koexistenz (b) dargestellt. Die Variable r wurde außerdem in Filmdicken Kobalt für Co/Au(111) umgerechnet (vgl. Fußnote 4, Seite 9).

Für den Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung sind Singularitäten an den Phasengrenzen bei $r = -2$ für H_{\perp}^{ω} und bei $r = 0$ für H_{\parallel}^{ω} zu beobachten (Abb. 2.7(a)). Es handelt sich um eine kontinuierliche Reorientierung der Magnetisierung und damit um einen Phasenübergang zweiter Art.

Für den Übergang über einen Bereich der Koexistenz (Abb. 2.7(b)) ergeben sich einzelne Singularitätsäste bei $r = -2$ für die Modulation entlang der Filmmormalen und bei $r = 0$ für die Modulation in der Filmebene.

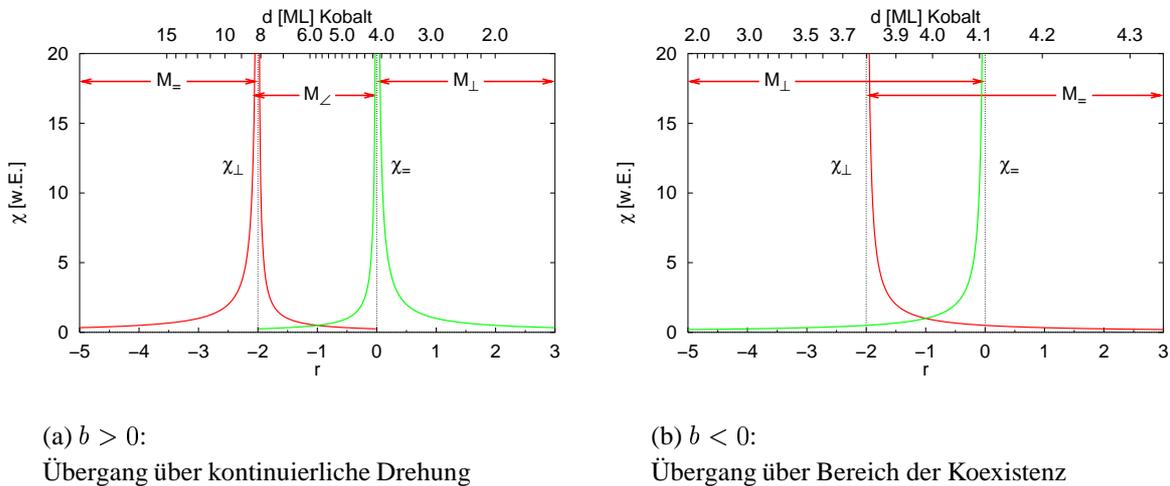


Abb. 2.7: Transversale Suszeptibilität im Nullfeld bei Modulationsfeld in der Ebene ($\chi_{=}$) und entlang der Filmmormalen (χ_{\perp}) in Abhängigkeit von r bzw. der Kobalt-Filmdicke (vgl. Fußnote 4, Seite 9).

Während bei einem Übergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung unabhängig von der Richtung des Modulationsfeldes immer ein Suszeptibilitätssignal an einer der Phasengrenzen zu erwarten ist, gilt dies für den Übergang über die Koexistenz nicht. In dem Bereich der Koexistenz gibt es zwei Möglichkeiten für die Orientierung der Magnetisierung. Um ein Suszeptibilitätssignal zu erhalten, muß die Magnetisierung eine Orientierung haben, auf die das Modulationsfeld wirken kann. Um z. B. bei einer Modulation in der Filmebene ein Signal zu erhalten, muß die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert sein. Unter welchen Voraussetzungen die einzelnen Orientierungen eingenommen werden, wird in Abschnitt 2.3 diskutiert.

2.2.2 Die transversale Suszeptibilität im Feld (in der Ebene)

Die transversale Suszeptibilität im externen Magnetfeld wird auf die gleiche Weise bestimmt wie im feldfreien Fall. Da das Feld den Spinreorientierungsübergang verschiebt, ändern sich die Bedingungen, unter denen es zu Singularitäten in der Suszeptibilität kommt. Der Einfluß des Feldes in der Ebene wird nun diskutiert. Die Energie eines ultradünnen Films im externen Feld g_A (Gl. 2.8) wird um den Zeeman-Term ε^ω des Modulationsfeldes erweitert.

$$g_A + \varepsilon^\omega = a \sin^2 \theta + b \sin^4 \theta - \mu_0 M_s H \cos(\phi - \theta) - \mu_0 M_s H^\omega \cos \psi^\omega \quad (2.20)$$

Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente kann nur ein Magnetfeld in der Ebene angelegt werden, weshalb die Suszeptibilität nur für diese Feldorientierung diskutiert wird. Die Bestimmung der Suszeptibilität für ein externes Feld in der Ebene erfolgt im Anhang A.1. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.3 zusammengefaßt und gelten zunächst für beide Arten des Übergangs gleichermaßen.

Tabelle 2.3: Transversale Suszeptibilität bei einem externen Magnetfeld in der Ebene.

	verkippte Magn. ($0 < \theta_0 < \pi/2$)	Magn. in der Ebene ($\theta_0 = \pi/2$)
Modulation H_{\parallel}^ω	$\chi_{\parallel} = \text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a + 12b \sin^2 \theta_0}$	0
Modulation H_{\perp}^ω	$\chi_{\perp} = \text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a + 12b \sin^2 \theta_0} \cdot \tan^2 \theta_0$	$\chi_{\perp} = -\text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a + 4b - \mu_0 H M}$

Während im Nullfeldfall das Auftreten von Singularitäten in den Suszeptibilitäten direkt in den Formeln ersichtlich ist, gilt dies im externen Feld nicht mehr. Für die Diskussion der Spinreorientierungsübergänge ist die Kenntnis von Singularitäten jedoch wesentlich. Eine Singularität in der Suszeptibilität bedeutet gleichzeitig, daß der Nenner eine Nullstelle hat. Im Anhang A.2 werden die Nenner der Suszeptibilitäten auf Nullstellen untersucht. Die Ergebnisse werden nun für beide Möglichkeiten des Spinreorientierungsübergangs diskutiert.

2.2.2.1 Übergang über eine verkippte Magnetisierung

Bei dem Übergang über eine kontinuierliche Drehung kippt die Magnetisierung an der linearen Phasengrenze ($\bar{H}_{\parallel} = (2 + r)/4$) parallel zum Feld in die Ebene (vgl. Abb. 2.3(a)). Ist das Magnetfeld geringer, so ist die Magnetisierung gegenüber dem Feld verkippt. Bei einem Modulationsfeld in der Filmebene ist keine Singularität zu erwarten (Anhang A.2). Abbildung 2.8(a) zeigt, daß die im Nullfeld bei $r = 0$ vorhandene Singularität im Feld zunächst zu einem Maximum wird und mit zunehmendem Feld verschwindet.

Bei Modulation entlang der Filmmormalen (Abb. 2.8(b)) ist dagegen für alle Felder eine Singularität zu beobachten. Für die verkippte Magnetisierung ergibt sich der Singularitätsast durch $\tan \theta_0 \rightarrow \infty$, wenn die Magnetisierung gerade in die Ebene kippt ($\theta_0 \rightarrow \pi/2$). Für die Orientierung in der Ebene ($\theta_0 = \pi/2$) beschreibt der Nenner die lineare Phasengrenze, weshalb sich ein zweiter Singularitätsast ergibt.

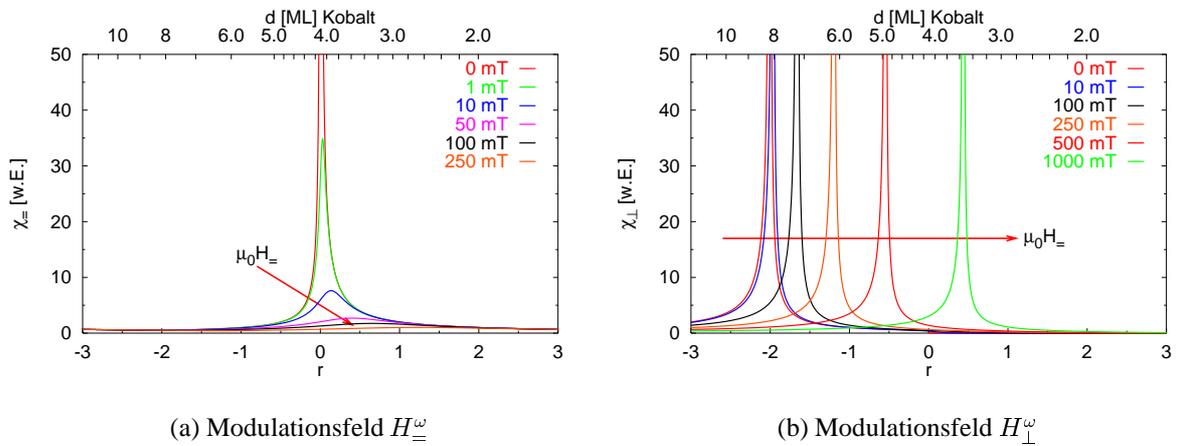


Abb. 2.8: Spinreorientierungsübergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung ($b > 0$): Transversale Suszeptibilitäten bei einem Feld in der Ebene.

Bei dem Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung im externen Feld in der Ebene ist also bei einem Modulationsfeld in der Filmebene keine Singularität zu beobachten, während bei Modulation entlang der Filmmormalen eine Singularität an der linearen Phasengrenze zu erwarten ist, die sich Abhängigkeit von dem Feld zu geringeren Filmdicken verschiebt (vgl. Abb. 2.8(b)).

2.2.2.2 Übergang über den Bereich der Koexistenz

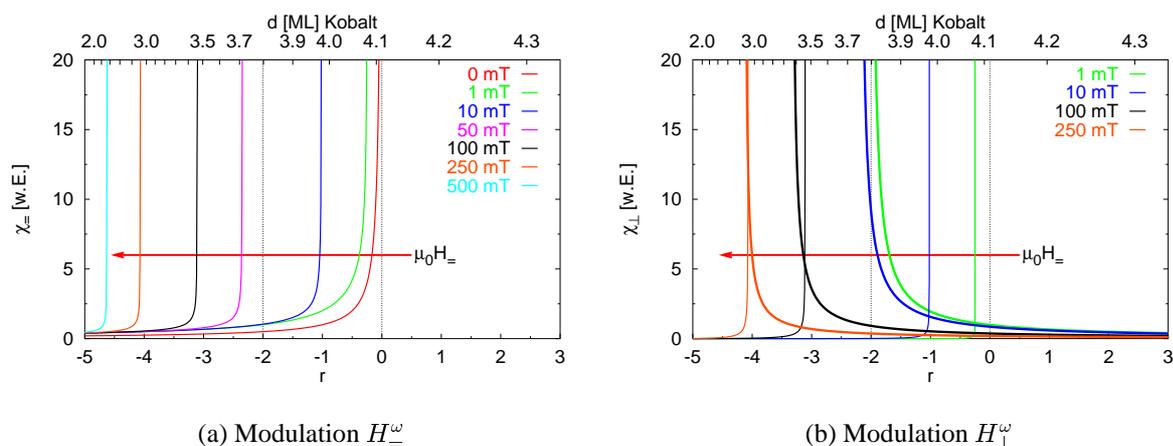


Abb. 2.9: Spinreorientierungsübergang über einen Bereich der Koexistenz ($b < 0$): Transversale Suszeptibilitäten bei einem Feld in der Ebene.

Für den Spinreorientierungsübergang über den Bereich der Koexistenz sind bei beiden Modulationsrichtungen einzelne Singularitätsäste zu erwarten (Anhang A.2), die sich wie im Fall der kontinuierlichen Drehung der Magnetisierung im Feld verschieben. Bei einem Modulationsfeld in der Filmebene ergeben sich einzelne Singularitätsäste an der nichtlinearen Phasengrenze (vgl. zu den Phasengrenzen Abb. 2.3). Abbildung 2.9(a) zeigt die Verschiebung der Singularitätsäste mit dem Feld in der Ebene.

Bei Modulation entlang der Filmmormalen ist im Bereich der Koexistenz bei beiden Magnetisierungsorientierungen, d. h. bei einer verkippten Magnetisierung und bei einer Magnetisierung in der Ebene, eine Singularität zu erwarten. Liegt die Magnetisierung in der Filmebene, so ergeben sich an der linearen Phasengrenze Singularitäten, die in Abbildung 2.9(b) durch dünnere Linien dargestellt sind. Dies ist die Phasengrenze bei geringeren Filmdicken (geringeres r).

Ist die Magnetisierung im Bereich der Koexistenz zum Feld verkippt, so ergibt sich eine Singularität, wenn sich die Magnetisierung in die Filmebene orientiert. Dann wird die Tangensfunktion singulär. Im Bereich der Koexistenz hängt es von weiteren Parametern ab, wann die Reorientierung stattfindet (vgl. nächster Abschnitt). Für den Fall, daß die verkippte Orientierung der Magnetisierung im Koexistenzbereich erhalten bleibt, ergibt sich an der nichtlinearen Phasengrenze eine Singularität.

Abbildung 2.9(b) zeigt für beide Orientierungen der Magnetisierung die zu erwartende transversale Suszeptibilität. Unabhängig von der Orientierung der Magnetisierung ist also bei einem Modulationsfeld entlang der Filmmormalen mindestens ein Singularitätsast in der Suszeptibilität zu erwarten.

Wie bei dem Übergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung wird eine Verschiebung der Singularitätsäste zu geringeren Filmdicken beobachtet.

2.3 Koexistenz und Besetzung von magnetischen Phasen

Bei einem Spinreorientierungsübergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung ist die Orientierung der Magnetisierung innerhalb des vorliegenden Modells bei Kenntnis der Parameter Filmdicke, Temperatur und angelegtem Magnetfeld bekannt, denn sie entspricht der Orientierung des Minimums der Energie f_A bzw. g_A im Feld (Gl. 2.5 bzw. Gl. 2.8). Liegt dagegen ein Übergang über eine Koexistenz vor, so sind entsprechend der lokalen Minima zwei Orientierungen der Magnetisierung möglich. Es sind verschiedene Ansätze für die Orientierung innerhalb des Koexistenzbereichs denkbar. Sie werden nun erläutert.

Bei der PERFECT DELAY CONVENTION⁷ behält die Magnetisierung die Orientierung bei, die dem Energieminimum entspricht, in dem sie sich vor Eintritt in den Bereich der Koexistenz befand. Erst wenn dieses Energieminimum verschwindet, findet die Reorientierung statt. Die zu erwartende Suszeptibilität entspricht derjenigen, die bisher diskutiert wurde.

Angewendet auf den Spinreorientierungsübergang im Nullfeld folgt zum Beispiel, beginnend bei einer Orientierung der Magnetisierung entlang der Filmmormalen ($r < -2$), daß mit wachsendem r die Magnetisierung innerhalb des Koexistenzbereichs senkrecht bleibt und erst bei $r = 0$ (d. h. an der größeren Bereichsgrenze) in die Filmebene kippt. In diesem Fall ist eine transversale Suszeptibilität nur bei einer Modulation in der Filmebene mit einer Singularität bei $r = 0$ zu erwarten. Bei einer Modulation entlang der Filmmormalen kann sich keine transversale Suszeptibilität ergeben, denn Magnetisierung und Modulationsfeld sind parallel.

Nach der MAXWELL-KONVENTION orientiert sich die Magnetisierung immer in Richtung des absoluten Energieminimums [7, 24]. Das bedeutet, daß eine Reorientierung der Magnetisierung bei gleicher Tiefe der Energieminima erfolgt. In dem Koexistenzbereich sind die Minima im Nullfeld bei $r = -1$ und bei einem Magnetfeld in der Ebene bei $\bar{H}_- = -r^{3/2}/(12\sqrt{3})$ gleich tief (vgl. Abschnitt 2.1.2 bzw. [9]). Bei geringerem r ist das tiefere Energieminimum dasjenige der Magnetisierung entlang der Filmmormalen (im Nullfeld) bzw. der verkippten Magnetisierung im Feld in der Ebene. Ist r größer, so liegt die Magnetisierung in der Ebene.

Für die Suszeptibilität bedeutet dies im Nullfeld: Bei kleinen r liegt die Magnetisierung entlang der Filmmormalen und behält diese Orientierung nach der MAXWELL-KONVENTION bis sich gleich tiefe Minima einstellen bei ($r = -1$). An dieser Stelle findet die Reorientierung statt und die Magnetisierung liegt in der Ebene. Bei einem Modulationsfeld in der Ebene ergibt sich eine mit zunehmendem r schwach ansteigende transversale Suszeptibilität, die bei $r = -1$ abbricht. Gleichzeitig ist an dieser Stelle ein Maximum der transversalen Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen zu erwarten. Mit zunehmendem r wird die Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen geringer. In keinem der Fälle ergeben sich Singularitäten, die maximalen Suszeptibilitätssignale befinden sich bei gleichem r .

⁷Deutsch: Konvention der vollständigen Verzögerung.

Für die dritte Möglichkeit wird ein Zerfall der Magnetisierung in beide Orientierungen angenommen. Gemäß der statistischen Mechanik wird eine Besetzung der beiden Energieminima in Abhängigkeit von der Energie der Zustände, der thermischen Energie aber auch eines kritischen Volumens bestimmt. Dieses Besetzungsmodell wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

2.3.1 Besetzungsmodell

Bei dem Spinreorientierungsübergang über den Bereich der Koexistenz ist, wie oben bereits dargestellt, ein Zerfall der Magnetisierung in beide Orientierungen möglich. Es werden Domänen angenommen. Ohne ein äußeres Feld kann sich die Magnetisierung entlang der Filmmormalen und in der Filmebene, in dem äußeren Feld kann sich die Magnetisierung feldparallel und zum Feld verkippt einstellen. Als Beispiel für das Besetzungsmodell wird im Folgenden der feldfreie Fall diskutiert. Die Diskussion für den Bereich der Koexistenz im Feld verläuft analog.

Die Besetzung eines Energieniveaus hängt im thermischen Gleichgewicht von dem Verhältnis der Energien der Minima und der thermischen Energie ab. Da bisher nur Energiedichten diskutiert wurden, ist die Einführung eines Volumens $V = l^2 \cdot d$ nötig, das aus der Filmdicke d und einer noch zu diskutierenden charakteristischen Länge l besteht. Für dieses Volumen wird angenommen, daß es seine Magnetisierungsorientierung ändern kann. Für die Besetzungswahrscheinlichkeit w gilt im thermischen Gleichgewicht nach Gibbs [29]

$$w = \frac{1}{Z} \cdot \exp(-E/k_B T), \quad (2.21)$$

wobei E die Energie des Niveaus, k_B die Boltzmannkonstante und T die Temperatur ist. Die Zustandssumme Z wird durch die Bedingung

$$w_{=} + w_{\perp} = 1 \quad (2.22)$$

berechnet, wobei $w_{=}$ die Besetzungswahrscheinlichkeit für die Orientierung der Magnetisierung in der Ebene und w_{\perp} entsprechend für eine Orientierung der entlang der Filmmormalen ist. Die zu den Magnetisierungsorientierungen gehörenden Energiedichten sind nach Gleichung 2.5 $f_{\perp} = 0$ und $f_{=} = a + b$. Die Anisotropieparameter a und b hängen von der Filmdicke ab.⁸ Die Besetzungswahrscheinlichkeit für die Orientierung der Magnetisierung entlang der Filmmormalen ergibt sich unter Verwendung der Gleichungen 2.21 und 2.22 zu

$$w_{\perp} = \frac{1}{1 + \exp(-E_{=}/(k_B T))} \quad (2.23)$$

mit $E_{=} = (a + b) \cdot l^2 \cdot d$, und für die Orientierung der Magnetisierung in der Filmebene zu

$$w_{=} = \frac{\exp(-E_{=}/(k_B T))}{1 + \exp(-E_{=}/(k_B T))}. \quad (2.24)$$

Die Orientierung der Magnetisierung ist nun von der Temperatur, der Filmdicke, den Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung und der charakteristischen Länge abhängig.

⁸Zur Erinnerung $a = K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 + \frac{K_{1s}}{d}$ und $b = K_{2v} + \frac{K_{2s}}{d}$ (vgl. Gleichungen 2.5 und 2.2).

In Abbildung 2.10 sind die Besetzungswahrscheinlichkeiten für die Orientierung der Magnetisierung in der Ebene w_{\parallel} und entlang der Filmmormalen w_{\perp} dargestellt. Es wurden die bei Oepen et al. [15] erhaltenen Parameter verwendet (vgl. Fußnote 4, Seite 9). Randbedingung für die Besetzungswahrscheinlichkeiten ist jeweils, daß an den Bereichsgrenzen $w = 1$ bzw. $w = 0$ gilt, da an den Grenzen die Magnetisierung entweder in der Ebene oder entlang der Filmmormalen orientiert ist. Diese Bedingung wird bei charakteristischen Längen ab etwa 40 nm erfüllt.

Die charakteristische Länge hat einen erheblichen Einfluß auf die Orientierung der Magnetisierung. Beträgt sie etwa 100 nm, so ergibt sich eine Besetzung der Orientierungen, die der MAXWELL-KONVENTION sehr ähnlich ist. Unterhalb von $r = -1$ ist die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert ($w_{\perp} \approx 1$ und $w_{\parallel} \approx 0$) und oberhalb in der Filmebene. Ist die charakteristische Länge kleiner, so liegt ein Teil der Magnetisierung bereits unterhalb von $r = -1$ in der Ebene ($w_{\parallel} > 0$).

Die Annahme eines Besetzungsmodells wird durch die Beobachtungen von Duden und Bauer [30] für Co/Au(111)(10 ML)/W(110) unterstützt. Sie finden eine Reorientierung der Magnetisierung über die Verbreiterung der in der senkrechten Magnetisierung vorhandenen Blochwände. Da die Wände eine Magnetisierungskomponente in der Ebene haben, vergrößert sich der Anteil der Magnetisierung in der Ebene. Das bedeutet, es ändern sich kontinuierlich die Anteile der senkrechten Magnetisierung und der in der Ebene.

Als Maß für charakteristische Länge kann die Austauschlänge⁹ l_{ex} verwendet werden. Sie ist von der Anisotropie abhängig. Bei Beschränkung auf die erste Ordnung beträgt sie $l_{ex} = \sqrt{A/a}$, wobei A die Austauschkonstante ($A_{Co} = 1.3 \cdot 10^{-11} \frac{J}{m}$ [32]) und a der Anisotropieparameter erster Ordnung ist.¹⁰ Es ergibt sich eine Abhängigkeit von der Filmdicke. So beträgt die Austauschlänge bei 3.8 ML etwa 14 nm und bei 4.1 ML

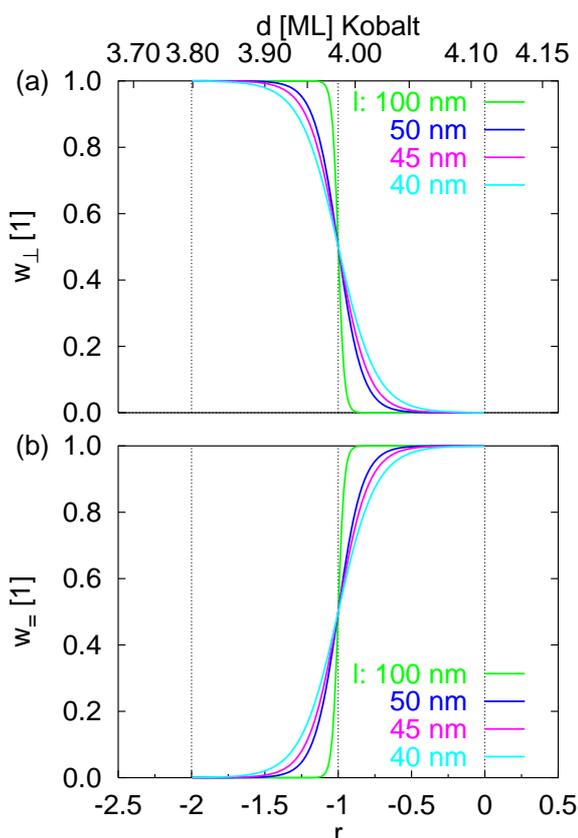


Abb. 2.10: Besetzungswahrscheinlichkeiten (vgl. Text). Die Umrechnung in Filmdicken erfolgt nach Fußnote 4, Seite 9.

⁹Englisch: *Exchange length* bzw. *Bloch wall width parameter* [31].

¹⁰Da ultradünne Filme untersucht werden, wird die effektive Anisotropie also der Anisotropieparameter a verwendet, vgl. [12].

80 nm. Die Austauschlänge liegt in der Größenordnung, für die das Besetzungsmodell relevant werden kann. Die Austauschlänge wird hier jedoch nur prinzipiell abgeschätzt, da die zweite Ordnung der Anisotropie mit berücksichtigt werden müßte. Die Überlegungen zeigen, daß eine Änderung der Orientierung der Magnetisierung für Co/Au(111) auch über das Besetzungsmodell erfolgen kann.

Die transversale Suszeptibilität ist in diesem Modell von der Besetzung der Orientierungen der Magnetisierung abhängig und ändert sich mit der charakteristischen Länge. Darge-

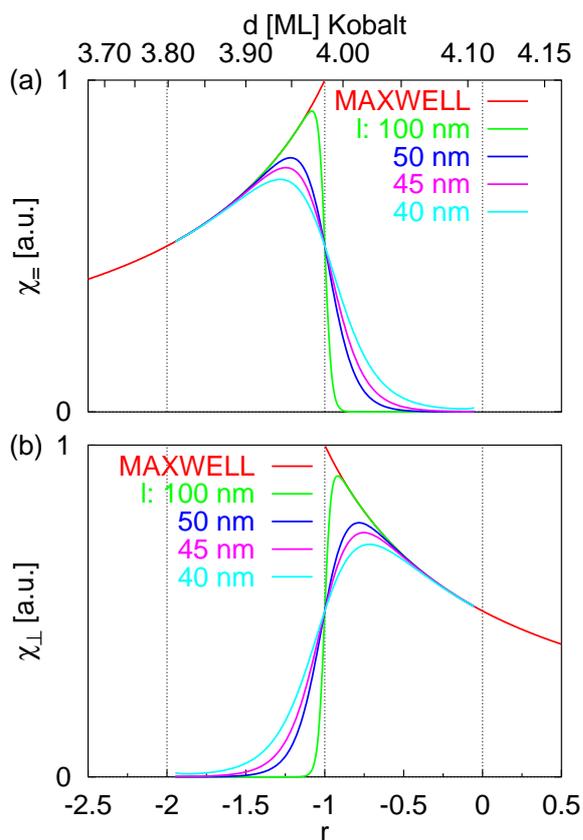


Abb. 2.11: Suszeptibilität nach dem Besetzungsmodell mit der charakteristische Länge als Parameter (Umrechnung in Filmdicken nach Fußnote 4, Seite 9).

stellt ist in Abbildung 2.11(a) die transversale Suszeptibilität χ_{\perp} , die sich bei einem Modulationsfeld in der Ebene ergibt. Für ihre Bestimmung muß die Magnetisierung entlang der Filmnormalen orientiert sein, d. h. die Suszeptibilität ist von w_{\perp} abhängig.

Die Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen χ_{\parallel} ist entsprechend von w_{\parallel} abhängig und wird in Abbildung 2.11(b) gezeigt. Bei einer charakteristischen Länge von 100 nm hat die Suszeptibilität noch viel Ähnlichkeit mit derjenigen, die sich nach der MAXWELL-KONVENTION ergibt. Sie hat ihr Maximum bei $r \approx -1$. Mit geringer werdender charakteristischer Länge wird das Maximum in der Suszeptibilität kleiner und verschiebt sich. Gleichzeitig entsteht ein Signal bei geringem r . Es ergibt sich eine Verbreiterung des Suszeptibilitätsmaximums.

Zusätzlich ist in diesem Modell mit einer parallelen Suszeptibilität zu rechnen, die durch die Verschiebung von Domänenwände entsteht.

2.4 Der magneto-optische Kerr-Effekt

Die magnetischen Eigenschaften des Systems Kobalt auf Gold(111) werden mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effekts untersucht. Um ein prinzipielles Verständnis des Effekts zu erhalten, werden zunächst eine kurze phänomenologische Erklärung und die zur Beschreibung nötigen Formeln gegeben. Abschließend werden die theoretisch zu erwartenden Kerr-Signale für das System Kobalt auf Gold (111) bestimmt.

2.4.1 Phänomenologische Beschreibung

Die Wechselwirkung von Licht mit einer magnetischen Probe führt zu dem magneto-optischen Kerr-Effekt. Die Analyse des reflektierten Lichts liefert Informationen über den magnetischen Zustand der Probe, welcher durch die Materialgleichungen beschrieben werden kann. Da im Frequenzbereich des Lichts, d. h. der elektromagnetischen Wellen, allgemein keine direkte Wechselwirkung des Magnetfelds der elektromagnetischen Welle mit der Magnetisierung der Probe zu erwarten ist, gilt für die Materialgleichung des Magnetfeldes¹¹ $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ [7]. Die Materialgleichung der dielektrischen Verschiebung \mathbf{D} der Wechselwirkung von Licht mit optisch isotropen Medien wird durch

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r (\mathbf{E} + i \mathbf{E} \times \mathbf{Q}) \quad (2.25)$$

beschrieben, wobei \mathbf{E} das elektrische Feld, ϵ_r die relative Dielektrizitätskonstante und \mathbf{Q} der Voigt-Vektor sind. Der Voigt-Vektor gibt die magnetischen Eigenschaften der Probe wieder und liegt bei optisch isotropen Medien parallel zur Magnetisierung [7]. Bei nicht vollständig transparenten Medien haben ϵ_r und \mathbf{Q} einen Imaginärteil.

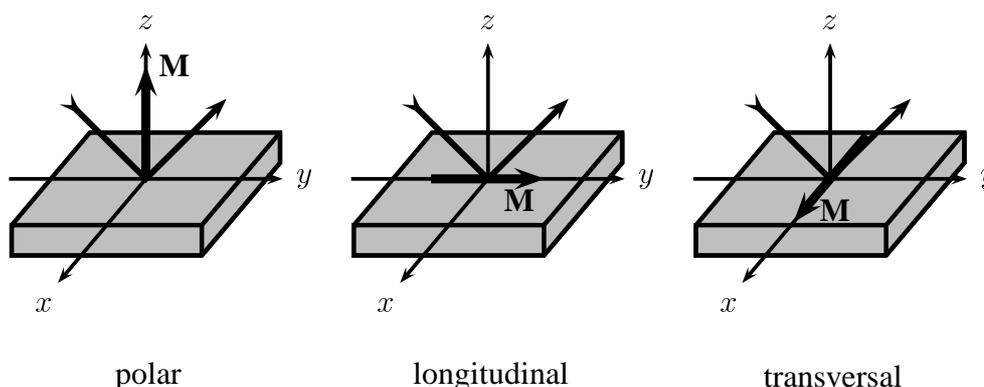


Abb. 2.12: Verschiedene MOKE-Geometrien

Zur Untersuchung der magnetischen Eigenschaften werden nach der Orientierung der Magnetisierung und der Einfallsebene des Lichts drei Kerr-Geometrien unterschieden: polare, longitudinale und transversale (vgl. Abb. 2.12). Bei der polaren Kerr-Geometrie liegt

¹¹ \mathbf{B} : Magnetfeld, \mathbf{H} : magnetische Feldstärke, μ_0 : magnetische Feldkonstante des Vakuums. Für die relative magnetische Feldkonstante gilt $\mu_r = 1$.

die Magnetisierung in der Einfallsebene des Lichts und parallel zur Filmmormalen während sie in longitudinaler Geometrie in der Filmebene orientiert ist. In der transversalen Kerr-Geometrie liegt die Magnetisierung senkrecht zur Einfallsebene und parallel zur Filmebene.

Bei einer beliebigen Orientierung der Magnetisierung ergibt sich eine Überlagerung der magneto-optischen Beiträge aus den verschiedenen Geometrien. Umgekehrt ist für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften einer Probe die Kenntnis der zu erwartenden Beiträge zu dem Signal eine notwendige Voraussetzung. Die dafür nötigen Reflexions- und Transmissionskoeffizienten werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

2.4.2 Das Kerr-Signal ultradünner Filme

Die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten werden durch Lösung der Maxwell'schen Gleichungen mit den oben beschriebenen Materialgleichungen bestimmt [33–36]. Im Grenzfall ultradünner Filme ergibt sich eine analytische Lösung der Maxwell'schen Gleichungen für die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten unter der Voraussetzung, daß die optische Dicke der Probe deutlich geringer als die Wellenlänge des verwendeten Lichts λ ist, d. h. $n_m d_m \ll \lambda$ [33].¹² Die Reflexions- r und Transmissionskoeffizienten t gleicher Polarisationsrichtung sind unabhängig Beiträge von den optischen Eigenschaften des magnetischen Films.

$$\begin{aligned} r_{ss} &= \frac{n_i \cos \theta_i - n_f \cos \theta_f}{n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f} & t_{ss} &= \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_f \cos \theta_f} \\ r_{pp} &= \frac{n_f \cos \theta_i - n_i \cos \theta_f}{n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f} & t_{pp} &= \frac{2n_f \cos \theta_i}{n_f \cos \theta_i + n_i \cos \theta_f} \end{aligned}$$

Die Indizes s bzw. p der Koeffizienten kennzeichnen die Polarisationsrichtungen des einfallenden (zweiter Index) und des reflektierten Lichts. Bei s -Polarisation liegt die Polarisationsebene senkrecht zur Einfallsebene und bei p -Polarisation parallel. Mit dem Index wird i das Anfangsmedium (i. a. Vakuum) und mit f das Endmedium (für Co/Au(111): Gold) bezeichnet. n_i und n_f bezeichnen die Brechungsindizes. θ_i und θ_f sind der Einfallsbzw. Austrittswinkel. Der Austrittswinkel θ_f wird über das Snellius'sche Brechungsgesetz bestimmt.

Durch den magnetischen Film ergibt sich eine Änderung der Lichtpolarisation, die durch

$$r_{ps} = r_{\text{pol}} - r_{\text{long}} \quad \text{und} \quad r_{sp} = r_{\text{pol}} + r_{\text{long}} \quad (2.26)$$

ausgedrückt werden kann. Die Reflexionskoeffizienten setzen sich additiv aus dem longitudinalen (Projektion der Magnetisierung auf die Filmebene, r_{long}) und dem polaren Beitrag (Projektion der Magnetisierung auf die Filmmnormale, r_{pol}) zusammen¹³ [37], die durch

$$r_{\text{pol}} = C_{\text{pol}} \cdot d_m Q \cos \alpha \quad \text{und} \quad r_{\text{long}} = C_{\text{long}} \cdot d_m Q \sin \alpha \quad (2.27)$$

¹² n_m : Brechungsindex des magnetischen Materials, d_m : Filmdicke.

¹³In der Dünnschichtnäherung ergibt sich kein transversaler Beitrag.

mit $C_{\text{pol}} = C \cdot \cos \theta_f n_m^2$, $C_{\text{long}} = C \cdot n_f n_i \sin \theta_i$ und $C = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{t_{ss} t_{pp}}{n_i \cos \theta_i}$ beschrieben werden. Q_m ist die komplexe Voigt-Konstante des magnetischen Films und α der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Filmnormalen. In Gleichung 2.27 wird weiterhin vorausgesetzt, daß sich die Magnetisierung in der Einfallsebene des Lichts befindet.

Der komplexe Kerr-Winkel Φ_K ist durch das Verhältnis der Reflexionskoeffizienten zueinander bestimmt:

$$\Phi_{Ks} = \theta_{Ks} + i\varepsilon_s := \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \quad \text{bzw.} \quad \Phi_{Kp} = \theta_{Kp} + i\varepsilon_p := \frac{r_{sp}}{r_{pp}}. \quad (2.28)$$

Die Indizes s und p beziehen sich auf die oben eingeführten Polarisationsrichtungen. Zuvor linear polarisiertes Licht wird durch die Wechselwirkung zu elliptisch polarisiertem Licht. Die diese Änderung beschreibenden Größen sind die Rotation θ_K , d. h. der Winkel, um den die Polarisationssebene des Lichts durch die Wechselwirkung gedreht wird, und die Elliptizität ε , d. h. das Verhältnis der Hauptachsen der Ellipse (vgl. Abbildung 2.13). Elliptizität bzw. Rotation werden experimentell bestimmt.

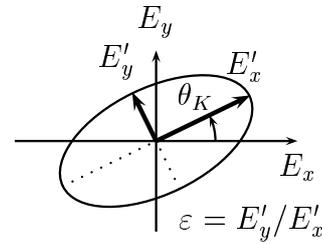


Abb. 2.13: Definition von Rotation θ_K und Elliptizität ε

Im Grenzfall ultradünner Filme ergibt sich eine lineare Abhängigkeit des Kerr-Signals, d. h. der Elliptizität oder der Rotation, von der Filmdicke (vgl. Gleichung 2.27). Während C_{long} durch den Faktor $\sin \theta_i$ eine ungerade Funktion in Abhängigkeit von dem Einfallswinkel θ_i ist, sind in C_{pol} nur gerade Funktionen von θ_i und θ_f zu finden. Dies bewirkt, daß der polare Beitrag unabhängig vom Einfallswinkel immer dasselbe Vorzeichen besitzt, während der longitudinale Beitrag sein Vorzeichen ändert. Dieser Unterschied kann experimentell zur Bestimmung der polaren und longitudinalen Beiträge ausgenutzt werden, vgl. Abschnitt 6.1.3.4 sowie Ding et al. [38].

Die Kerr-Signale können nicht nur in polare und longitudinale Beiträge sondern auch in von der Orientierung der Magnetisierung abhängige und unabhängige aufgeteilt werden. Die Kerr-Elliptizität wird zu

$$\varepsilon(\theta_i, \alpha) = \underbrace{\varepsilon_{\text{pol}}(\theta_i) m_{\perp}(\alpha)}_{\text{rein polar}} + \underbrace{\varepsilon_{\text{long}}(\theta_i) m_{\parallel}(\alpha)}_{\text{rein longitudinal}} \quad (2.29)$$

umgeformt, wobei θ_i weiterhin der Einfallswinkel des Lichts und α der Winkel zwischen Filmnormalen und Magnetisierung ist. Es gilt $m_{\perp} = M_{\perp}/M_s = \cos \alpha$ und $m_{\parallel} = M_{\parallel}/M_s = \sin \alpha$. Der maximale polare bzw. longitudinale Beitrag ist durch

$$\varepsilon_{\text{pol}} = \text{Im} \left(\frac{C_{\text{pol}}}{r_{ss}} \cdot d_m \cdot Q \right) \quad \text{bzw.} \quad \varepsilon_{\text{long}} = \text{Im} \left(\frac{C_{\text{long}}}{r_{ss}} \cdot d_m \cdot Q \right) \quad (2.30)$$

bestimmt. Mit den im weiteren Verlauf der Arbeit verwendeten Begriffen von einem rein polaren bzw. rein longitudinalen Signal ist der erste bzw. zweite Teil der Elliptizität in Gleichung 2.29 gemeint. Diese Signale werden im Idealfall in den in Abbildung 2.12 dargestellten Geometrien bestimmt. Für die Kerr-Rotation gilt Gleichung 2.29 analog.

2.4.3 Das Kerr-Signal von Co/Au(111)

Da in der vorliegenden Arbeit die magnetischen Eigenschaften des Systems Co/Au(111) durch den magneto-optischen Kerr-Effekt untersucht werden, wird in diesem Abschnitt mit den in dem vorhergehenden Abschnitt angegebenen Formeln das theoretisch zu erwartende Kerr-Signal bestimmt. Im Experiment wird ausschließlich s -polarisiertes Licht verwendet, damit der Beitrag des transversalen Kerr-Effekts auszuschließen ist.¹⁴

Für das System Co/Au(111) liegt im untersuchten Filmdickenbereich bis maximal 20 ML der oben beschriebene Grenzfall ultradünner Filme vor, d. h. es ist eine lineare Abhängigkeit des Kerr-Signals von der Filmdicke zu erwarten. Mit der Wellenlänge des verwendeten He-Ne-Lasers von $\lambda = 632.8$ nm und dem Brechungsindex von Kobalt¹⁵ von $n_{Co} = 2.234 + 4.06i$ gilt $d_{Co} \cdot n_{Co} \ll \lambda$. Damit können die rein longitudinalen ε_{long} und polaren Kerr-Signale ε_{pol} bestimmt werden (vgl. vorhergehender Abschnitt).

Die Ergebnisse für den Kerr-Winkel $\Phi_K = \theta_K + i\varepsilon$ bei den experimentell möglichen Einfallswinkeln von 9, 15 und 45 Grad sind in Tabelle 2.4 dargestellt. Der Brechungsindex von Gold ist $n_{Au} = 0.12 + 3.29i$ [40]. Der Voigt-Vektor von Kobalt¹⁵ beträgt $Q_{Co} = 0.034 + 0.0004i$.

Tabelle 2.4: Der Kerr-Winkel $\Phi_K = \theta_K + i\varepsilon$ von Co/Au(111).

Einfallswinkel [Grad]	9	15	45
Longitudinal [$\mu\text{rad/ML}$]	$-0.30 + 5.96i$	$-0.62 + 9.87i$	$-6.25 + 24.9i$
Polar [$\mu\text{rad/ML}$]	$151 - 198i$	$154 - 196i$	$182 - 160i$

Die in Tabelle 2.4 angegebenen Werte bieten eine prinzipielle Abschätzung für die experimentell zu erwartenden Signale. Da die Brechungsindizes und die Voigt-Konstante unter anderen experimentellen Bedingungen, wie z. B. dickere Filme und polykristallines Material, bestimmt wurden [39, 41–44], sind Abweichungen der in dieser Arbeit experimentell bestimmten Elliptizitäten (ultradünne Filme) zu erwarten.

Es ist zu beobachten, daß die Elliptizität des Kerr-Winkels durchgängig größer als die Rotation und die polaren Beiträge größer als die longitudinalen sind. Außerdem ändern sich die polaren Signale weniger stark mit dem Einfallswinkel als die longitudinalen.

Liegt die Magnetisierung weder in der Filmebene noch entlang der Filmmormalen, so ist nach Gleichung 2.29 mit einem sogenannten gemischten Signal, d. h. der Summe der reinen Signale, zu rechnen. Da die polare Elliptizität zum Beispiel bei einem Einfallswinkel von 45 Grad etwa um eine Größenordnung größer als die longitudinale ist, reicht eine geringe Verkippung der Magnetisierung aus der Filmebene aus, um ein zusätzliches polares Signal zu dem longitudinalen erhalten. Die Trennung bzw. Identifizierung der einzelnen Beiträge wird daher immer ein erster Schritt in der Auswertung der Experimente sein.

¹⁴Bei dem transversalen Kerr-Effekt ist nur bei p -polarisiertem Licht der Reflexionskoeffizient abhängig von der Magnetisierung (Voigt-Vektor \mathbf{Q}). Bei s -polarisiertem Licht sind der elektrische Feldvektor des Lichts und die Magnetisierung parallel zueinander, d. h. nach Gleichung 2.25 gilt $\mathbf{D} \equiv 0$.

¹⁵Die benötigten Werte für die Energie des Lichts (1.96 eV) wurden durch lineare Interpolation der bei Osgood et al. [39] angegebenen Werte bestimmt.

3 Experimenteller Aufbau und Probenpräparation

Die Probenpräparation und die Experimente wurden in einer UHV-Kammer (Ultrahochvakuumkammer) durchgeführt, deren Aufbau im ersten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben wird. Es wird auf den Aufbau des Probenhalters und die Probenpräparation eingegangen.

Die magnetischen Eigenschaften der Probe werden durch Anwendung des magneto-optischen Kerr-Effekts untersucht. Der optische Aufbau und seine Erweiterungen zur Bestimmung der Suszeptibilität und Kerr-Mikroskopie werden am Ende des Kapitels dargestellt.

3.1 Aufbau und Ausstattung der UHV-Kammer

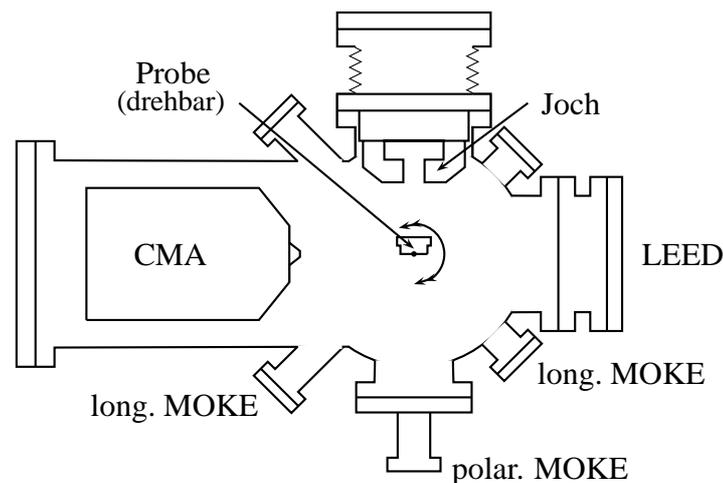


Abb. 3.1: Querschnitt durch die Hauptebene der UHV-Kammer, vgl. Text (maßstabsgetreu 1:100, außer der Probe).

Die für alle Experimente dieser Arbeit verwendete UHV-Kammer ermöglicht aufgrund ihres kompakten Aufbaus die Probenpräparation und die Durchführung von Experimenten *in situ*. Die Kammer besteht aus einer Hauptebene (Abbildung 3.1) und einer zweiten

Versuchsebene 10 cm tiefer. In der Hauptebene erfolgt die Charakterisierung der Probe durch Auger–Elektronen–Spektroskopie (AES) und Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED)¹. Da der LEED–Schirm in einer Linie mit der Elektronenkanone des Auger–Systems liegt, ist die Beobachtung mittlereenergetischer Elektronenbeugung (MEED)² durch die Kombination dieser beiden Experimente ebenfalls möglich. Der zur AES gehörende Zylinderspiegelanalysator (CMA)³ sowie der LEED–Schirm können, um den Experimentierraum zu vergrößern, aus dem Kammerzentrum zurückgezogen werden.

Weitere Bestandteile der Hauptebene sind ein Weicheisenjoch, das mit einer Spule außerhalb der Kammer gekoppelt ist, und ein Magnetfeld in der Probenebene erzeugt. Das maximal erreichbare Feld beträgt 110 mT. Das Joch ist durch eine Hydraulik aus dem Kammerzentrum zu bewegen. Dem Joch gegenüberliegend können zwei Systeme zur Untersuchung des magneto–optischen Kerr–Effekts (MOKE) angebracht werden. Auf den optischen Aufbau der Systeme wird in Abschnitt 3.4.1 eingegangen. In der zweiten, tieferen Versuchsebene befindet sich eine kernlose Spule, die ein Magnetfeld parallel zur Filmnormale von maximal 60 mT erzeugt. Auch in dieser Versuchsebene kann ein MOKE–System angebaut werden.

Der Basisdruck in der Kammer beträgt etwa $1.1 \cdot 10^{-10}$ mbar. Er wird mit einer Ionisations–Druckmeßröhre bestimmt. Weitere UHV–typische Bestandteile der Apparatur sind eine Ionengetterpumpe mit Titanverdampfer, zwei Turbo–Molekularpumpen mit Drehschieberpumpen als Vorpumpen sowie ein Quadrupol–Massenspektrometer zur Restgasanalyse. Eine differentiell gepumpte Ionenkanone und ein thermischer Verdampfer ermöglichen die Reinigung bzw. die Bedampfung der Probe.

¹Englisch: *Low Energy Electron Diffraction*.

²Englisch: *Medium Energy Electron Diffraction*.

³Englisch: *Cylindrical Mirror Analyzer*.

3.2 Der Probenhalter

Der Probenhalter ist eine hauseigene Konstruktion [45, 46]. An dem oberen Ende ist der Probenhalter auf einen Manipulator montiert. Dies ermöglicht eine translatorische Bewegung des Probenhalters und damit der Probe in allen drei Raumrichtungen sowie eine polare Drehung um die vertikale Achse.

Die Probe in Hütchenform wird an dem unteren Ende des Probenhalters spannungsfrei befestigt. Hinter ihr befindet sich eine Widerstandsheizung, die zur Minimierung des magnetischen Streufelds bifilar entgegengesetzt gewickelt ist. Die Temperaturmessung erfolgt durch ein direkt am Kristall angebrachtes Thermoelement⁴. Die Probenoberfläche ist vertikal orientiert. Eine azimutale Drehung der Probe um ihre Normale ist im Bereich von 100 Grad möglich.

Für die Suszeptibilitätsexperimente sind geringe magnetische Wechselfelder nötig, die durch am Probenhalter angebrachte Spulen erzeugt werden. Ein Spulenpaar mit einer Helmholtz-ähnlichen Anordnung, d. h. je eine Windung Kupferdrahtes rechts und links von der Probe mit der Verbindungsachse in der Probenoberfläche, erzeugt ein Magnetfeld in der Probenebene⁵, wobei ein Streufeld entlang der Probennormalen von etwa 20% des Feldes in der Ebene gefunden wird.⁶

Eine weitere Spule liegt in der Probenebene und erzeugt ein Feld entlang der Filmmormalen. Die einzelne Windung ist um die Probe gelegt, mit der Probenmitte als Zentrum. Ein Streufeld in der Probenebene ist in diesem Fall vernachlässigbar; es beträgt maximal 2%.

3.3 Probenpräparation

Für die Experimente wurde ein Goldeinkristall mit (111)-Orientierung in Hütchenform verwendet. Der Kristall ist 2.5 mm hoch. Die Grundfläche hat einen Durchmesser von 10 mm, die für die Experimente verwendete Fläche hat 8 mm im Durchmesser. Nach Herstellerangaben [47] ist die Genauigkeit in der Orientierung besser als 0.25° und die Oberflächenrauigkeit geringer als $0.03\mu\text{m}$.

Nach Einbau des Kristalls in die UHV-Kammer wurden mehrere Zyklen, bestehend aus dem Beschuß mit Argonionen der Energie 1 keV unter schrägem Einfall⁷ (Englisch: *Sputtern*) und Ausheilen der Probenoberfläche bei 650°C , durchgeführt. Eine Überprüfung der Reinheit und Güte der Oberfläche erfolgt durch die Beobachtung des Auger-Spektrums sowie des LEED-Bildes der $23 \times \sqrt{3}$ Oberflächenrekonstruktion von Gold mit Hilfe von LEED (vgl. Abschnitt 4.1). Im Auger-Spektrum des Goldkristalls sind keine Verunreinigungen sichtbar. Wird angenommen, daß die Signalhöhen genauso groß wie das Rauschen des Spektrums sind, so kann die obere Grenze für die Verunreinigungen nach Davis et al. [48]

⁴Unmagnetisch, Chromel/Constantan.

⁵Befindet sich die Probe zum Anlegen eines äußeren Feldes in der Probenebene in dem Weicheisenjoch, so sind dieses Feld und dasjenige des Spulenpaares parallel zueinander.

⁶Das Feld wurde mit einer Hallsonde kalibriert.

⁷Winkel zur Oberfläche ca. 45° .

bestimmt werden. Für Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff ergeben sich maximale Anteile von 0.5 %.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kobaltfilme wurden durch thermisches Verdampfen hergestellt und bei Raumtemperatur untersucht. In dem wassergekühlten Aufdampfofen befindet sich ein Kobaltstab, der durch Elektronenbeschuss Ionen emittiert.⁸ Durch eine Blende vor der Öffnung des Verdampfers kann die Bedampfung des Kristalls definiert begonnen und beendet werden.

Der Verdampfer wird über eine am Institut entwickelte Steuerung betrieben. Sie bestimmt unter anderem den Strom des ionisierten Anteils des Verdampfergutes und liefert dadurch die Möglichkeit zur Stabilisation der Aufdampftrate.

Der Kobaltstab (Reinheit laut Hersteller 99.995%) wurde nach dem Einbau in den Verdampfer ausgegast, und die Reinheit des aufgedampften Filmes durch AES geprüft. Der Druck während des Aufdampfens betrug in der Regel $3.0 \cdot 10^{-10}$ mbar und überstieg $5.0 \cdot 10^{-10}$ mbar nicht. Typische Aufdampftraten liegen im Bereich 150–180 Sekunden pro Monolage.

Die Homogenität der Filme wurde durch AES geprüft, indem das Verhältnis der Auger-Intensitäten von Gold (Energie 239 eV) und Kobalt (Energie 775 eV) an verschiedenen Stellen auf der Probe verglichen wurde. Das Auger-Intensitätsverhältnis nimmt in Abhängigkeit von der Kobaltbedeckung des Goldes monoton ab, wobei im Bereich bis 2 ML der stärkste Abfall zu beobachten ist, vgl. [49]. Die Untersuchung eines Kobaltfilms dieser nominellen Bedeckung zeigt eine maximale Dickenvariation von 4 %.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kobaltkeile wurden durch die manuelle Verschiebung der Probe hinter einer Blende während der Bedampfung mit Kobalt erzeugt. Die Blende hat einen 3 mm breiten Spalt. Der Abstand zwischen Probe und Blende beträgt etwa 1.5 mm. Die Aufdampftrate wird durch ein gleichzeitig durchgeführtes Suszeptibilitätsexperiment bestimmt. Bei einem Modulationsfeld entlang der Filmmormalen wird ein Maximum bei 1.3 ML beobachtet (vgl. Abschnitt 6.1.2).

⁸Typische Beschleunigungsspannung 800V, Leistung etwa 9 Watt.

3.4 Experimentelle Aufbauten zur Anwendung des magneto-optischen Kerr-Effekts

Die magnetischen Eigenschaften einer Probe werden mit dem magneto-optischen Kerr-Effekt untersucht, wobei die Wechselwirkung des auf die Probe einfallenden Lichts mit der Magnetisierung der Probe auf den reflektierten Strahl abgebildet wird (vgl. Abschnitt 2.4). Die Untersuchung der Intensität des reflektierten Lichtstrahls liefert Informationen über den magnetischen Zustand des beleuchteten Anteils der Probe, z. B. bei Variation eines angelegten Magnetfeldes als Hysteresekurve oder durch Anlegen eines magnetischen Wechselfeldes als Suszeptibilität. In der Kerr-Mikroskopie erfolgt eine großflächige Abbildung der magnetischen Struktur der Probe.

Im Folgenden wird zunächst der typische Aufbau eines MOKE-Systems erläutert, danach auf die Bestimmung der Suszeptibilität eingegangen und am Ende der optische Aufbau des Kerr-Mikroskops erläutert.

3.4.1 MOKE-Systeme

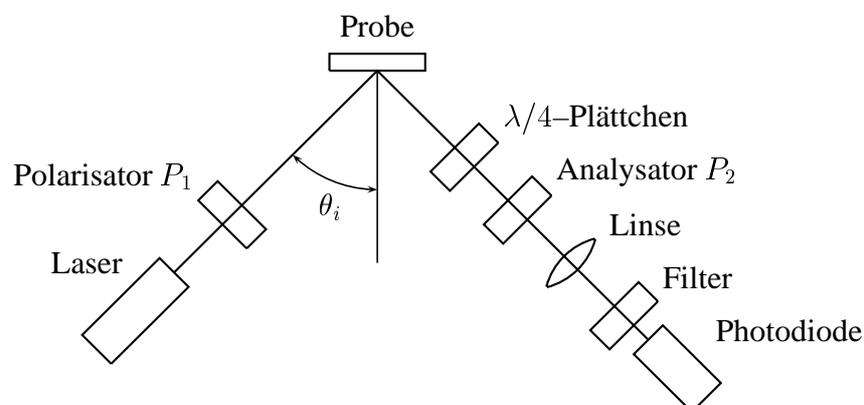


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau eines MOKE-Systems mit Einfallswinkel $\theta_i = 45$ Grad (links Laserseite, rechts Analysatorseite).

Abbildung 3.2 zeigt schematisch die Bestandteile der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten MOKE-Systeme. Das Licht eines Lasers wird durch den Polarisator P_1 senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert und trifft auf die Probenoberfläche. Das an der Probe reflektierte Licht durchläuft ein $\lambda/4$ -Plättchen und einen zweiten Polarisator (P_2), der fast in Auslöschung zu P_1 orientiert ist. Die nachfolgende Linse fokussiert das Licht auf die Photodiode, die ein Teil einer Verstärkerschaltung ist. Die Intensität des Lichts wird in eine Spannung umgewandelt und verstärkt. Durch einen Filter vor der Photodiode wird sichergestellt, daß nur das Laserlicht ausgewertet wird. Das $\lambda/4$ -Plättchen wird zur Kom-

pensation der Doppelbrechung der UHV-Fenster benötigt und bewirkt außerdem, daß die Kerr-Elliptizität ε gemessen wird [37, 50].

Die Bestimmung der Elliptizität ε erfolgt durch Aufnahme des Intensitätsunterschieds ΔI bei entgegengesetzten Feldern. Die Umrechnung der Intensität in Elliptizität [37] erfolgt durch

$$\varepsilon = \frac{\Delta I}{I_0 - I_G} \cdot \frac{\vartheta}{4}, \quad (3.1)$$

wobei I_0 die Intensität des unmagnetisierten Zustands und I_G die Grundintensität bei Auslöschung, d. h. bei gekreuzten Polarisatoren P_1 und P_2 , ist. ϑ ist der Winkel, um den der Analysator gegenüber dem Polarisator verkippt ist.⁹ Nach Abschnitt 2.4.2 ist die Elliptizität proportional zur Magnetisierung.

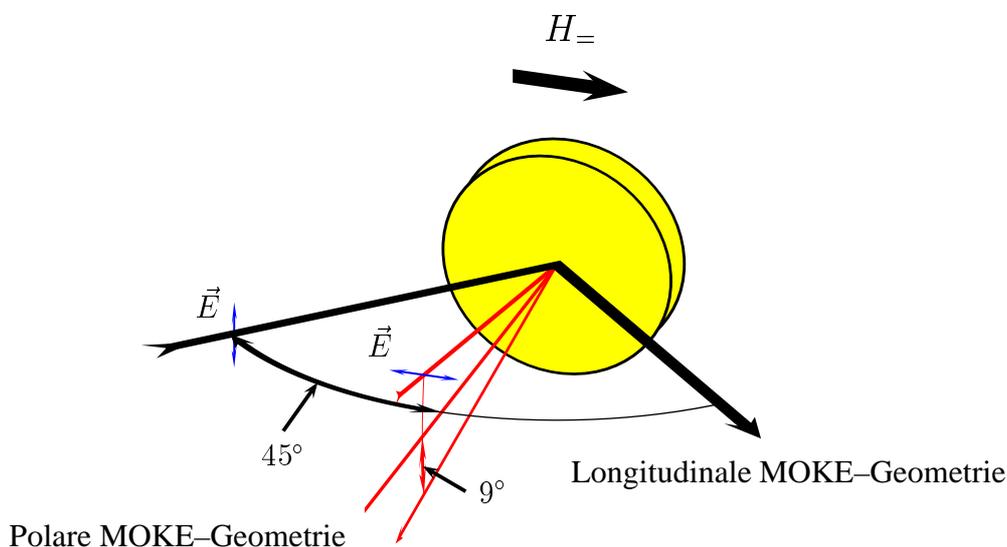


Abb. 3.3: MOKE-Geometrien in der Hauptebene der UHV-Kammer mit Magnetfeld in der Ebene H_{\parallel} .

In der longitudinalen MOKE-Geometrie liegt die Einfallsebene parallel zum Feld, während diejenige der polaren MOKE-Geometrie um 90 Grad dazu verkippt und senkrecht zum Feld orientiert ist. Das Licht ist s -polarisiert und wird durch die blauen Pfeile dargestellt.

Es werden zwei verschiedene MOKE-Systeme verwendet. Bei dem ersten wird das Licht durch einen amplitudenstabilisierten He-Ne-Laser ($\lambda = 632.8$ nm) und bei dem zweiten durch eine Laser-Diode mit $\lambda = 635$ nm erzeugt. Die Extinktion der Polarisatoren beträgt 10^{-6} .

In der Hauptebene der UHV-Kammer können MOKE-Experimente mit einem Magnetfeld in der Ebene durchgeführt werden. Wie in Abbildung 3.3 dargestellt, sind zwei

⁹Ein typischer Verkipfungswinkel beträgt bei $\vartheta = 5.0$ mrad.

3.4 Experimentelle Aufbauten zur Anwendung des magneto-optischen Kerr-Effekts 33

verschiedene Geometrien möglich. Die Einfallsebene der ersten MOKE-Geometrie liegt parallel zu dem Feld in der Ebene. Der Einfallswinkel beträgt 45 Grad. In dieser Geometrie wird hauptsächlich der longitudinale Kerr-Effekt untersucht, weshalb sie im Folgenden als longitudinale Geometrie bezeichnet wird. Bei der zweiten MOKE-Geometrie ist die Einfallsebene um 90 Grad gedreht und steht im rechten Winkel zum Magnetfeld sowie der Einfallsebene der ersten Geometrie (vgl. Abb. 3.3). Der Einfallswinkel beträgt 9 Grad. Hier wird hauptsächlich der polare Kerr-Effekt bestimmt, weshalb diese Geometrie als polare Geometrie bezeichnet wird.

In der zweiten Versuchsebene wird bei einem zur Probenebene vertikalen Magnetfeld der polare Kerr-Effekt untersucht (polare MOKE-Geometrie H_{\perp}). Der Einfallswinkel beträgt hier 15 Grad.

3.4.2 Das Suszeptibilitätsexperiment

Die in dem vorherigen Abschnitt eingeführten MOKE-Systeme (vgl. Abb. 3.2) werden im Allgemeinen verwendet, um Hysteresekurven aufzunehmen. Es sind nur geringe Änderungen nötig, um die Suszeptibilität zu bestimmen [46, 51]. Die Suszeptibilität ist durch $\chi = \frac{\partial M}{\partial H}$ definiert [1, 28]. Experimentell kann eine Änderung des Magnetfeldes durch ein Modulationsfeld mit geringer Amplitude erzeugt werden. Mit Hilfe der Lock-In-Technik wird die Änderung der Magnetisierung, d. h. der Elliptizität, phasen- und frequenzselektiv ausgelesen. Der Quotient aus der Änderung der Magnetisierung und der Amplitude des Modulationsfeldes ist die sogenannte Überlagerungssuszeptibilität [28], die im Folgenden einfach als Suszeptibilität bezeichnet wird,

$$\chi = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta H} = \frac{\Delta I}{I_0 - I_G} \cdot \frac{\vartheta}{2} \frac{1}{\Delta(\mu_0 H)} \quad \left[\frac{\mu\text{rad}}{\text{mT}} \right]. \quad (3.2)$$

ΔI ist nun der Effektivwert der ausgelesenen Spannung und $\Delta(\mu_0 H)$ derjenige der Modulationsamplitude. Da die Elliptizität proportional zur Filmdicke ist (vgl. Abschnitt 2.4.2), ist es die Suszeptibilität in Gleichung 3.2 ebenfalls.

Die Suszeptibilität kann in SI-Einheiten umgerechnet werden, wenn die Elliptizität der entsprechenden Geometrie bekannt ist.

$$\chi_{\text{SI}} = \frac{M_s}{\varepsilon} \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta H}, \quad (3.3)$$

M_s ist die Sättigungsmagnetisierung.

Mit den direkt am Probenhalter angebrachten Luftspulen (vgl. Abschnitt 3.2) werden die magnetischen Wechselfelder geringer Amplitude erzeugt. Es können Modulationsfelder entlang der Filmmormalen H_{\perp}^{ω} und in der Filmebene H_{\parallel}^{ω} angelegt werden. In den Suszeptibilitätsexperimenten dieser Arbeit wird durchgehend die Frequenz von 113.94 Hz verwendet, so daß die Suszeptibilität als quasistatisch gelten kann.

3.4.3 Kerr-Mikroskop

Die Kerr-Mikroskopie wird im Rahmen dieser Arbeit als eine qualitative Methode zur Visualisierung der magnetischen Eigenschaften verwendet. Der prinzipielle Aufbau des Mikroskops wird bei Giergiel & Kirschner [52] beschrieben und ähnelt dem des MOKE-Systems in Abbildung 3.2.

Die Probe wird durch eine Halogenlampe großflächig mit s -polarisiertem Licht beleuchtet. Die Aufnahme der Bilder erfolgt über eine CCD-Kamera¹⁰. Ein Rotfilter beschränkt die Empfindlichkeit der Kamera auf das sichtbare Licht und mit Hilfe der Kameraoptik wird ein vergrößertes Bild erstellt. Die laterale Auflösung beträgt etwa $40 \mu\text{m}$. Da der Aufbau kein $\lambda/4$ -Plättchen enthält, sind die Signale proportional zur Kerr-Rotation und nicht zur Kerr-Elliptizität [37]. Um den magnetischen Kontrast zu erhöhen und gleichzeitig den der Topographie zu reduzieren, wird die Asymmetrie A zwischen unterschiedlichen magnetischen Zuständen (I_F und I_R) ausgewertet,

$$A = \frac{I_F - I_R}{I_F + I_R}. \quad (3.4)$$

Die typische Verkippung des Analysators aus der Auslöschung liegt bei 40 mrad . Das Kerr-Mikroskop wird in der Hauptebene des Experiments in der longitudinalen Kerr-Geometrie (vgl. Abb. 3.1) montiert (Einfallswinkel des Lichts 45 Grad), wodurch unterschiedliche Vergrößerungen in horizontaler und vertikaler Richtung entstehen.

¹⁰Charge coupling device.

4 Struktur und Morphologie

Wie schon im Rahmen der Probenpräparation (Abschnitt 3.3) beschrieben, wird für die Experimente ein Goldeinkristall in (111) Orientierung verwendet. Da in den nachfolgenden Kapiteln die magnetischen Eigenschaften von Kobalt auf Gold diskutiert werden, hierfür jedoch auch die Kenntnis der Oberflächenstruktur von Gold(111) und des Wachstums von Kobalt auf Gold vorausgesetzt wird, werden in diesem Kapitel diese Punkte zusammengefaßt.

4.1 Die Oberflächenrekonstruktion von Gold

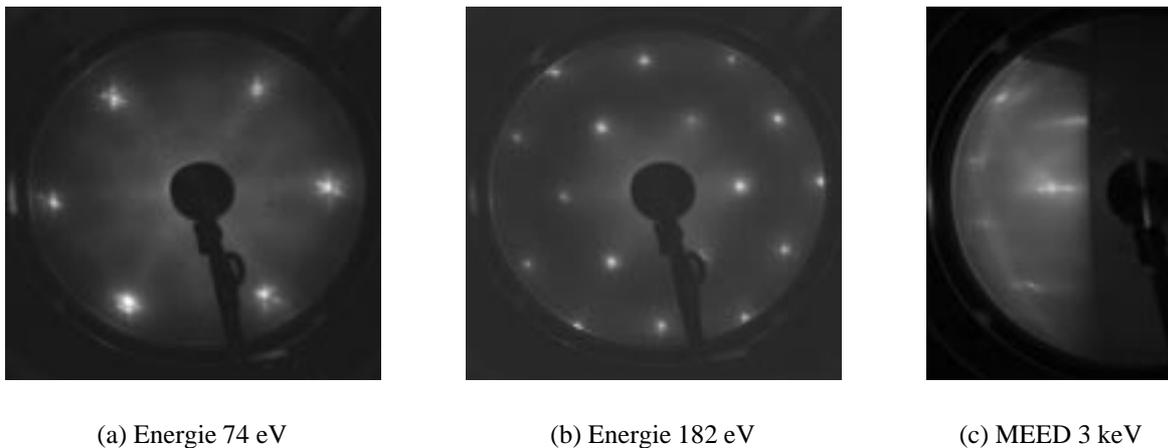


Abb. 4.1: LEED– (a,b) und MEED–Aufnahmen (c) der Gold(111)–Oberfläche.

Abbildung 4.1 zeigt LEED– und MEED–Aufnahmen der Goldoberfläche in (111)–Orientierung. Deutlich ist in den LEED–Bildern das sechszählige Beugungsmuster des Kristalls sowie die $23 \times \sqrt{3}$ –Oberflächenrekonstruktion zu sehen (vgl. [53–55]). Die Rekonstruktion der Goldoberfläche zeigt ein sogenanntes Fischgrätzmuster [56–58], bei dem die für einen kubisch–flächenzentrierten Kristall übliche Stapelfolge der Gitterebenen mit derjenigen einer hexagonal dichtest gepackten Kristallstruktur (hcp)¹ abwechselt. Zwischen diesen bei-

¹Englisch: *hexagonal-close-packed*.

den Stapelfolgen befinden sich die Atome auf Zwischengitterplätzen, wodurch es zu einer Höhenvariation der Atome von 0.15 \AA kommt [56, 59], die in dem Fischgrätmuster beobachtet wird.

4.2 Wachstum von Kobalt auf Gold(111)

Kobalt liegt auf der Goldoberfläche in hcp-Struktur vor, wobei die [0001] Richtung von Kobalt mit der [111] Richtung des Goldkristalls zusammenfällt [60–62]. Aufgrund der unterschiedlichen Volumengitterkonstanten ist das Kobalt gegenüber dem Gold in der ersten Atomlage um 14% gedehnt. Mit zunehmender Filmdicke verringert sich die Dehnung. So wird bei $\approx 3 \text{ ML}$ Kobalt eine Fehlpassung von 8% gefunden [11, 61] und bei 5-6 ML werden die Volumenwerte der Gitterkonstanten von Kobalt erreicht [11, 61, 63].

Untersuchungen mit dem Rastertunnelmikroskop zeigen, daß Kobalt genauso wie Nickel [64–66] und Eisen [59] zunächst in 2 ML hohen Inseln auf der rekonstruierten Oberfläche bevorzugt an den Ellenbogen des Fischgrätmusters und an den Stufenkanten nukleiert [59, 64, 67], so daß es zu einer regelmäßigen Anordnung der Inseln kommt. Bei etwa 0.8 ML nomineller Bedeckung beginnen die Inseln in $\langle 1\bar{1}2 \rangle$ -Richtung zu koaleszieren und mit zunehmender Bedeckung auch in der $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ -Richtung. Noch bei $\approx 7 \text{ ML}$ Kobalt ist mit dem Rastertunnelmikroskop eine granulare Struktur der Oberfläche zu beobachten. Bei etwa 12 ML verschwindet diese Struktur und die Oberfläche zeigt 100–300 \AA große Terrassen.

Während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111) werden MEED-Intensitätsoszillationen gefunden, die mit der nominellen Filmdicke korreliert sind [49]. In dieser Arbeit konnte daher über die Beobachtung von MEED-Intensitätsoszillationen die Kobalt-Aufdampfrate bestimmt werden.

Abbildung 4.2 zeigt die Intensität des (0,0)-MEED-Reflexes in Abhängigkeit von der Zeit während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111). Der Einfallswinkel des Elektronenstrahls in Bezug auf die Filmebene liegt bei $\approx 5 \text{ Grad}$. Die Energie der Elektronen beträgt 3 keV.

Im Bereich unter 0.5 ML steigt die Intensität stark an. Bis etwa 4 ML sinkt die Intensität, der Film wird rauher. Ab 4 ML sind Oszillationen der Intensität zu beobachten, die Untergrundintensität steigt an, d. h. der Film wird mit zunehmender Dicke ebener. Die Maxima erscheinen nicht bei voller Monolage, da der Untergrund um den Reflex mitgemessen wird. Die Oszillationen sind bis etwa 10–12 ML zu beobachten.

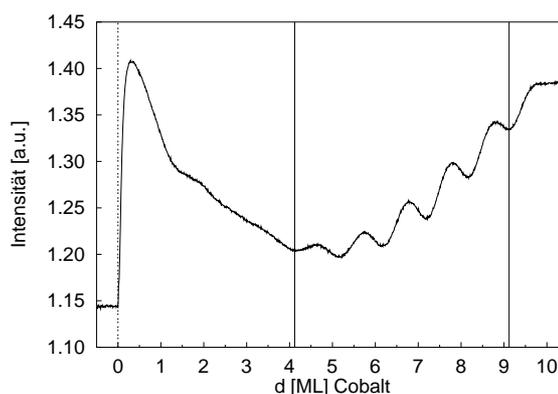


Abb. 4.2: MEED-Intensitätsoszillationen während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111).

5 Magnetisierungskurven von Co/Au(111) bei verschiedenen Filmdicken

In diesem Kapitel wird das Ummagnetisierungsverhalten von Kobalt auf Gold(111) in Feldern in der Ebene und entlang der Filmmormalen untersucht. Die Magnetisierungskurven können aufgrund ihrer Form in Bereiche eingeteilt werden, deren Charakteristika zunächst vorgestellt und analysiert werden. Die experimentell bestimmte Kerr-Elliptizität von Kobalt auf Gold wird mit den theoretisch zu erwartenden Werten verglichen. Es wird eine Veränderung der Hysteresekurven mit der Zeit beobachtet und untersucht. Anschließend wird auf die Magnetisierungskurven im Spinreorientierungsübergang eingegangen und ihr Zustandekommen diskutiert.

5.1 Hysterese in Abhängigkeit von der Filmdicke

In diesem Abschnitt wird die Veränderung der Hysteresekurven mit der Filmdicke bei Magnetfeldern entlang der Filmmormalen (H_{\perp}) und in der Filmebene (H_{\parallel}) untersucht. Der prinzipielle Aufbau zur Bestimmung der Hysteresekurven über den magneto-optischen Kerr-Effekt wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. Die dort eingeführten Bezeichnungen der longitudinalen (MOKE)-Geometrie bei einem Magnetfeld in der Ebene (Einfallswinkel 45 Grad) und der polaren Geometrie bei einem Feld entlang der Filmmormalen (Einfallswinkel 15 Grad) werden hier übernommen.

Wie eingangs erwähnt, verändern sich die Hysteresekurven mit der Zeit (vgl. hierzu Abschnitt 5.3). Um den Einfluß so gering wie möglich zu halten, wurde auf eine zügige Durchführung der Experimente geachtet.

Die Magnetisierungskurven verändern in Abhängigkeit von der Filmdicke ihre Form, Koerzitivfeldstärke, Remanenz und Sättigung. In dem für diese Arbeit interessierenden Dickenbereich kann das magnetische Verhalten in vier Bereiche eingeteilt werden. Abbildung 5.1 zeigt charakteristische Hysteresekurven der einzelnen Bereiche in polarer und longitudinaler Kerr-Geometrie. Die Hysteresekurven zeigen die Reorientierung der Magnetisierung aus der Filmmormalen in die Filmebene zu mit zunehmender Filmdicke.

Die Hysteresekurven bei einem Feld entlang der Filmmormalen (H_{\perp}) haben im Bereich 1 (bis ~ 3.3 ML) eine rechteckige Form und können als Hysteresekurve der leichten Rich-

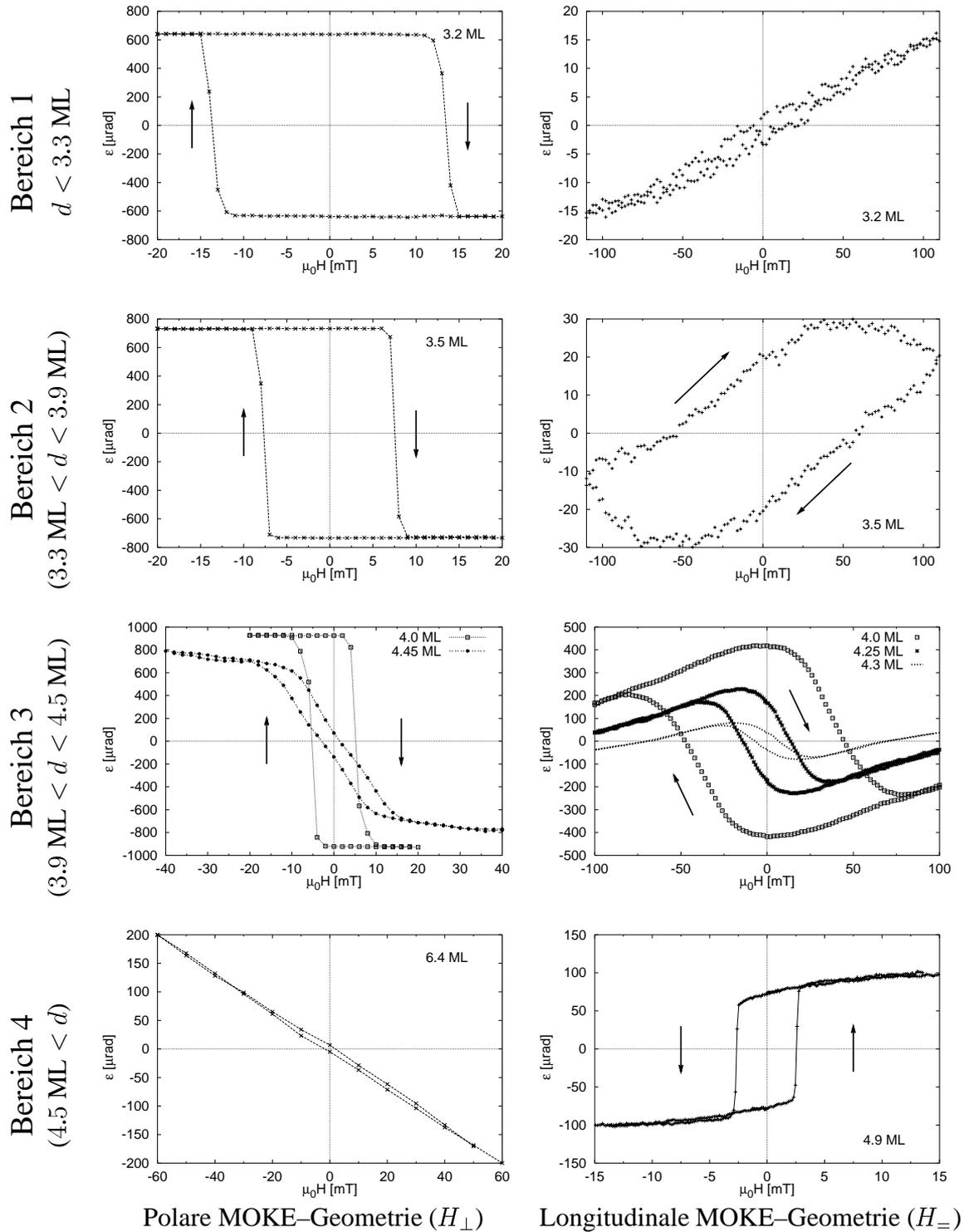


Abb. 5.1: Typische Magnetisierungskurven der Bereiche bei Feldern in der Ebene und entlang der Filmnormalen in Abhängigkeit von der Filmdicke. Die Pfeile deuten die Umlaufrichtung an.

tingung bezeichnet werden, vgl. z. B. Johnson et al. [68]. Die leichte Richtung der Magnetisierung ist parallel zum Magnetfeld, also entlang der Filmmormalen, orientiert. Bei dem Ummagnetisierungsvorgang schaltet die Magnetisierung nur zwischen den zwei zum Magnetfeld parallelen Orientierungen um. Bei einem Magnetfeld in der Ebene ist eine sogenannte Hysterese der schweren Richtung zu beobachten. Da die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert ist, übt das Magnetfeld in der Ebene ein Drehmoment auf die Magnetisierung aus, wodurch sie aus der Filmmormalen herausgedreht wird. Dieser Vorgang ist reversibel, d. h. bei Reduktion des Feldes orientiert sich die Magnetisierung wieder entlang der Filmmormalen. Da durch das longitudinale Kerr-Signal die Komponente der Magnetisierung in der Ebene, d. h. parallel zum Feld, bestimmt wird, steigt es mit zunehmendem Feld an. Mit dem maximal möglichen Feld von 110 mT ist eine vollständige feldparallele Orientierung der Magnetisierung nicht zu erreichen, die Kurve zeigt keine Sättigung.

Aus der Steigung der Hysterese der schweren Richtung kann die effektive Anisotropie $K_{\text{eff}} = K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 + K_{1s}/d$ [68] bestimmt werden (vgl. Abb. 5.2(a)).¹ Für den Volumenbeitrag ergibt sich $K_{1v} = (5.7 \pm 1) \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$. Der Beitrag der Grenzflächen beträgt $K_{1s} = (0.76 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Die Werte stimmen gut mit der Anisotropie des Festkörpers $K_{1\text{FK}} = 5.0 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [26] und der Grenzflächenanisotropie aus der Literatur $K_{1s} = 0.66 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ [15] überein.

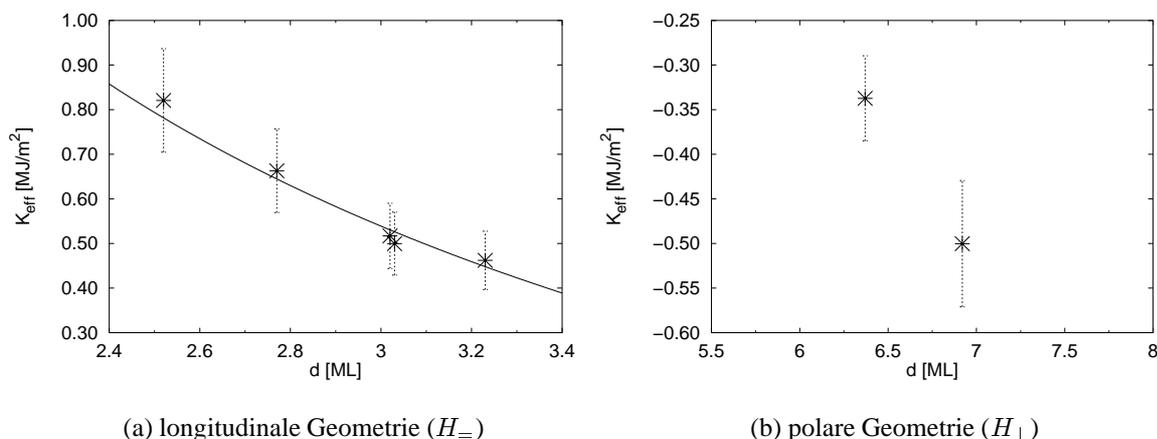


Abb. 5.2: Effektive Anisotropie K_{eff} in Abhängigkeit von der Filmdicke.

Bei dickeren Filmen ab etwa 4.5 ML (Bereich 4) sind die Kurvenformen in polarer und longitudinaler Geometrie umgekehrt zu den Beobachtungen in Bereich 1. Jetzt ist in polarer Geometrie eine Hysterese der schweren Richtung zu beobachten, während die longitudinale Hysteresekurve nahezu rechteckig ist. Daraus folgt, daß die leichte Richtung der Magnetisierung nun in der Ebene liegt. Die effektive Anisotropie ist in Abbildung 5.2(b) dargestellt.²

¹Die Bestimmung erfolgt durch $K_{\text{eff}} = M_s \varepsilon(d)/(2m)$ (z. B. [1]), wobei $M_s = 1.44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ die Sättigungsmagnetisierung von Kobalt [26], $\varepsilon(d)$ das für die Filmdicke d [m] zu erwartende Kerr-Signal (vgl. Abschnitt 5.2) und m [$\mu\text{rad/T}$] die Steigung der Hysteresekurven in der schweren Richtung ist.

²Die effektive Anisotropie ist bei einer Orientierung der Magnetisierung in der Ebene nach Definition negativ, vgl. Abschnitt 2.1.1 bzw. [68].

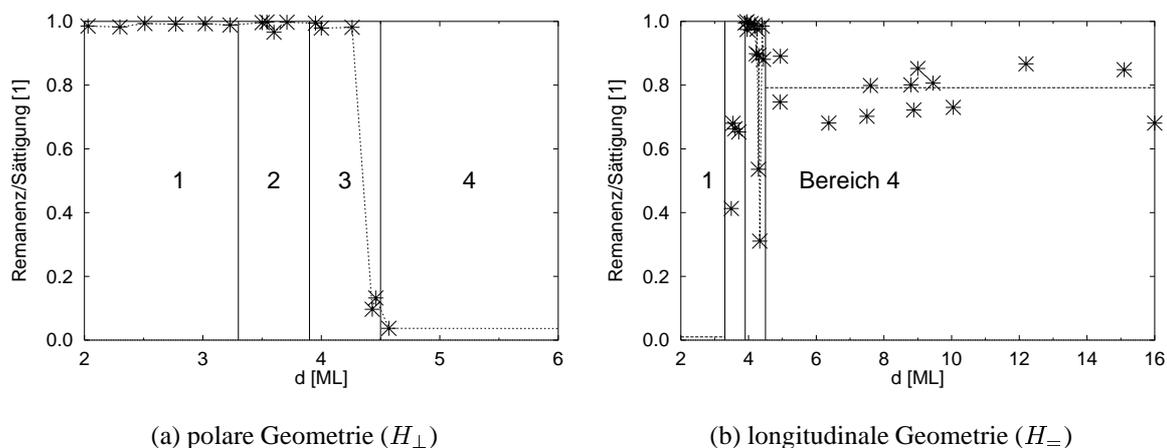


Abb. 5.3: Das Verhältnis von Remanenz zur Sättigung der Hysteresekurven in polarer und longitudinaler Geometrie in Abhängigkeit von der Filmdicke (Die vertikalen Linien trennen die im Text eingeführten Bereiche).

Im Bereich 2 (3.3 ML–3.9 ML) ändert sich die Form der Hysteresekurve in polarer Geometrie nicht, während sich in longitudinaler Geometrie die Geraden zu einer Hysteresekurve aufweiten. Die Form ähnelt einem gerundeten Parallelogramm, wobei die maximale Kerr-Elliptizität nicht bei maximalem, sondern bei einem geringeren Feld erreicht wird. Im Verlauf der Experimente wurde festgestellt, daß das Feld in der Ebene eine senkrechte Streufeldkomponente hat. Sie wird auf unter 2 Grad abgeschätzt [69], d. h. die senkrechte Komponente beträgt etwa 3.5% des Feldes in der Ebene. Da die Hysteresekurven in polarer Geometrie (H_{\perp}) im gesamten Bereich rechteckig sind und nur die Magnetisierungskurven im Feld in der Ebene diese Änderung aufweisen, wird hier der Einfluß der Schrägstellung des Feldes in der Ebene beobachtet. Farle et al. [70] zeigen, daß schon eine Verkippung des Feldes um 0.1 Grad zu einer Aufspaltung der Hysteresekurve der schweren Richtung führen kann. Aus diesen Überlegungen folgt, daß die leichte Richtung der Magnetisierung in Bereich 2 noch entlang der Filmmormalen orientiert ist.

In dem Dickenbereich zwischen 3.9 ML und 4.5 ML (Bereich 3) wird der Spinreorientierungsübergang beobachtet. In polarer Geometrie ist der Übergang von der in Bereich 2 noch vorhandenen rechteckigen Hysterese zu einer Hysterese der schweren Richtung (Bereich 4) zu beobachten, während in longitudinaler Geometrie die maximale Elliptizität etwa um den Faktor 6 größer als der Wert ist, der durch Extrapolation des longitudinalen Signals aus Bereich 4 auf die Dicke erwartet werden kann. Die Umlaufrichtung der Kurve ist dieselbe wie die der polaren Hysteresekurven und entgegengesetzt zu der longitudinalen in Bereich 4. Dies sind Hinweise, daß in diesem Dickenbereich ein polares Kerr-Signal einen Beitrag zu den Kerr-Kurven³ liefert. Auf diese Beobachtungen wird in Abschnitt 5.4 näher eingegangen.

³Da die gemessene Elliptizität wie beschrieben eine Mischung aus longitudinalen und polaren Beiträgen ist, handelt es sich zunächst nur um Kerr-Kurven und nicht um Magnetisierungskurven.

Hysteresekurven werden durch Koerzitivfeldstärke, Sättigungsmagnetisierung und Remanenz charakterisiert. Die Koerzitivfeldstärke zeigt keine Abhängigkeit von dem Spinreorientierungsübergang. Bei einem Feld entlang der Filmmormalen nimmt sie monoton von 60 mT bei 2 ML auf etwa 2 mT bei 4.5 ML ab, während bei einem Feld in der Ebene nur eine Abnahme von 3.2 mT bei 4.5 ML auf 1.6 mT bei 16 ML zu beobachten ist.

Das Verhältnis von Remanenz zur Sättigungsmagnetisierung ist in Abbildung 5.3 für beide Feldorientierungen in Abhängigkeit von der Filmdicke dargestellt. Bis zu einer Filmdicke von etwa 3.9 ML sind die Hysteresekurven bei einem Magnetfeld entlang der Filmmormalen nahezu rechteckig und das Verhältnis ungefähr 1, während es bei dem Feld in der Ebene nahe null liegt. Das bedeutet, daß die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert ist. Umgekehrt ist das Verhältnis in Bereich 4 bei dem Feld entlang der Filmmormalen nahe null, während es in der longitudinalen Geometrie etwa 0.8 beträgt.⁴ Die Magnetisierung ist nun in der Filmebene orientiert. Das Verhältnis der Remanenz zur Sättigung zeigt für den Dickenbereich 3.3 – 4.5 ML (Bereich 2 und 3) in longitudinaler Geometrie ein abweichendes Verhalten, da keine Sättigungswerte in den Magnetisierungskurven erreicht werden.

Die Untersuchung des Verhältnisses von Remanenz und Sättigung verdeutlicht, daß in dem Filmdickenbereich zwischen 3.9 und 4.5 ML der Spinreorientierungsübergang zu beobachten ist.

5.2 Die Kerr–Elliptizität von Kobalt auf Gold(111)

Die Sättigungsmagnetisierung einer Hysteresekurve wird erreicht, wenn sich die Magnetisierung mit zunehmendem Feld nicht mehr ändert. Es ist ein eindomäniger Magnetisierungszustand. Die der Sättigung entsprechende Kerr–Elliptizität kann mit den in Abschnitt 2.4.3 theoretisch berechneten Werten verglichen werden. Abbildung 5.4 zeigt die Kerr–Elliptizität in Abhängigkeit von der Filmdicke. Die nach den theoretischen Überlegungen zu erwartende lineare Abhängigkeit der Kerr–Elliptizität wird bestätigt. Tabelle 5.1 faßt die erhaltenen Parameter für die Gerade $\varepsilon = m \cdot d + b$ zusammen.

Tabelle 5.1: Kerr–Elliptizität von Co/Au(111) in polarer und longitudinaler Geometrie.

Kerr–Geometrie	Einfallswinkel θ_i	$m_{\text{theo.}} [\mu\text{rad/ML}]$	$m [\mu\text{rad/ML}]$	$b [\mu\text{rad}]$
polar	15	196	297 ± 10	-271 ± 33
longitudinal	45	24.9	24.1 ± 1	21.0 ± 11

⁴Die Untersuchung von Hysteresekurven in der Filmebene hat eine schwache Anisotropie in der Filmebene gezeigt. Da im Rahmen dieser Arbeit der Spinreorientierungsübergang der Magnetisierung aus der Filmmormalen in die Filmebene untersucht wird, wurde die Probe azimuthal so ausgerichtet, daß das Feld in der Ebene möglichst parallel zu einer leichten Richtung in der Ebene liegt. Zu erwarten ist aufgrund der hexagonalen Kristallstruktur eine 6-zählige Anisotropie.

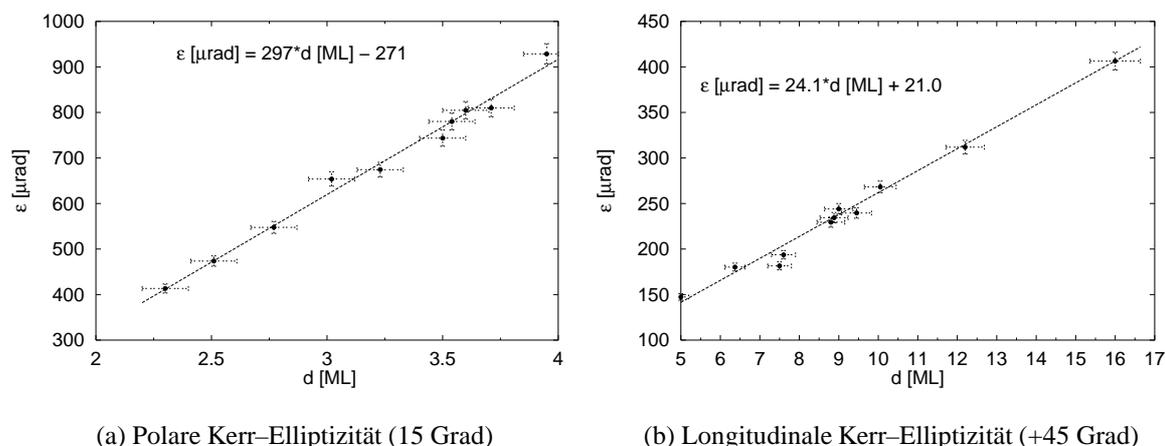


Abb. 5.4: Abhängigkeit der Kerr–Elliptizität von der Filmdicke

Voraussetzung für eine sinnvolle Auswertung ist, daß die Magnetisierung jeweils vollständig entlang der Filmnormalen (polare Geometrie) bzw. in der Filmebene (longitudinale Geometrie) ausgerichtet ist, d. h. die nach Abschnitt 2.4.2 definierten rein longitudinalen und rein polaren Elliptizitäten bestimmt werden. Daher wurde in der polaren Geometrie nur der Dickenbereich zwischen 2 und 4 ML und in der longitudinalen Geometrie derjenige über 5 ML ausgewertet.

Die Steigung der rein longitudinalen Elliptizität ($m_{\text{long}} = (24.1 \pm 1) \mu\text{rad}/\text{ML}$) stimmt sehr gut mit dem theoretisch zu erwartenden Wert überein ($m_{\text{long}} = 24.9 \mu\text{rad}/\text{ML}$), während der Wert der polaren Elliptizität sehr stark abweicht. Der auswertbare Dickenbereich für die Bestimmung der polaren Kerr–Elliptizität ist mit knapp 2 ML deutlich kleiner als derjenige der longitudinalen Kerr–Elliptizität (11 ML). Dadurch haben Ungenauigkeiten in der Filmdicke bzw. Änderungen des magnetischen Verhaltens (vgl. nächster Abschnitt) einen größeren Einfluß auf die Bestimmung des polaren Beitrags.

Von Qiu et al. [71] werden ebenfalls Unterschiede zwischen der theoretisch und experimentell bestimmten Elliptizität von 30% gefunden und mit dem Abweichen der optischen Konstanten (Q und n) für ultradünne Filme von den bekannten Volumenwerten begründet. Für dicke Kobaltfilme ($d = 200 - 500$ nm) wird außerdem eine Abhängigkeit der optischen Konstanten von den kristallographischen Richtungen beobachtet [39, 41, 72], die in den Berechnungen in Abschnitt 2.4.3 nicht berücksichtigt wurde.

Für die Berechnungen der Kerr–Elliptizitäten wird das Modell von Zak et al. [33, 34] verwendet. Dieses geht von einem idealisierten ebenen magnetischen Film aus. In dem Dickenbereich unter 6 ML ist der Kobaltfilm auf der Goldoberfläche noch nicht geschlossen und deshalb rauh [59]. Die Abweichungen des polaren Kerr–Signals von dem theoretisch zu erwartenden Wert in diesem Dickenbereich können durch die unterschiedlichen optischen Eigenschaften dieser Filme erklärt werden. Bei größeren Filmdicken ist die Oberflächenrauigkeit geringer, weshalb es zu einer guten Übereinstimmung von Theorie und Experiment kommt. Von einer weiteren quantitativen Auswertung hinsichtlich der optischen Konstanten von Kobalt wird im Rahmen dieser Arbeit abgesehen.

5.3 Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs in Abhängigkeit von der Zeit

Während der Durchführung der MOKE-Experimente wurde beobachtet, daß die magnetischen Eigenschaften von Co/Au(111) nicht stabil sind, denn die Magnetisierungskurven verändern sich mit der Zeit. Um diesen Effekt näher zu untersuchen, wurde die Veränderung der Magnetisierungskurve bei einem Feld entlang der Filmnormalen in Abhängigkeit von der Zeit beobachtet.

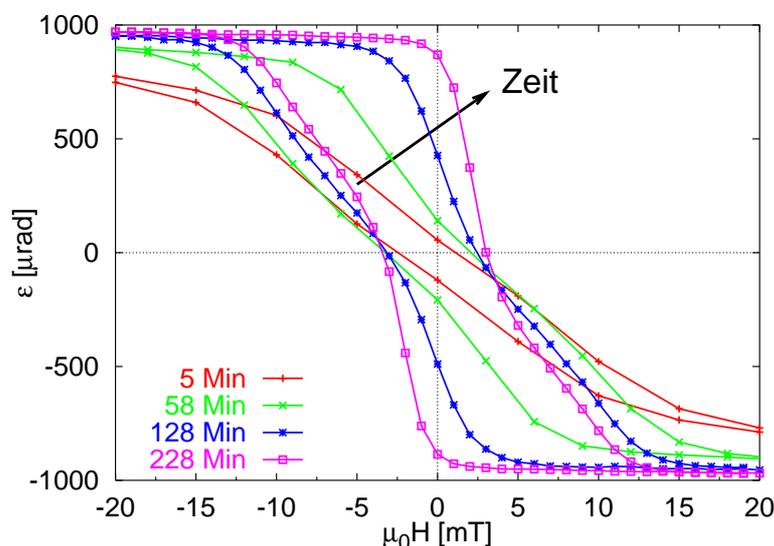


Abb. 5.5: Veränderung der Hysteresekurven in polarer Geometrie mit der Zeit ($d = 4.43$ ML). Angegeben ist die Zeit nach Beendigung des Aufdampfexperiments.

In dem Filmdickenbereich des Spinreorientierungsübergangs ist zu erwarten, daß sich dieser Einfluß am deutlichsten zeigt, da eine geringe Änderung der Eigenschaften eine große Wirkung, nämlich die Reorientierung, zur Folge haben kann. Es wird eine Filmdicke nahe am Übergang zur Orientierung der Magnetisierung in der Ebene gewählt, nämlich (4.43 ± 0.05) ML⁵. Die Hysteresekurven in polarer Kerr-Geometrie bei einem Magnetfeld entlang der Filmnormalen wurden über einen Zeitraum von fast 4 Stunden beobachtet und sind in Abbildung 5.5 dargestellt.

In dem Zeitraum verändert sich die Form der Hysterese stark. Zu Beginn des Experiments (nach 5 Min) ist eine schmale Hysteresekurve zu beobachten, die stark verkippt ist

⁵Die Einstellung der Filmdicke wird durch ein Suszeptibilitätsexperiment bei Modulation entlang der Filmnormalen erreicht, da ein Maximum der Suszeptibilität den Spinreorientierungsübergang kennzeichnet (vgl. Abschnitt 6.1.2 und Abbildung 5.7).

und geringe Rundungen aufweist. Das zeigt, daß die resultierende Magnetisierung fast in der Filmebene liegt. Mit zunehmender Zeit verändert sich die Form der Kurve, und die Fläche innerhalb der Hysteresekurve nimmt zu. Bei Versuchsende zeigt die Magnetisierung eine fast rechteckige Kurve (228 Min).

Die Veränderung des magnetischen Verhaltens wird durch das Verhältnis der Remanenz zur Sättigung verdeutlicht (Abbildung 5.6). Zu Beginn des Experiments beträgt es 0.1, was bedeutet, daß die Magnetisierung fast in der Filmebene liegt. Mit der Zeit steigt das Verhältnis an, d. h. die Magnetisierung dreht sich aus der Ebene in die Filmmnormale, die sie bei Versuchsende (fast) erreicht (Remanenz/Sättigung 0.9).

Bei Kobalt auf Gold(111) liegt bei Filmdicken über dem Spinreorientierungsübergang die Magnetisierung in der Ebene und bei geringen Filmdicken entlang der Filmmnormalen, wie in Abschnitt 5.1 diskutiert. Das Verhältnis der Remanenz zur Sättigung zeigt die Veränderung der magnetischen Eigenschaften von Co/Au(111), wobei der magnetische Zustand der Probe zu Beginn des Experiments oberhalb des Spinreorientierungsübergangs liegt, während am Versuchsende ein Zustand unterhalb des Spinreorientierungsübergangs gefunden wird. Da sich die Kobaltbedeckung nicht geändert hat, bedeutet dies, daß sich der Spinreorientierungsübergang zu größeren Filmdicken verschoben hat.

Nach Beendigung der Aufnahme der Magnetisierungskurven wurde eine Nachbedampfung vorgenommen. Die dabei beobachtete Suszeptibilität bei einem Modulationsfeld entlang der Filmmnormalen ist zusammen mit der der ersten Bedampfung in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Messungen sind nur in Bezug auf die Filmdicke reskaliert und zeigen eine nahezu identische Größe und Form. In Verbindung mit der Veränderung der Form der Hysteresekurven wird hiermit gezeigt, daß das Maximum der Suszeptibilität den Spinreorientierungsübergang charakterisiert. Eine ausführliche Diskussion dieser Suszeptibilität erfolgt in Kapitel 6. Während bei dem ersten Aufdampfen der Abstand zwischen Schulter und Spitze 0.25 ML beträgt, verringert er sich beim zweiten Aufdampfen auf etwa 0.08 ML. Da bei dem zweiten Bedampfen bei gleichem Suszeptibilitätssignal eine geringere Kobaltmenge benötigt wird, bedeutet dies, daß der Bereich der Reorientierung der Magnetisierung in dem zweiten Experiment geringer (dünner) ist.

Die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs bzw. die Veränderung der Anisotro-

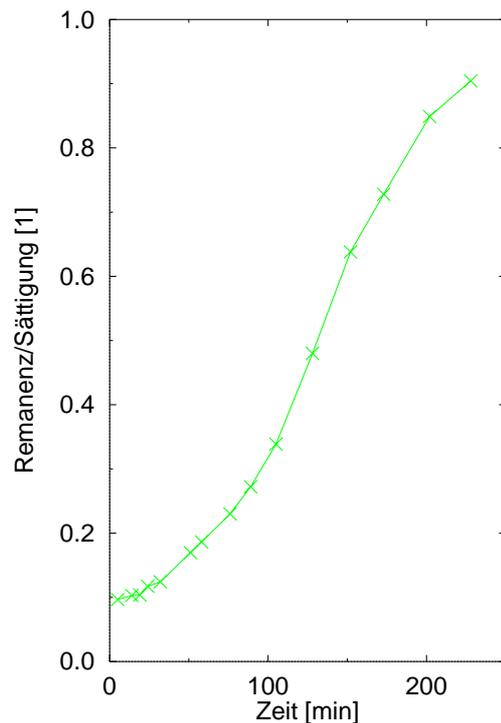


Abb. 5.6: Das Verhältnis Remanenz/Sättigung in Abhängigkeit von der Zeit (vgl. Text).

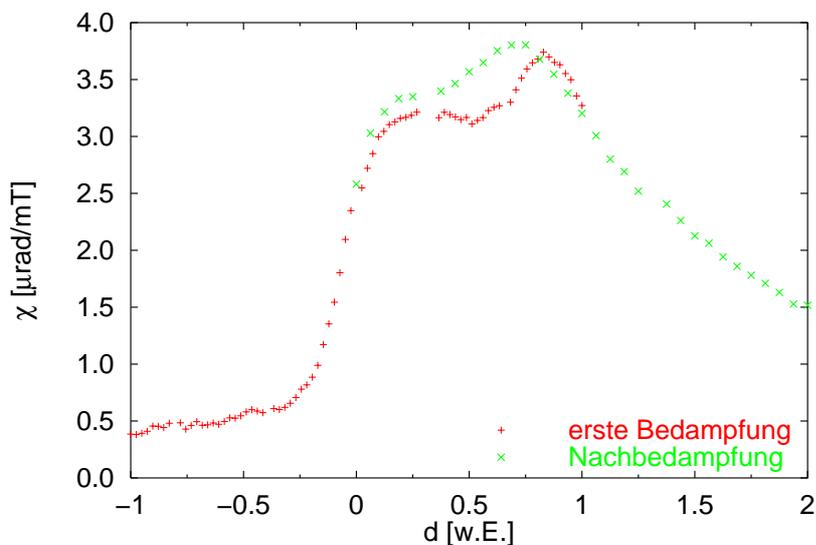


Abb. 5.7: Realteil der Suszeptibilität während der ersten und der Nachbedampfung mit Kobalt.

pie mit der Zeit bei konstanter Temperatur kann durch die Bedeckung des Kobaltfilms mit einem weiteren Material verursacht werden. Die zusätzliche Bedampfung von Co/Au(111) z. B. mit Au, Ag, Cu und Pd hat gezeigt, daß sich die Anisotropie vergrößert [18, 73, 74]. Das Anlassen des Kobaltfilms beschleunigt die Diffusion von Gold auf den Kobaltfilm und bewirkt ebenfalls eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs [12, 14, 15]. SEMPA-Bilder⁶ zeigen in Abhängigkeit von der Zeit bei Raumtemperatur ebenfalls eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs zu größeren Filmdicken [13].

Die Kobaltfilme sind im Bereich bis etwa 6 ML noch nicht vollständig geschlossen [59]. Bei Raumtemperatur sind Kobalt und Gold nicht ineinander lösbar [75]. Weiterhin ist die Oberflächenenergie von Gold geringer als die von Kobalt [76, 77]. Aufgrund dieser Beobachtungen ist anzunehmen, daß die Änderung der magnetischen Eigenschaften von Kobalt auf Gold(111) durch die Diffusion von Gold auf den Kobaltfilm verursacht wird.

Eine zweite Möglichkeit ist die Bedeckung des Kobaltfilms mit Restgas (Kohlenstoff, vgl. [78]). Bei einem Basisdruck von $1.1 \cdot 10^{-10}$ mbar, zeigt das Quadrupol im Experiment jedoch nur H_2 als Restgas an. Diese Möglichkeit erscheint deshalb unwahrscheinlich.

⁶Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis.

5.4 Hysterese im Spinreorientierungsübergang

Wie in Abschnitt 5.1 diskutiert, wird zwischen 3.9 und 4.5 ML der Spinreorientierungsübergang beobachtet. Bei einem Feld entlang der Filmnormalen werden rechteckige Hysteresekurven gefunden, d. h. in dieser Richtung kann ein eindomäniger Zustand erzeugt werden. Bei einem Magnetfeld in der Ebene haben die Kerr-Kurven eine Form, die weder der einer Hysteresekurve der leichten noch der schweren Richtung entspricht. Bei maximalem Feld in der Ebene wird kein Sättigungswert erreicht und die größte Elliptizität ergibt sich bei einem Feld zwischen Nullfeld und maximalem Feld. Die Kerr-Elliptizität ist deutlich größer als die für diesen Dickenbereich zu erwartende des rein longitudinalen Signals. Die Umlaufrichtung der Kurven ist entgegengesetzt zu den Hysteresekurven bei einer Ummaagnetisierung in der Ebene oberhalb von 4.5 ML.

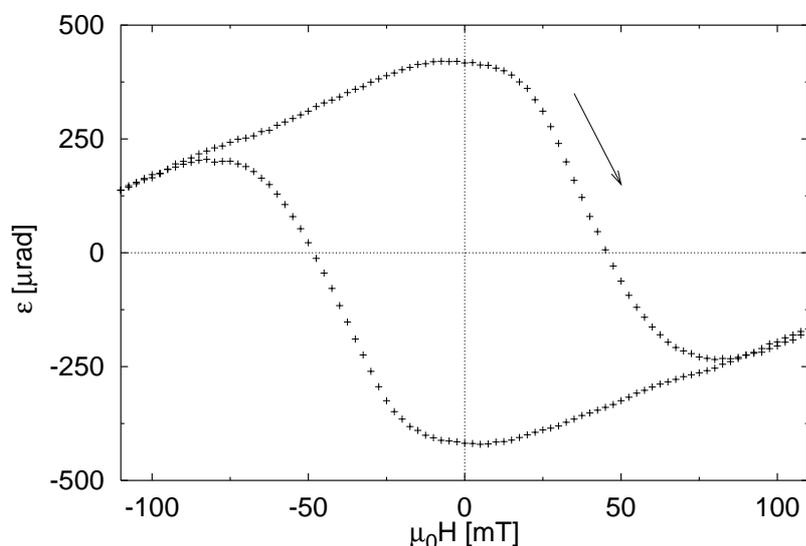


Abb. 5.8: Kerr-Kurve in longitudinaler Geometrie bei einem Feld in der Ebene im Spinreorientierungsübergang ($d = 4.07 \pm 0.1$ ML).

Abbildung 5.8 zeigt ein Beispiel für eine Kerr-Kurve in einem Feld in der Ebene in der longitudinalen Geometrie bei 4.07 ML. Für diese Filmdicke sind ein longitudinales Kerr-Signal von $120 \mu\text{rad}$ und ein polares⁷ von etwa $940 \mu\text{rad}$ zu erwarten (Abschnitt 5.2). Das experimentell bestimmte Signal in longitudinaler Geometrie beträgt $420 \mu\text{rad}$. Das bedeutet, es wird eine starke Beimischung eines polaren Kerr-Signals beobachtet. Es existiert eine Komponente der Magnetisierung entlang der Filmnormalen.

Mit zunehmendem Feld wird die Magnetisierung in eine feldparallele Orientierung gedreht. Das führt dazu, daß die Komponente in der Filmebene ansteigt und die entlang der

⁷Der Einfluß unterschiedlicher Einfallswinkel wird in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt, da experimentell etwa gleichgroße Kerr-Signale im Bereich der Einfallswinkel von 9 bis 45 Grad gefunden werden (Abschnitt 6.1.2).

Filmnormalen abnimmt. Es ist zu erwarten, daß das Kerr-Signal ohne Feld maximal ist, da das polare Kerr-Signal überwiegt und im Feld geringer wird, da die Magnetisierung in die Ebene gedreht wird. Mit einer Vergrößerung des Feldes ist nur noch ein longitudinales Kerr-Signal zu erwarten. Im Experiment sind ein Maximum ohne Feld und eine Abnahme des Signals mit zunehmendem Feld zu beobachten, vgl. Abbildung 5.8. Nach Erreichen des Nullsignals wird das Kerr-Signal jedoch negativ und dem Betrag nach größer. Nach einem lokalen Minimum bei etwa 75 mT wird der Betrag der Elliptizität wieder geringer. Das bedeutet, die senkrechte Komponente der Magnetisierung kippt über die Filmebene hinaus und wird danach aufgrund des wirkenden Drehmomentes durch das Feld in der Ebene in eine möglichst feldparallele Richtung orientiert.

Ein solches Ummagnetisierungsverhalten ist nur dann möglich, wenn die Magnetisierung auch auf eine geringe Fehlorientierung des Feldes in der Ebene reagiert. Die Magnetisierung ist sehr instabil. Die Fehlorientierung des Feldes aus der Filmebene wird geringer als 2 Grad abgeschätzt [69]. Ähnliche Hysteresekurven in longitudinaler Geometrie werden bei Qiu et al. [79] für den Spinreorientierungsübergang von Fe/Ag(100) gefunden und ebenfalls mit einer Schrägstellung des Magnetfeldes erklärt.

Innerhalb des Dickenbereichs des Spinreorientierungsübergangs nimmt die Elliptizität in longitudinaler Geometrie ab (vgl. Abb. 5.1). Abbildung 5.9 zeigt u. a. eine Kerr-Kurve der longitudinalen Geometrie bei 4.27 ML. Die Elliptizität beträgt nur noch etwa 80 μrad und ist damit nicht nur geringer als das bei dieser Filmdicke zu erwartende polare Kerr-Signal sondern auch als das longitudinale (124 μrad). Außerdem sind für jeden Hysteresest zwei Nulldurchgänge zu beobachten. Dies ist nicht durch ein Kippen der Magnetisierung über die Filmebene hinaus erklärbar, da der zweite Nulldurchgang ein erneutes Kippen der Magnetisierung (Zurückkippen) über die Filmebene hinaus bei unveränderter Feldrichtung bedeuten würde. Es handelt sich um eine Überlagerung von polarer und longitudinaler Kerr-Elliptizität derselben Größenordnung. Da die Signale ein entgegengesetztes Vorzeichen haben (zu erkennen an den entgegengesetzten Umlaufrichtungen der Magnetisierungskurven), ist das resultierende Signal kleiner.

Zur Trennung des longitudinalen und polaren Kerr-Signals dieser Kerr-Kurve wird die Methode der verschiedenen Einfallswinkel verwendet.⁸ Bei dem Feld in der Ebene wurden Kerr-Kurven in polarer (Einfallswinkel 9 Grad) und der longitudinaler Geometrie (45 Grad) aufgenommen. Formal kann die Kerr-Elliptizität in verschiedene Anteile, die nur von der Kerr-Geometrie (ε_{pol} , $\varepsilon_{\text{long}}$), und solche, die nur von der Orientierung der Magnetisierung abhängen, aufgeteilt werden (Gl. 2.29),

$$\varepsilon_{45} = \varepsilon_{\text{pol}45} m_{\perp} + \varepsilon_{\text{long}45} m_{=} \quad \text{und} \quad \varepsilon_9 = \varepsilon_{\text{pol}9} m_{\perp} + \varepsilon_{\text{long}9} m_{=}^* \quad (5.1)$$

Der Beitrag der senkrechten Komponente der Magnetisierung (m_{\perp}) ist bei beiden Geometrien derselbe. Für die Magnetisierungskomponente in der Ebene gilt dies nicht. Das

⁸Die in den Suszeptibilitätsexperimenten vorgestellte Methode der komplementären Winkel (Abschnitt 6.1.3.4) wird hier nicht angewendet. Zwischen den zwei nötigen Magnetisierungsmessungen vergeht durch Umbau der Apparatur Zeit. Da sich die magnetischen Eigenschaften mit der Zeit verändern (Abschnitt 5.3), kann nicht gewährleistet werden, daß der gleiche magnetische Zustand untersucht wird. Deshalb wird für die Kerr-Kurven nur die Methode der verschiedenen Winkel angewendet.

longitudinale Kerr-Signal ist die Projektion der Magnetisierung auf die Einfallsebene (vgl. Abb. 2.12). In der longitudinalen Geometrie ist die Einfallsebene parallel zu dem Feld in der Ebene. Es wird die Komponente der Magnetisierung parallel zum Feld gemessen (m_{\parallel}). In polarer Geometrie steht dagegen die Einfallsebene im rechten Winkel zum Magnetfeld in der Ebene (vgl. Abbildung 3.3). Bei s -polarisiertem Licht liegt die Polarisationssebene parallel zu dem angelegten Magnetfeld. In dieser Geometrie ist ein longitudinales Kerr-Signal zu beobachten, wenn die Magnetisierung eine Komponente in der Einfallsebene (m_{\parallel}^*), d. h. senkrecht zum Feld in der Ebene und zur Filmnormalen hat.

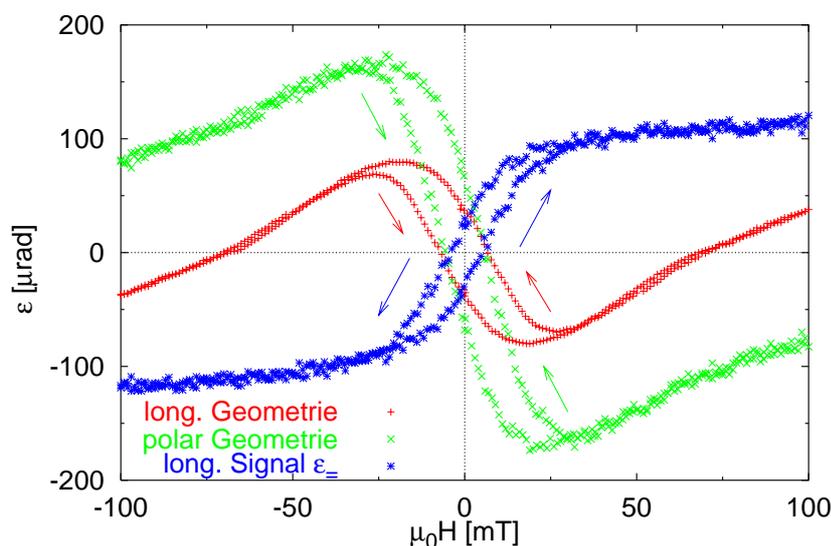


Abb. 5.9: Rein longitudinale, polare und longitudinale Magnetisierungskurven bei einem Feld in der Ebene ($d = 4.29 \pm 0.1$ ML). Die Pfeile verdeutlichen die Umlaufrichtung der Kurven.

Im Rahmen der Suszeptibilitätsmessungen (Abschnitt 6.1.2) wird festgestellt, daß die rein polaren Beiträge unter den beiden Einfallswinkeln 9 und 45 Grad nahezu gleich sind ($\varepsilon_{\text{pol}9} \approx \varepsilon_{\text{pol}45}$). Die Differenz der Kerr-Signale ($\varepsilon_{45} - \varepsilon_9$) ergibt deshalb ein rein longitudinales Signal: $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_{\text{long}45} m_{\parallel} - \varepsilon_{\text{long}9} m_{\parallel}^*$. Das longitudinale Kerr-Signal hängt außerdem von dem Einfallswinkel ab. So beträgt das Signal bei 9 Grad Einfallswinkel etwa 1/4 des Signals unter 45 Grad ($\varepsilon_{\text{long}9} \approx \frac{1}{4} \varepsilon_{\text{long}45}$, Abschnitt 2.4.3). Das bedeutet, daß die Hysteresekurve hauptsächlich aus dem Signal in longitudinaler Geometrie bestehen und der Beitrag $\varepsilon_{\text{long}9} m_{\parallel}^*$ vernachlässigbar gering ist.⁹

Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen Kerr-Kurven in longitudinaler und polarer Geometrie bei dem Feld in der Ebene sowie die berechnete Magnetisierungskurve des rein longitudinalen Signals (ε_{\parallel}). Diese Kurve zeigt eine entgegengesetzte Umlaufrichtung im Vergleich

⁹Liegt die Magnetisierung in der Ebene ($d > 4.5$ ML), so wird ein longitudinaler Beitrag durch die Ummagnetisierung in der Ebene in der polaren Geometrie beobachtet. Er beträgt maximal 8% des rein longitudinalen Signals in der longitudinalen Geometrie.

zu den anderen Kurven. Es ist die gleiche Richtung wie bei einem Ummagnetisierungsvorgang in der Filmebene (Bereich 4). Außerdem wird der Sättigungswert des longitudinalen Signals mit zunehmendem Feld erreicht und stimmt mit etwa $120 \mu\text{rad}$ fast mit dem für die Filmdicke zu erwartenden Wert von $124 \mu\text{rad}$ (vgl. Abschnitt 5.2) fast überein.

In der polaren Geometrie beträgt der longitudinale Beitrag zur Elliptizität (ε_9) etwa 3% des polaren Anteils. Die Hysteresekurve in dieser Geometrie gibt deshalb prinzipiell den Verlauf des polaren Kerr-Signals wieder.

Die polare und die longitudinale Hysteresekurve können nun diskutiert werden. Sie charakterisieren beide den Ummagnetisierungsvorgang bei einem Feld in der Ebene. Die Koerzitivfeldstärken der Hysteresekurven des polaren und longitudinalen Signals sind gleich. Die Hysteresekurven zeigen ein voneinander unabhängiges Verhalten. Die polare Hysteresekurve hat die gleiche Form wie die bei 4.07 ML und stellt einen Ummagnetisierungsvorgang entlang der Filmnormalen dar, während die longitudinale Hysteresekurve den in der Ebene charakterisiert.

Ein solches Verhalten ist nur möglich, wenn die Magnetisierung in Domänen zerfällt, deren Magnetisierung unterschiedliche Orientierungen hat. Da die Größe des longitudinalen Signals dem nach Abschnitt 5.2 zu erwartenden sehr ähnlich ist, hat der größte Teil der Domänen eine Orientierung in der Ebene und nur ein geringer Anteil eine senkrechte Richtung.

Das maximale Kerr-Signal in polarer Geometrie beträgt etwa $180 \mu\text{rad}$, das sind etwa 20% des zu erwartenden Wertes bei einem eindomänigen Zustand. Bei 4.07 ML beträgt die Kerr-Elliptizität etwa die Hälfte des zu erwartenden Signals. Das bedeutet, daß sich die Anteile der senkrechten Orientierung der Domänen ändern. Dieser Punkt wird mit Hilfe der Kerr-Mikroskopie näher untersucht (Kapitel 7).

Es ist also das magnetische Verhalten zweier verschiedener Phasen (im Sinne von Landau) zu beobachten, die ein unabhängiges magnetisches Verhalten voneinander zeigen. Dies ist aber nur möglich, wenn es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz zweier Magnetisierungsorientierungen handelt.

5.5 Zusammenfassung

Die Hysteresekurven mit angelegtem Feld in der Ebene und entlang der Filmnormalen zeigen, daß im Bereich von 3.9–4.5 ML der Spinreorientierungsübergang beobachtet wird. Durch eine quantitative Untersuchung der Kerr-Kurven bei einem Feld in der Filmebene unter verschiedenen Einfallswinkeln ist eine Trennung der rein polaren und rein longitudinalen Beiträge zu den Kurven möglich. Es werden zwei verschiedene Phasen beobachtet, was belegt, daß der Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz zweier Magnetisierungsorientierungen stattfindet. Es wird eine leichte Fehlorientierung des Magnetfeldes gefunden, die ein Kippen der Magnetisierung bei einem Feld in der Ebene über die Ebene hinaus bewirkt.

6 Suszeptibilität während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111)

In den theoretischen Betrachtungen wurden die transversalen Suszeptibilitäten für die verschiedenen Arten des Spinreorientierungsübergangs bestimmt. In diesem Kapitel wird die Suszeptibilität während des Wachstums von Co/Au(111) untersucht und mit den Erwartungen verglichen.

Die Beobachtung von Magnetisierungskurven ist nur im äußeren Feld möglich. Dagegen wird die Suszeptibilität ohne äußeres Feld und im äußeren Feld untersucht. Die Experimente wurden bei Modulationsfeldern in der Filmebene und entlang der Filmmormalen durchgeführt.

6.1 Suszeptibilität (ohne äußeres Feld)

6.1.1 Durchführung

Die Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Filmdicke wird während der Bedampfung der Probe mit Kobalt durch den magneto-optischen Kerr-Effekt untersucht (vgl. Abschnitt 3.4.2). Modulationsfelder in der Filmebene (H_{\parallel}^{ω}) und entlang der Filmmormalen (H_{\perp}^{ω}) werden verwendet. Es werden beide Phasen der Suszeptibilität bestimmt ($\chi = \chi^{Re} + i\chi^{Im}$).

Da die Bedampfung der Probe in der Hauptebene der Versuchskammer durchgeführt wird, können zwei verschiedene MOKE-Geometrien mit unterschiedlichen Einfallswinkeln verwendet werden. Die hierfür in Abschnitt 3.4.1 eingeführten Bezeichnungen der polaren Geometrie (Einfallswinkel 9 Grad) und longitudinalen Geometrie (Einfallswinkel 45 Grad) werden in diesem Kapitel übernommen. Ob es sich jedoch in den Suszeptibilitätsexperimenten um rein polare und rein longitudinale Kerr-Signale (Abschnitt 2.4.2) handelt, ist im Verlauf dieses Kapitels noch zu untersuchen. Die Suszeptibilität wird deshalb als Änderung der Kerr-Elliptizität in Bezug auf das Feld angegeben (Einheit [$\mu\text{rad}/\text{mT}$]). Da das Kerr-Signal proportional zur Filmdicke ist (Abschnitt 2.4.2), ist die Suszeptibilität in diesen Einheiten ebenfalls proportional zur Filmdicke. Die Umrechnung in SI-Einheiten kann nur durchgeführt werden, wenn bekannt ist, um welche Art von Signal (rein longitudinal oder rein polar) es sich handelt, da auf das Kerr-Signal normiert wird. (Gleichung 3.3).

In den Suszeptibilitätsexperimenten wurde die Aufdampftrate direkt nach dem Experi-

ment durch die Beobachtung von MEED–Intensitätssoszillationen kalibriert. Um die MEED–Position der Probe zu erreichen, ist nur eine azimutale Drehung der Probe um etwa 5 Grad nötig (vgl. Abschnitt 3.1). Alle anderen Parameter des Experiments bleiben gleich, weshalb eine Genauigkeit in der Filmdickenangaben von unter 5% erreicht wird. Die Aufdampftrate beträgt typischerweise etwa 180 s/ML.

6.1.2 Feldmodulation entlang der Filmnormalen

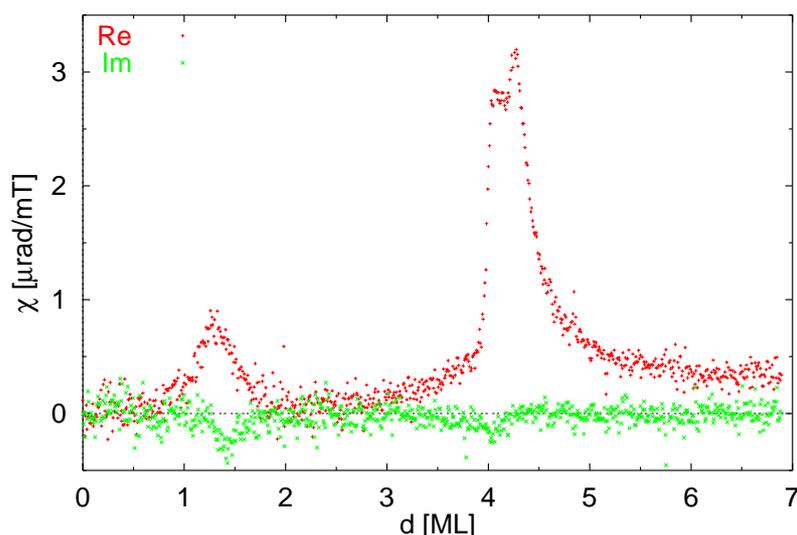


Abb. 6.1: Real– (Re) und Imaginärteil (Im) der Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen, $\mu_0 H_{\perp}^{\omega} = 0.055$ mT, longitudinale Geometrie.

Abbildung 6.1 zeigt die Real– (Re) und Imaginärteile (Im) der Suszeptibilität während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111), aufgenommen in longitudinaler Geometrie bei einem Modulationsfeld entlang der Filmnormalen (H_{\perp}^{ω}). Zu Beginn des Experiments sind sowohl Real– als auch Imaginärteil im Rahmen der Meßgenauigkeit null. Der Realteil zeigt bei 1.3 ML und 4.38 ML zwei ausgeprägte Maxima. Das erste Maximum beträgt etwa $0.9 \mu\text{rad/ML}$. Vor dem zweiten Maximum ist zunächst ab etwa 2.0 ML ein kontinuierlicher, schwacher Anstieg zu beobachten. Ab etwa 4.0 ML steigt die Suszeptibilität sehr stark, fast senkrecht, an. Das folgende Maximum besteht aus einer Schulter und einer nachfolgenden Spitze ($\sim 3.2 \mu\text{rad/mT}$) bei (4.38 ± 0.07) ML. Der Abstand zwischen Schulter und Spitze ist etwa 0.25 ML. Die volle Halbwertsbreite des Maximums beträgt ungefähr 0.5 ML. Nach der Spitze fällt die Suszeptibilität monoton ab. Der Abfall ist bis etwa 4.5 ML sehr stark, fast senkrecht, und wird danach schwächer. In dem untersuchten Bereich bis zu 20 ML Kobalt sind keine weiteren Suszeptibilitätssignale zu beobachten.

In den untersuchten Modulationsfeldern bis 0.3 mT ist keine Änderung der Suszeptibilität durch die Größe des Modulationsfeldes zu beobachten.

Der Imaginärteil zeigt ein erstes Minimum bei 1.4 ML und ein zweites bei 4.1 ML. An dieser Stelle hat der Realteil gerade den starken Anstieg vor der Schulter. Mit dem Auftreten der Spitze im Realteil ist der Imaginärteil wieder null. Die Minima in dem Imaginärteil der Suszeptibilität verdeutlichen Energieverluste.¹

Durch ein direkt anschließendes² MEED-Experiment wird die Filmdicke kalibriert. Der Fehler in der Filmdicke ist geringer als 5%.

Das erste Maximum des Realteils ist wahrscheinlich mit dem einsetzenden Ferromagnetismus von Co/Au(111) korreliert und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. In den Magnetisierungsmessungen wurde gezeigt, daß der Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) im Bereich von ungefähr 3.9 bis 4.5 ML liegt. Das zweite Maximum bei 4.38 ML charakterisiert daher den Spinreorientierungsübergang und wird in diesem Kapitel näher untersucht und diskutiert. In dem Experiment zur Veränderung der Magnetisierungskurven mit der Zeit (Abschnitt 5.3) wurde bereits bemerkt, daß dieses Maximum mit dem Spinreorientierungsübergang zusammenhängt.

Die Größe des Maximums in SI-Einheiten wird mit der experimentell erhaltenen polaren Kerr-Elliptizität (Abschnitt 5.2) zu $\chi_{\perp} \approx 5$ abgeschätzt (Gl. 3.3). Dieser Wert ist sehr klein, sodaß er kaum als Singularität angesehen werden kann. Mit der gleichen experimentellen Methode wird z. B. für Co/Cu(1 1 17) die Curie-Temperatur bestimmt. Die Suszeptibilität liegt hier bei 160 000 [46]. Für Gd(0001)/W(110) werden bei der Curie-Temperatur Werte im Bereich von 1000 gefunden [80].

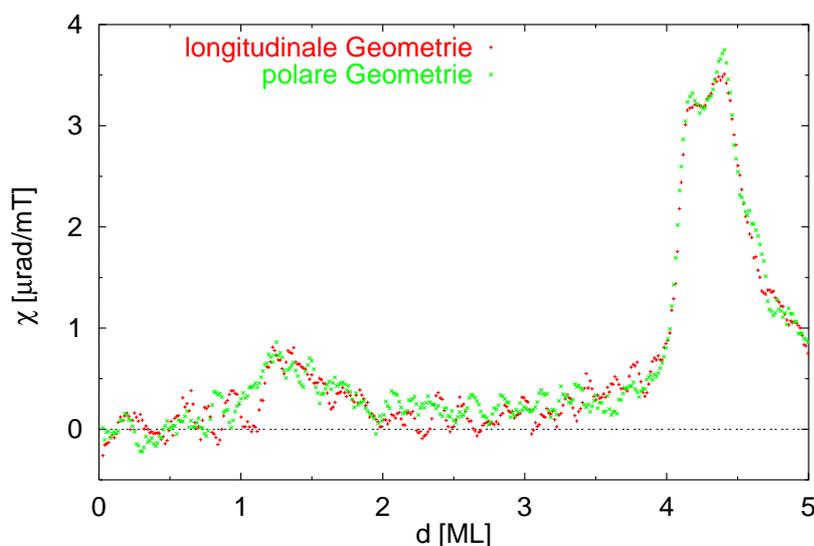


Abb. 6.2: Gleichzeitig bestimmte Realteile der Suszeptibilität in polarer und longitudinaler Geometrie bei Modulation $\mu_0 H_{\perp}^{\omega} = 0.16$ mT (über 5 Werte gemittelt).

Das Modulationsfeld entlang der Filmmormalen erzeugt eine Änderung der Magnetisierung, die durch den magneto-optischen Kerr-Effekt untersucht wird. Da das polare Kerr-

¹Energieverluste sind aufgrund der Vorzeichendefinition von Real- und Imaginärteil ($\chi = \chi^{Re} + i\chi^{Im}$) negativ [2].

²Das Suszeptibilitätsexperiment wird hierfür nach dem Maximum bei etwa 4-5 ML beendet.

Signal etwa eine Größenordnung größer als das longitudinale ist, ist zu erwarten, daß hier ein rein polares Kerr-Signal beobachtet wird. Abbildung 6.2 zeigt den in longitudinaler (Einfallswinkel 45 Grad) und polarer Geometrie (Einfallswinkel 9 Grad) gleichzeitig bestimmten Realteil der Suszeptibilität. Die Kurvenverläufe aber auch die Größe der Suszeptibilität sind nahezu identisch.

Wie in den Hystereseexperimenten (Abschnitt 5.2) weichen hier die theoretisch zu erwartenden polaren Kerr-Signale von den experimentell erhaltenen ab. Während in der Theorie ein etwa 20 % geringeres Kerr-Signal in longitudinaler Geometrie als in polarer Geometrie zu erwarten ist (Abschnitt 2.4.3), wird hier die gleiche Größe gefunden. Solche Abweichungen werden in der Literatur [71] durch die Anwendung von Volumenwerten für die optischen Konstanten begründet. In der Theorie [33, 34] wird außerdem von einem idealen Film ausgegangen. Eine Oberflächenrauhigkeit, wie sie für Co/Au(111) im Dickenbereich bis 6 ML beobachtet wird [59], findet in der Theorie keine Berücksichtigung, obwohl sie einen Einfluß auf das optische Verhalten haben kann.

6.1.3 Feldmodulation in der Filmebene

Von dem Modulationsfeld in der Filmebene ist bekannt, daß es eine Streufeldkomponente entlang der Filmmormalen besitzt (Abschnitt 3.2). Das bedeutet, daß es zu einer Überlagerung der Suszeptibilitäten, resultierend aus der Modulation in der Filmebene und bei Modulation entlang der Filmmormalen, kommen kann. Prinzipiell ist für Co/Au(111) das rein polare Kerr-Signal fast eine Größenordnung größer als das rein longitudinale, so daß bei der Streufeldkomponente entlang der Filmmormalen von etwa 20% des Feldes in der Ebene mit einem polaren Kerr-Signal zu rechnen ist. Das Ziel dieses Abschnitts ist die Bestimmung der Suszeptibilität χ_{\perp} , die sich durch ein „ideales“ Modulationsfeld in der Ebene ergibt. Dafür wird die Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene unter verschiedenen Einfallswinkeln bestimmt und mit zwei verschiedenen Methoden ausgewertet.

6.1.3.1 Longitudinale Geometrie (Einfallswinkel +45 Grad)

In Abbildung 6.3 ist die Suszeptibilität bei Modulation mit einem Wechselfeld in der Filmebene (H_{\perp}^{ω}) in Abhängigkeit von der Filmdicke in longitudinaler Geometrie dargestellt. Wie bei Modulation entlang der Filmmormalen sind zwei Maxima im Realteil der Suszeptibilität zu beobachten. Im Imaginärteil ist ebenfalls nach dem ersten Maximum bei einer etwas größeren Filmdicke ein Minimum zu finden. Bei größeren Filmdicken ist der Imaginärteil im Rahmen der Meßgenauigkeit null.

Wie bei Modulation entlang der Filmmormalen zeigt der Realteil bis etwa 4.0 ML einen schwachen und danach einen fast senkrechten Anstieg. Es ergibt sich ein Maximum. In einem weiteren Experiment wird gezeigt, daß sich das Maximum ebenfalls wie bei Modulation H_{\perp}^{ω} bei (4.38 ± 0.07) ML befindet (Abschnitt 6.1.5). Nach dem Maximum fällt der Realteil innerhalb weniger zehntel Monolagen Kobalt auf die Hälfte des Maximums ab, wobei sich bei etwa 4.8 ML ein lokales Minimum ergibt und sich ein näherungsweise linearer Anstieg anschließt. Das Maximum der Suszeptibilität beträgt $1.2 \mu\text{rad/mT}$ und ist etwa 3.5mal geringer als bei Modulation entlang der Filmmormalen. Der lineare Anstieg

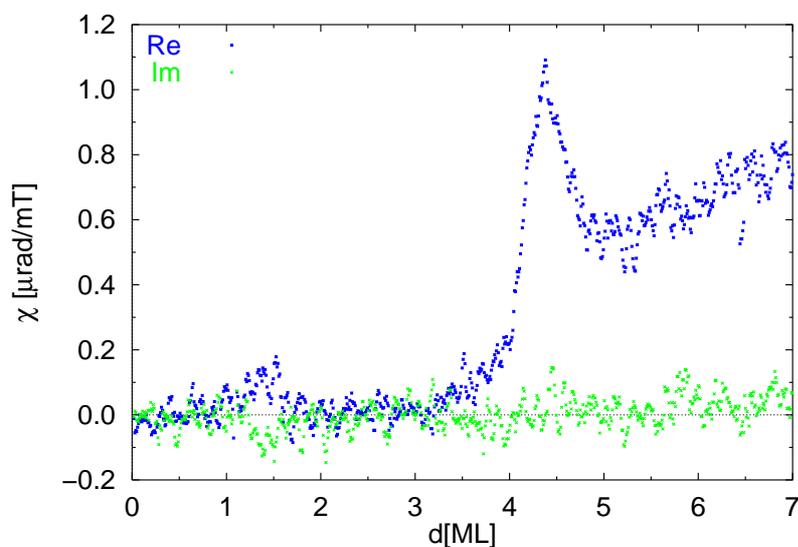


Abb. 6.3: Suszeptibilität bei Modulation in der Filmebene, $\mu_0 H_{\perp}^{\omega} = 0.12$ mT, longitudinale Geometrie.

beträgt etwa $0.14 \mu\text{rad}/(\text{mT ML})$ und ist im gesamten untersuchten Bereich (bis 25 ML) zu beobachten.

Das Experiment ist bei Modulation in der Ebene schwieriger durchzuführen als bei senkrechter Modulation, da das Kerr-Signal etwa eine Größenordnung geringer ist (vgl. Tabelle 2.4). Um das Rauschen in der Suszeptibilität zu vermindern, wurde für jeden Meßpunkt über 5 Meßwerte (entspricht einer Filmdicke von ungefähr 0.04 ML) gemittelt. Das Auflösungsvermögen in den Suszeptibilitätsmessungen beträgt 5 nrad.

6.1.3.2 Polare Geometrie (Einfallswinkel 9 Grad)

Wegen der Streufeldkomponente entlang der Filmmormalen des Modulationsfeldes H_{\perp}^{ω} ist ein polares Kerr-Signal zu erwarten, welches nun in der polaren Geometrie untersucht wird. Die Einfallsebene dieser Geometrien liegt im rechten Winkel zum Modulationsfeld in der Ebene (Abschnitt 3.4.1). Da s -polarisiertes Licht verwendet wird, ist ein longitudinales Kerr-Signal auszuschließen, denn die Richtungen von Polarisation und Modulationsfeld und damit der Änderung der Magnetisierung sind parallel zueinander.

Abbildung 6.4 zeigt die Realteile der gleichzeitig in polarer und longitudinaler Geometrie bestimmten Suszeptibilitäten. Im Bereich um das Maximum bei 1.3 ML sind die Suszeptibilitäten in beiden Geometrien im Rahmen der Streuung gleich. Das bedeutet, daß hier auch in longitudinaler Geometrie ein rein polares Signal beobachtet wird, welches durch die Streufeldkomponente von H_{\perp}^{ω} entsteht. Das Verhältnis des Maximums in dieser Geometrie zu dem bei Modulation H_{\perp}^{ω} bestätigt die Größe des Streufeldes von etwa 20% des Feldes in der Ebene.

Ab 4.0 ML ist ein unterschiedliches Verhalten der Suszeptibilitäten in polarer und longitudinaler Geometrie zu beobachten. Das Maximum der Suszeptibilität in polarer Geometrie ist etwa 2.5mal kleiner als das in der longitudinalen. Während die Suszeptibilität in longitudinaler Geometrie ein einzelnes Maximum zeigt, ist in der polaren Geometrie ein

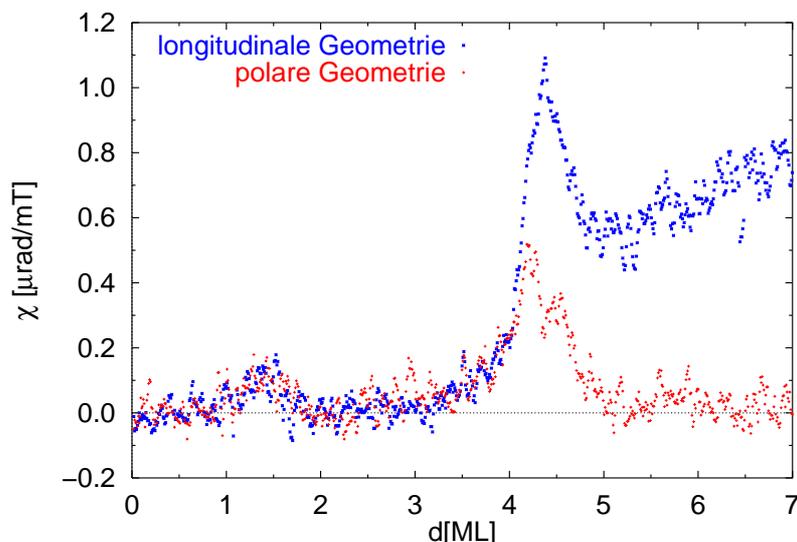


Abb. 6.4: Vergleich der Realteile der Suszeptibilität in longitudinaler (Einfallswinkel 45 Grad) und polarer Geometrie (9 Grad) bei Modulation in der Ebene, $\mu_0 H_{\perp}^{\omega} = 0.1$ mT, Mittelung über 5 Meßwerte.

doppeltes zu beobachten, wobei das dazwischen liegende Minimum bei gleicher Filmdicke wie das Maximum in longitudinaler Geometrie auftritt. Nach dem Doppelmaximum sinkt die Suszeptibilität in polarer Geometrie auf null ab. Das bedeutet, der in der longitudinalen Geometrien beobachtete lineare Anstieg ist ein longitudinales Kerr-Signal.

Die in polarer Geometrie beobachtete Suszeptibilität liefert den gleichen Beitrag zu der Suszeptibilität in der longitudinalen Geometrie (vgl. Abschnitt 6.1.2). Das Maximum in der longitudinalen Geometrie ist deshalb ein aus polarem und longitudinalem Beitrag gemischtes Kerr-Signal. Die Trennung in longitudinales und polares Signal wird in Abschnitt 6.1.3.4 durchgeführt.

Wenn die in polarer Geometrie beobachtete Suszeptibilität durch das Streufeld in der Ebene verursacht wird, ist zu erwarten, daß sie mit der bei Modulation H_{\perp}^{ω} beobachteten Suszeptibilität nach Reskalierung deckungsgleich ist. Abbildung 6.5 zeigt eine Übereinstimmung der Suszeptibilitäten in dem ersten Maximum und im Bereich des zweiten große Unterschiede. Offensichtlich wird das zweite Maximum in polarer Geometrie nicht nur durch das Streufeld hervorgerufen. Dieser Punkt wird in Abschnitt 6.1.6 diskutiert.

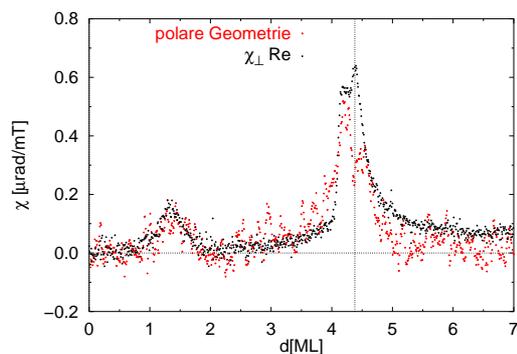


Abb. 6.5: Vergleich der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} in polarer Geometrie mit der reskalierten Suszeptibilität χ_{\perp} .

6.1.3.3 Umkehrung des Einfallswinkels der longitudinalen Geometrie (Einfallswinkel -45 Grad)

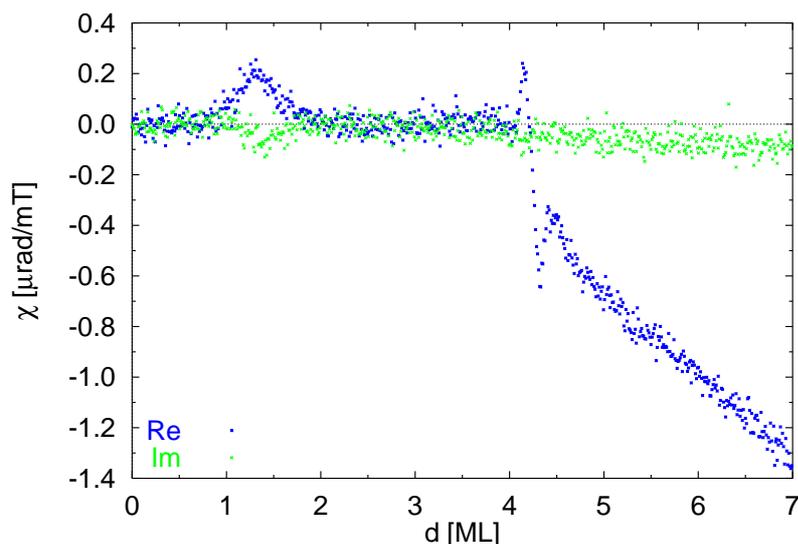


Abb. 6.6: Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene, $\mu_0 H_{\omega}^{\omega} = 0.08$ mT, longitudinale Geometrie mit negativem Einfallswinkel.

In den theoretischen Betrachtungen wurde gezeigt, daß das rein longitudinale Kerr-Signal in Abhängigkeit von dem Einfallswinkel eine ungerade Funktion und das rein polare eine gerade Funktion ist (vgl. Abschnitt 2.4.2). Die Umkehrung des Einfallswinkels (indem Laser und Analysatorseite des optischen Aufbaus vertauscht werden, vgl. Abbildung 3.2) kann daher helfen, polare und longitudinale Anteile der Suszeptibilität voneinander zu trennen [38].

Abbildung 6.6 zeigt die Suszeptibilität in dieser longitudinalen Geometrie mit umgekehrtem Einfallswinkel. Eine Umkehrung des Vorzeichens des linearen Anstiegs ab etwa 4.5 ML ist im Vergleich zu Abbildung 6.3 deutlich zu erkennen. Es handelt sich um ein longitudinales Kerr-Signal, denn ein polares Kerr-Signal existiert bei Filmdicken über 5 ML nicht, wie in dem vorhergehenden Abschnitt diskutiert wurde. Im Bereich der 1.3 ML ist wieder das Maximum im Realteil der Suszeptibilität von $0.2 \mu\text{rad}/\text{mT}$ zu beobachten. Es ist ein polares Kerr-Signal und deshalb weiterhin positiv.

Bei größeren Filmdicken ist ein abweichendes Verhalten der Suszeptibilität von der in der ersten longitudinalen Geometrie gemessenen zu beobachten. Im Bereich zwischen 4 und 5 ML ergibt sich ein Vorzeichenumschlag im Realteil der Suszeptibilität. Der Nulldurchgang liegt bei etwa 4.38 ML. Die Suszeptibilität steigt ab etwa 4 ML zunächst auf ungefähr $0.2 \mu\text{rad}/\text{mT}$ an und fällt dann in einem Dickenbereich von weniger als 0.2 ML fast senkrecht auf ein Minimum von etwa $-0.65 \mu\text{rad}/\text{mT}$ ab. Es folgt ein erneuter Anstieg mit einem lokalen Maximum bei 4.5 ML. Der nachfolgende Abfall ist näherungsweise linear, die Steigung beträgt $-0.38 \mu\text{rad}/(\text{mT ML})$. Die Steigung dieses longitudinalen Signals

sollte nach der vorhergehenden Diskussion im Absolutbetrag gleich der in der ersten longitudinalen Geometrie sein. Der Betrag der Steigung ist hier etwa 2.7mal größer. Außerdem zeigt der Imaginärteil ab etwa 4.4 ML ebenfalls einen näherungsweise linearen Abfall, welcher in der ersten longitudinalen Geometrie nicht zu beobachten ist. Die Ursache für diesen Unterschied in der Steigung ist konnte nicht gefunden werden.

6.1.3.4 Trennung von longitudinalem und polarem Signal

Die Messungen der Suszeptibilität in den verschiedenen Geometrien bei Modulation in der Filmebene haben gezeigt, daß bisher kein rein longitudinales Kerr-Signal bestimmt wurde. Eine Trennung der Beiträge von longitudinalem und polarem Signal kann auf zwei Arten erfolgen. Wichtig für die Auswertung ist dabei ein geringer relativer Fehler in den Filmdickenangaben.

1. Methode verschiedener Winkel (VW): In der polaren Geometrie wird ein rein polares Kerr-Signal bestimmt. Da die polaren Kerr-Signale in polarer und longitudinaler Geometrie nahezu identisch sind (vgl. Abschnitt 6.1.2) und die Kerr-Signale sich additiv aus den longitudinalen und polaren Signalen zusammensetzen (Gl. 2.26), ist ihre Differenz das rein longitudinale Signal,

$$\chi_{=} = \chi_{45\text{Grad}} - \chi_{9\text{Grad}}. \quad (6.1)$$

Die nötige Genauigkeit in der Filmdicke wird durch die gleichzeitige Messung unter beiden Einfallswinkeln erreicht. Die Messung ist dadurch unabhängig von einer Kalibrierung der Filmdicke.

2. Bei der Methode der komplementären Winkel (KW) wird der Vorzeichenwechsel des rein longitudinalen Kerr-Signals bei einer Umkehrung des Einfallswinkels ausgenutzt [38]. Das polare Signal behält sein Vorzeichen bei. Das rein longitudinale Signal ergibt sich als die Hälfte der Differenz der Signale unter entgegengesetzten Einfallswinkeln, während das polare Signal die Hälfte der Summe ist.

Die Messungen bei entgegengesetzten Einfallswinkeln in longitudinaler Geometrie können nur nacheinander durchgeführt werden. Um die nötige Genauigkeit in der Kalibrierung der Filmdicke zu erhalten, wurde jeweils gleichzeitig die Suszeptibilität in polarer Geometrie mit aufgenommen. Da dieses MOKE-System bei den Messungen unverändert bleibt, kann die Filmdicke in beiden Messungen mit hoher Genauigkeit zugeordnet werden. Mit dieser Art der Kalibrierung wird die größte relative Übereinstimmung in den Filmdicken erzielt. Eine Kalibrierung über MEED-Intensitätsoszillationen wäre dagegen zu ungenau.

Abbildung 6.7 zeigt die mit den oben beschriebenen Methoden erhaltenen rein longitudinalen und rein polaren Suszeptibilitäten bei Modulation in der Ebene. Die Übereinstimmung der beiden Methoden ist im Bereich bis etwa 5 ML sehr gut, die Kurven liegen übereinander. Die Abweichungen bei größeren Filmdicken ergeben sich durch die unterschiedlichen Steigungen der Suszeptibilitäten der verschiedenen longitudinalen Geometrien mit umgekehrten Einfallswinkel.

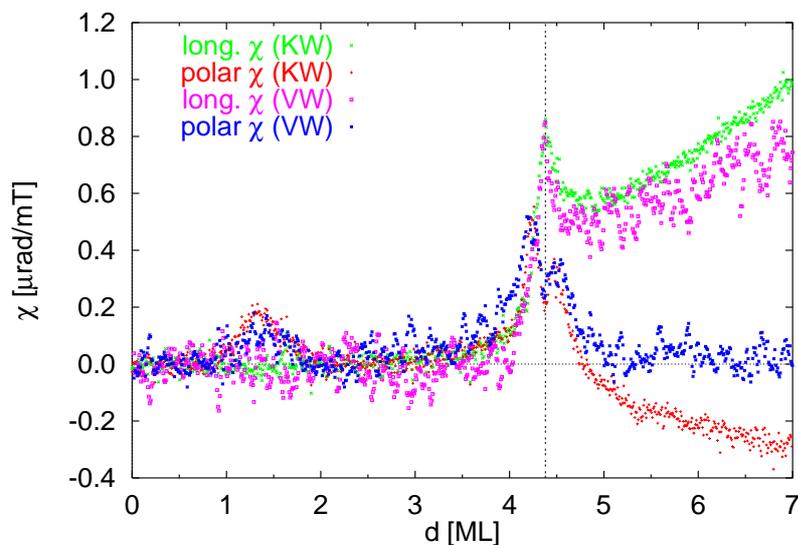


Abb. 6.7: Realteile der Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene, separiert in longitudinales und polares Kerr-Signal unter Verwendung der Methode der komplementären Winkel (KV) und der Methode verschiedener Winkel (VW).

Das Maximum in dem Realteil von $\chi_{=}$ kann nun mit der zu erwartenden Kerr-Elliptizität in SI-Einheiten abgeschätzt werden und sie beträgt $\chi_{=} \approx 14$. Wie bei Modulation entlang der Filmnormalen ($\chi_{\perp} \approx 5$) ergibt sich keinesfalls eine Singularität.

6.1.4 Zusammenfassung

In der Suszeptibilität werden in Abhängigkeit von der Filmdicke bei den Modulationsfeldern in der Ebene und entlang der Filmnormalen Maxima beobachtet.

Bei Modulation entlang der Filmnormalen werden im Realteil zwei Maxima gefunden. Das erste Maximum ist wahrscheinlich mit dem einsetzenden Ferromagnetismus von Co/Au(111) korreliert und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Das zweite Maximum charakterisiert den Spinreorientierungsübergang im Nullfeld. Es besteht aus einer Schulter und einer Spitze.

Das rein longitudinale Kerr-Signal zeigt bei Modulation in der Ebene im gleichen Dickenbereich ein Maximum und nachfolgend einen linearen Anstieg. Bei dieser Modulationsrichtung wird ein Kerr-Signal in der polaren Geometrie beobachtet. Es wird ein Doppelmaximum gefunden. Das dazwischen liegende Minimum stimmt in der Filmdicke mit dem Maximum der Suszeptibilität in longitudinaler Geometrie überein. Das Doppelmaximum wird nicht allein durch das Streufeld verursacht. Die Suszeptibilitätsmaxima bei den verschiedenen Modulationsrichtungen werden in Abschnitt 6.1.6 ausführlich diskutiert.

Für die Diskussion der Art des Spinreorientierungsübergangs ist entscheidend, ob das Maximum der Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen bei derselben Filmdicke wie dasjenige der longitudinalen Suszeptibilität $\chi_{=}$ auftritt. Der nachfolgende Abschnitt beschäftigt sich mit diesem Problem.

6.1.5 Kombination der Modulationsrichtungen

Die Reihenfolge des Auftretens der Maxima der Suszeptibilität bei den verschiedenen Modulationsrichtungen gibt einen Hinweis, ob der Spinreorientierungsübergang über einen Bereich der Koexistenz von Magnetisierungsorientierungen oder eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung erfolgt (Abschnitte 2.2.1). Experimentell wurden bei beiden Orientierungen des Modulationfeldes (entlang der Filmmormalen und in der Ebene) in dem Realteil der Suszeptibilität Maxima bei etwa 4.38 ML gefunden, wobei die Filmdicken über MEED-Intensitätsoszillationen kalibriert wurden. Im Rahmen dieser Genauigkeit (besser 5%) ist jedoch nicht zu entscheiden, ob die Maxima bei gleicher Filmdicke oder nacheinander beobachtet werden. Zur Lösung dieses Problems kann eine Kombinationsmessung der Suszeptibilität mit beiden Modulationsrichtungen in longitudinaler Geometrie durchgeführt werden.

Das gemischte Kerr-Signal bei Modulation in der Ebene (+45 Grad) und das rein longitudinale Kerr-Signal zeigen bei derselben Filmdicke ein Maximum, wie in Abbildung 6.8 zu sehen ist. Aus diesem Grund genügt es, für dieses Experiment das gemischte Kerr-Signal zu verwenden.

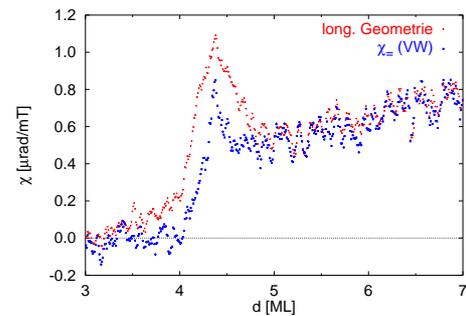


Abb. 6.8: Vergleich von $\chi_{=}$ mit dem gemischten Signal in longitudinaler Geometrie.

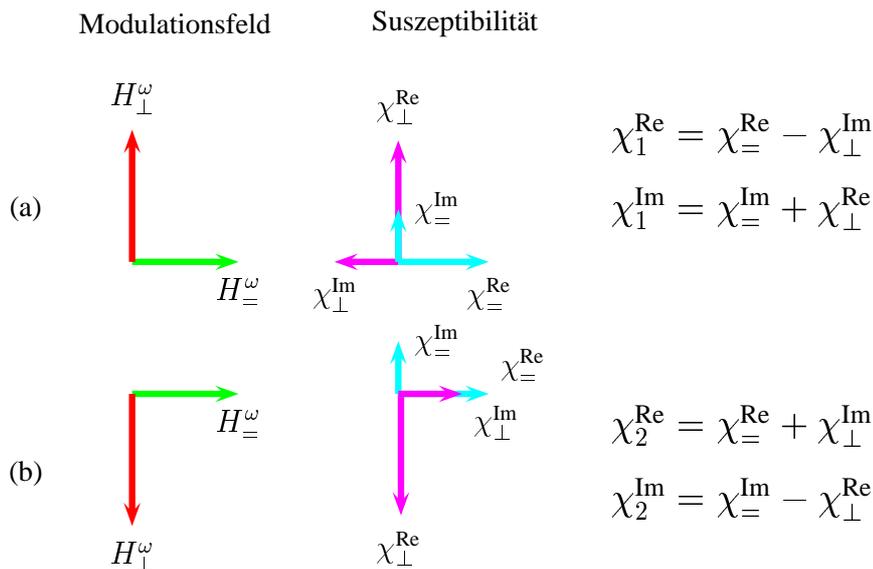


Abb. 6.9: Phasenlage der Modulationsfelder bei der Kombinationsmessung und Zusammensetzung der resultierenden Suszeptibilität in Vektordarstellung.

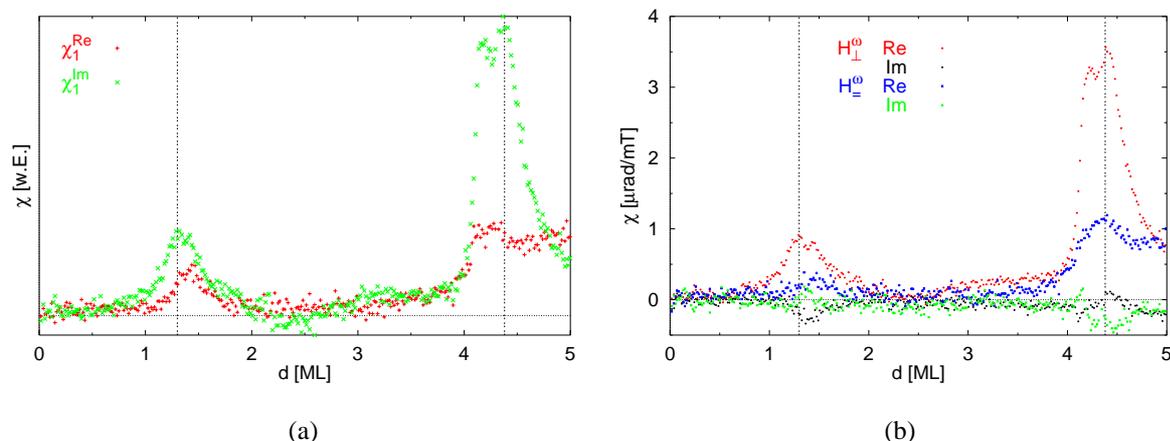


Abb. 6.10: Kombinationsmessung zur Bestimmung der relativen Lage der Maxima bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen. (a) Beispiel für die Kombinationsmessung, vgl. Abb. 6.9(a), (b) Das Ergebnis der Kombinationsmessung.

In der Kombinationsmessung werden die beiden Modulationsfelder entlang der Filmnormalen und in der Filmebene mit einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ an die Probe angelegt, wie in Abbildung 6.9 schematisch dargestellt. Der Feldvektor des resultierenden Modulationsfeldes rotiert nun in der Ebene, die durch die Orientierung der Modulationsfelder aufgespannt wird. In der Konfiguration (a) ist das Modulationsfeld entlang der Filmnormalen um $\pi/2$ gegenüber dem Modulationsfeld in der Ebene verschoben. Die resultierende Suszeptibilität (χ_1) wird in Phase zu H_{\parallel}^{ω} ausgelesen. Der Realteil (χ_1^{Re}) setzt sich dann aus dem Realteil von χ_{\perp}^{Re} und dem negativen Imaginärteil von χ_{\perp}^{Im} zusammen. Da χ_{\perp}^{Im} sehr klein ist, wird mit dem Imaginärteil von χ_{\perp}^{Im} hauptsächlich χ_{\perp}^{Re} bestimmt, wie die Messung in Abbildung 6.10(a) bestätigt. Bei χ_1^{Re} ist jedoch der Beitrag des Imaginärteils bei Modulation entlang der Filmnormalen (χ_{\perp}^{Im}) nicht vernachlässigbar. Es ist deshalb eine zweite Messung nötig, um die einzelnen Beiträge trennen zu können. In dieser Messung läuft nun H_{\perp}^{ω} mit einer Verschiebung um $\pi/2$ hinter H_{\parallel}^{ω} her (Abb. 6.9(b)). Durch Kombination dieser Messungen können die einzelnen Beiträge separiert werden, z. B. $\chi_{\perp}^{\text{Re}} = \frac{1}{2}(\chi_1^{\text{Re}} + \chi_2^{\text{Re}})$.

Auch für diese Messungen ergibt sich wieder das Problem der Filmdickenkalibrierung. Da jedoch der Imaginärteil χ_{\perp}^{Im} vernachlässigbar gering ist, können diese Messungen auf die Filmdicke des Maximums der Suszeptibilität χ_{\perp}^{Re} reskaliert werden und sind dadurch unabhängig von der absoluten Genauigkeit in der Filmdickenangabe.³

Abbildung 6.10(b) zeigt das Ergebnis der Kombinationsmessung: Die Maxima der Suszeptibilität bei den Modulationsfeldern in der Ebene und entlang der Filmnormalen treten bei der gleichen Filmdicke auf. Der relative Fehler beträgt für das Maximum 0.02 ML.

³Zusätzlich wurde gleichzeitig in der polaren Geometrie bei beiden Kombinationen die Suszeptibilität χ_{\perp}^{Re} in Phase zu H_{\perp}^{ω} bestimmt. Diese Messung bietet eine zweite Möglichkeit der Reskalierung der Filmdicke.

6.1.6 Welcher Art ist der Spinreorientierungsübergang?

Durch die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente wurden die Suszeptibilitäten in Abhängigkeit von der Filmdicke bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen bestimmt. Während die Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen die Änderung der Magnetisierung in dieser Richtung, also ein polares Kerr-Signal ist, ergibt sich für die Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene zunächst eine Überlagerung aus einem polaren und longitudinalen Anteil. Die Suszeptibilität als Änderung der Magnetisierung in der Ebene mit dem Feld in der Ebene wurde durch Separationsmethoden bestimmt. In diesem Abschnitt wird die Suszeptibilität in SI-Einheiten angegeben.⁴ Die Realteile der Suszeptibilitäten zeigen ein Maximum bei 4.38 ML, welches den Spinreorientierungsübergang charakterisiert und im Folgenden ausführlich diskutiert wird.

Im Experiment wird die Suszeptibilität bei einer festen Orientierung des Modulationsfeldes in Abhängigkeit von der Filmdicke bestimmt. Da sich die Orientierung der Magnetisierung im Spinreorientierungsübergang ändert, ist zunächst die Diskussion, ob es sich um eine parallele oder transversale Suszeptibilität handelt, notwendig.

Bei einer parallelen Orientierung von Modulationsfeld und Magnetisierung ist für einen eindomänen Zustand keine parallele Suszeptibilität zu erwarten, da das Modulationsfeld im Allgemeinen nicht ausreicht, eine Ummagnetisierung, d. h. einen Richtungswechsel der Magnetisierung, herbeizuführen. Bei einem mehrdomänen Zustand, wie er bei Co/Au(111) gefunden wird [11, 15], ist dagegen prinzipiell eine Bewegung der Domänenwände durch das Modulationsfeld möglich. Durch die daraus resultierende Änderung der Netto-Magnetisierung in dem Modulationsfeld ist eine Suszeptibilität zu erwarten.⁵ Wenn sich die Domänenkonfiguration während der Bedampfung nicht ändert, ergibt sich ein konstanter Wert für die parallele Suszeptibilität.

In den theoretischen Betrachtungen wurden die transversalen Suszeptibilitäten für beide Möglichkeiten des Spinreorientierungsübergangs, nämlich entweder über einen Bereich der Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen in der Ebene und entlang der Filmnormalen oder über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung, berechnet (Abschnitt 2.2.1).

Abbildung 6.11 zeigt die experimentell bestimmten Suszeptibilitäten bei Modulation entlang der Filmnormalen (χ_{\perp}) und in der Ebene (χ_{\parallel}) in SI-Einheiten. Der Imaginärteil von χ_{\parallel} wurde nicht dargestellt; er ist konstant null. Der Realteil der Suszeptibilität zeigt bei beiden Orientierungen des Modulationsfeldes bei der gleichen Filmdicke ein Maximum. Bei geringeren und bei größeren Filmdicken ist das magnetische Verhalten verschieden.

Die Suszeptibilität χ_{\parallel} ist bis etwa 4 ML null. Die Auswertung der Magnetisierungskurven in diesem Dickenbereich zeigt, daß die Magnetisierung entlang der Filmnormalen orientiert ist (Abschnitt 5.1). Bei Modulation in der Filmebene wird daher eine transversale Suszeptibilität bestimmt. Das verwendete Modulationsfeld von 0.12 mT reicht nicht aus, um

⁴Die Umrechnung erfolgt über $\chi_{SI} = \frac{M_s}{\epsilon} \frac{\Delta\epsilon}{\Delta H}$ (Gl. 3.3) mit $M_s = 1.44 \cdot 10^6$ A/m [26] und den in Abschnitt 5.2 bestimmten Kerr-Elliptizitäten.

⁵Eine notwendige Bedingung ist hierfür, daß das magnetische Signal über einen großen Bereich, d. h. über mehrere Domänenwände, bestimmt wird. Die Domänengröße für Co/Au(111) liegt im Spinreorientierungsübergang unter 500 nm [12] und außerhalb zwischen 2 und 5 μm [11, 12]. Da bei dem magneto-optischen Kerr-Effekt über den Bereich der beleuchteten Fläche (Strahldurchmesser etwa 1 mm) gemittelt wird, ist diese Bedingung hier erfüllt.

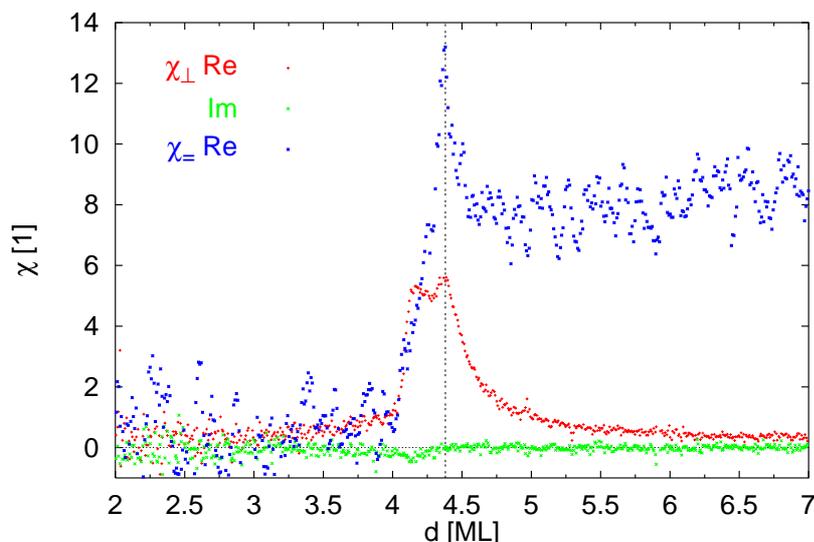


Abb. 6.11: Die Suszeptibilität in SI-Einheiten bei Modulationsfeldern in der Ebene und entlang der Filmmormalen.

die Magnetisierung aus dieser Orientierung auszulenken. Außerdem ist das longitudinale Kerr-Signal deutlich kleiner als das polare Kerr-Signal und daher schwerer nachzuweisen. Die Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen χ_{\perp} zeigt einen schwachen Anstieg. Entsprechend der vorherigen Diskussion handelt es sich um eine parallele Suszeptibilität. Vermutlich wird durch die Verminderung der Anisotropie die Wandmobilität erhöht, sodaß die Suszeptibilität schwach ansteigt.

Nach dem Maximum ab etwa 4.6 ML ist die Suszeptibilität $\chi_{=}$ nahezu konstant. Die Magnetisierung ist parallel zum Modulationsfeld in der Ebene orientiert und es wird eine Suszeptibilität aufgrund der Domänenwandbewegung beobachtet. Das Abklingen der hier transversalen Suszeptibilität χ_{\perp} zeigt gleichzeitig, daß es mit zunehmender Filmdicke immer weniger möglich ist, die Magnetisierung durch das Modulationsfeld H_{\perp}^{ω} aus der Ebene auszulenken.

Die Magnetisierung ist also bis 4.0 ML entlang der Filmmormalen orientiert und liegt ab 4.6 ML in der Filmebene. Dies ist der größtmögliche Dickenbereich für den Spinreorientierungsübergang. Die Reorientierung der Magnetisierung ist entweder über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung oder eine Koexistenz der Orientierungen in der Ebene und entlang der Filmmormalen möglich. Welcher Art der Übergang für Co/Au(111) im Nullfeld ist, wird nun diskutiert.

Bei einer kontinuierlichen Drehung der Magnetisierung sind an den Phasengrenzen Singularitäten in der transversalen Suszeptibilität zu erwarten (Abschnitt 2.2.1). Da die Magnetisierung bei geringeren Filmdicken entlang der Filmmormalen orientiert ist, ergibt sich bei Modulation in der Filmebene eine Singularität mit dem Beginn der Drehung der Magnetisierung aus der Filmmormalen. An der zweiten Phasengrenze, bei größerer Filmdicke, wird bei Modulation entlang der Filmmormalen eine Singularität beobachtet, denn die Mag-

netisierung liegt ab dieser Grenze in der Ebene.

Im Experiment sind daher Maxima in der Suszeptibilität in einem Filmdickenabstand, der der Breite des Spinreorientierungsübergangs entspricht, zu erwarten (0.4 – 0.5 ML [11, 12, 15]). Die Kombinationsmessung der Suszeptibilitäten bei Modulation H_{\perp}^{ω} und H_{\parallel}^{ω} zeigt dagegen, daß die Maxima bei der gleichen Filmdicke auftreten. (Die Auflösung in der Filmdicke liegt in diesem Experiment bei etwa 0.02 ML.) Ein Spinreorientierungsübergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung ist deshalb auszuschließen.⁶ Es handelt sich um einen Übergang über einen Bereich der Koexistenz.

Ob in dem Koexistenzbereich eine transversale Suszeptibilität beobachtet wird, hängt von der Orientierung der Magnetisierung innerhalb des Bereichs ab. In den theoretischen Betrachtungen wurden verschiedene Modelle für die Orientierung der Magnetisierung diskutiert (Abschnitt 2.3). Im Folgenden werden die aufgrund der Modelle resultierenden Suszeptibilitäten mit den experimentell gefundenen verglichen.

Nach der PERFECT DELAY CONVENTION behält die Magnetisierung die Orientierung entlang der Filmmormalen in dem Koexistenzbereich bei und kippt erst an der zweiten Phasengrenze bei größeren Filmdicken in die Filmebene. Eine transversale Suszeptibilität kann deshalb im Spinreorientierungsübergang nur bei Modulation in der Filmebene erwartet werden, denn bei einer Modulation entlang der Normalen liegen Magnetisierung und Modulationsfeld parallel. Im Experiment sind jedoch bei beiden Modulationsrichtungen Maxima zu beobachten. Das bedeutet, daß das magnetische Verhalten von Co/Au(111) nicht durch dieses Modell beschrieben wird.

Nach der MAXWELL KONVENTION orientiert sich die Magnetisierung immer in Richtung des absoluten Energieminimums. Für Co/Au(111) bedeutet dies, daß die Magnetisierung zunächst bei Eintritt in den Koexistenzbereich entlang der Filmmormalen orientiert ist und bei einer kritischen Filmdicke d_m in die Ebene kippt. Es sind für beide Feldorientierungen Maxima in den Suszeptibilitäten bei der gleichen Filmdicke zu erwarten. Die Experimente bestätigen zunächst diese Erwartung. Das Auftreten der Schulter in dem Realteil der Suszeptibilität χ_{\perp} kann jedoch nicht mit dem Modell nach der MAXWELL KONVENTION erklärt werden.

Das Besetzungsmodell (Abschnitt 2.3.1) läßt ebenfalls Maxima in der transversalen Suszeptibilität für beide Orientierungen des Modulationsfeldes zu. In diesem Modell wird angenommen, daß die Magnetisierung in Teile der beiden Orientierungen zerfällt, d. h. es existieren Domänen. Entscheidenden Einfluß auf die Änderung der Magnetisierungsrichtung hat neben der Filmdicke nun eine charakteristische Länge l . Von einem Volumen $V = l^2 \cdot d$ wird angenommen, daß sich die Orientierung der Magnetisierung nach einer Besetzungswahrscheinlichkeit ändern kann. Über einen Bereich der Probe gemittelt, ergeben sich zwei Anteile der Magnetisierungsorientierungen, deren Größe sich in Abhängigkeit von den Größen l und d ändert. Bei einer relativ großen charakteristischen Länge ist die Änderung der Orientierung der Magnetisierung derjenigen nach der MAXWELL KONVENTION sehr ähnlich. Es werden bei beiden Modulationsrichtungen Maxima bei derselben Filmdicke erwartet. Bei geringerer charakteristischer Länge findet eine gleichzeitige Besetzung der Orientierungen in der Ebene und entlang der Filmmormalen statt, wobei der Anteil der Magnetisierung in

⁶Die Berücksichtigung der Schulter von χ_{\perp} als Maximum, ergibt die verkehrte Reihenfolge der Maxima, wodurch erneut ein Übergang über die kontinuierliche Drehung auszuschließen ist.

der Ebene mit der Filmdicke zunimmt, während derjenige der senkrechten Magnetisierung geringer wird. Als charakteristische Länge wurde in Abschnitt 2.3.1 die Austauschlänge gewählt. Die Länge liegt prinzipiell in der Größenordnung, die eine gleichzeitige Orientierung der Magnetisierung in der Ebene und entlang der Filmmormalen zuläßt. Sie ist von der Filmdicke abhängig, weshalb die Besetzung der Orientierungen nicht den in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Besetzungen entsprechen muß. Prinzipiell ist zu erwarten, daß der Anteil der senkrechten Orientierung ab und der Anteil der parallelen Orientierung zunimmt. Durch den Zerfall in Domänen im Bereich des Spinreorientierungsübergangs muß zusätzlich mit einer parallelen Suszeptibilität gerechnet werden.

Duden und Bauer [30] beobachten bei Co/Au(111)(10 ML)/W(110) verschiedene Vorgänge in dem Spinreorientierungsübergang. Die Blochwände des mehrdomänigen Zustands mit senkrechter Orientierung der Magnetisierung verbreitern sich mit der Filmdicke. Da die Wände eine Magnetisierungskomponente in der Ebene haben, vergrößert sich der Anteil der Magnetisierung in dieser Richtung. Das Domänenmuster des mehrdomänigen Zustands der senkrechten Orientierung wird in der Ebene übernommen. Mit zunehmender Filmdicke verändert sich dieses Muster durch das Umklappen kleinerer Domänen. Die Domänen in der Ebene vergrößern sich. Zum Schluß formieren sich Néel-Wände.

Es ist anzunehmen, daß der beschriebene Prozeß für Co/Au(111) ähnlich ist. Mit dem Eintritt in den Koexistenzbereich wird bei beiden Modulationsrichtungen ein Anstieg der Suszeptibilität beobachtet. Die Magnetisierung ist zum größten Teil entlang der Filmmormalen orientiert, weshalb bei Modulation in der Ebene eine transversale Suszeptibilität bestimmt wird, die mit der Filmdicke zunimmt. Bei Modulation entlang der Filmmormalen wird zunächst eine parallele Suszeptibilität beobachtet, die Domänenwände verschieben sich durch das Modulationsfeld. Das System ist jedoch sehr weich, weshalb die parallele Suszeptibilität sehr groß sein kann. Diese Suszeptibilität kann eine Erklärung für die beobachtete Schulter bei Modulation entlang der Filmmormalen sein.

Bei dieser Modulationsrichtung wird außerdem im Imaginärteil ein Minimum beobachtet. Dieser zeigt Energieverluste an [2]. Er entsteht wahrscheinlich durch die Wandbewegung bzw. die Ummagnetisierung von Domänen.

Mit zunehmender Filmdicke ändert sich die Besetzung der Orientierungen, d. h. der Anteil der Magnetisierung in der Ebene nimmt zu und der entlang der Filmmormalen ab. Bei einer bestimmten Filmdicke sind die Besetzungen gleich. Für größere charakteristische Längen ergeben sich bei dieser Filmdicke Maxima bei beiden Modulationsrichtungen (Abschnitt 2.3). Die Minima der zugehörigen Energie sind für diese Orientierungen gleich tief. Da im Experiment die Suszeptibilität Maxima bei 4.38 ML beobachtet werden, ist anzunehmen, daß bei dieser Filmdicke eine gleiche Besetzung beobachtet wird.

Bei größeren Filmdicken ist bei Modulation entlang der Filmmormalen hauptsächlich eine transversale Suszeptibilität zu beobachten, die mit zunehmender Filmdicke abnimmt. Nach dem Maximum sinkt die Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene nicht auf null ab, da die Magnetisierung nun in der Ebene liegt und eine Domänenwandbewegung, d. h. ein paralleles Signal beobachtet wird. Das von Duden und Bauer beobachtete Umklappen kleinerer Domänen in der Ebene kann ebenfalls einen Beitrag zur Suszeptibilität liefern.

In der polaren Geometrie wird bei Modulation in der Ebene eine Suszeptibilität beobachtet, die nicht allein durch das Streufeld entlang der Filmmormalen erklärt werden kann, siehe Abschnitt 6.1.3.2. Abbildung 6.12 zeigt den Vergleich der in der polaren Geometrie gemessenen Suszeptibilität mit der Suszeptibilität bei Modulation entlang der Film-

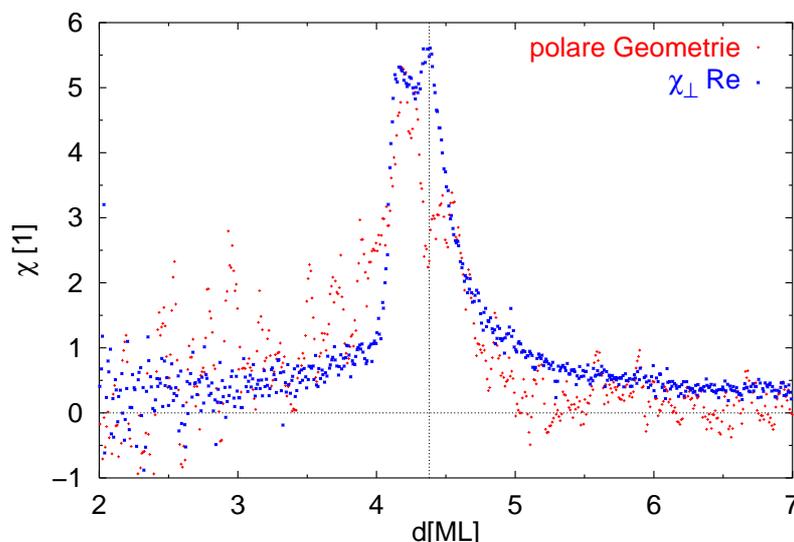


Abb. 6.12: Realteile der Suszeptibilitäten in polarer Geometrie bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen (χ_{\perp}).

normalen χ_{\perp} in SI-Einheiten.⁷ Das erste Maximum fällt mit der Schulter von χ_{\perp} zusammen. Wie oben diskutiert, ist es wahrscheinlich ein paralleles Signal, welches durch Domänenwandbewegungen entsteht. Im Unterschied zur Modulation entlang der Filmnormalen zeigt die Suszeptibilität danach jedoch ein geringeres Signal. Offensichtlich wird eine Überlagerung der Suszeptibilität, die durch das Streufeld entlang der Filmnormalen verursacht wird, mit einer Suszeptibilität, welche durch das Modulationsfeld in der Ebene hervorgerufen wird, beobachtet. Nach der vorherigen Diskussion liegt die Magnetisierung in diesem Dickenbereich hauptsächlich in der Ebene. Ein Modulationsfeld in der Ebene wird eine feldparallele Orientierung unterstützen, d. h. die Besetzung der Orientierung in der Ebene vergrößern (Besetzungszahlenfluktuation). Dieser Vorgang kann der Grund für das geringere zweite Maximum in dem Streufeld sein. Während bei Modulation entlang der Filmnormalen die Besetzung der Orientierung parallel dazu vergrößert wird, ergibt sich hier durch das im Vergleich zum Streufeld größere Feld H_{\perp}^{ω} eine Verminderung der Besetzung der senkrechten Orientierung. Dadurch fällt die Suszeptibilität in polarer Geometrie geringer aus.

Die Suszeptibilitätsexperimente bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen zeigen im Nullfeld, daß ein Übergang über einen Bereich der Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen in der Ebene und entlang der Filmnormalen beobachtet wird. Es bilden sich Domänen, weshalb transversale und parallele Suszeptibilitäten gleichzeitig gemessen werden.

⁷In Abbildung 6.12 wurde die Suszeptibilität in polarer Geometrie auf das Streufeld in senkrechter Richtung von H_{\perp}^{ω} normiert. Der Vergleich der Suszeptibilitäten wurde bereits in Abbildung 6.5 dargestellt.

6.2 Suszeptibilität im äußeren Feld (in der Ebene)

In den theoretischen Betrachtungen wurde gezeigt, daß Spinreorientierungsübergänge durch ein äußeres Magnetfeld beeinflusst werden (Abschnitt 2.1.2). Unabhängig davon, ob es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung oder einen Übergang über die Koexistenz handelt, ist in einem Feld in der Ebene (H_{\parallel}) eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs zu geringeren Filmdicken zu erwarten. In diesem Abschnitt wird der Einfluß des Feldes auf die Suszeptibilität diskutiert.

6.2.1 Feldmodulation entlang der Filmnormalen

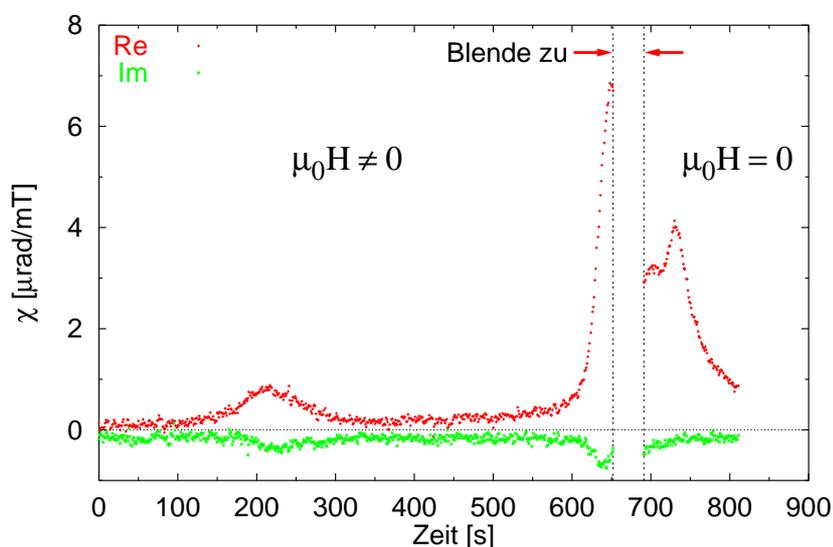


Abb. 6.13: Suszeptibilität bei einem Modulationsfeld entlang der Filmnormalen im äußeren Feld in der Ebene 66.6 mT (bis 652 s) und ohne Feld (ab 691 s) (longitudinale Geometrie).

Abbildung 6.13 zeigt ein Experiment der Suszeptibilität im Feld und ohne Feld bei Modulation entlang der Filmnormalen ($\mu_0 H_{\perp}^{\omega} = 0.16$ mT). Aufgetragen ist die Suszeptibilität über der Meßzeit während der Bedampfung. Im Feld von 60.6 mT ist ein erstes Maximum von $0.9 \mu\text{rad/mT}$ und ein zweites von etwa $7.0 \mu\text{rad/mT}$ zu beobachten. Wie bereits in den Experimenten der Suszeptibilität im Nullfeld diskutiert, charakterisiert das zweite Maximum den Spinreorientierungsübergang. Nach diesem Maximum wurde das Aufdampfen unterbrochen (652 s) und das externe Feld auf Null reduziert. Nach der Fortsetzung des Aufdampfens (691 s) wird das Maximum in der Suszeptibilität ohne äußeres Feld bei H_{\perp}^{ω} beobachtet, welches bereits in Abschnitt 6.1.2 diskutiert wurde.

An das Suszeptibilitätsexperiment schließt sich die Kalibrierung der Aufdampfrate im Nullfeld durch die Beobachtung von MEED-Intensitätssoszillationen an, wodurch der Filmdickenabstand zwischen dem (zweiten) Maximum im Feld und im Nullfeld sehr genau bestimmt werden kann. In dem Beispiel liegt die Verschiebung des Maximums im Feld gegenüber dem ohne Feld bei (0.29 ± 0.06) ML. Bei dem maximalen Feld in der Ebene von 111.3 mT beträgt die Verschiebung (0.54 ± 0.1) ML. Abbildung 6.14 zeigt eine Übersicht über die Verschiebung des zweiten Maximums mit dem äußeren Feld.

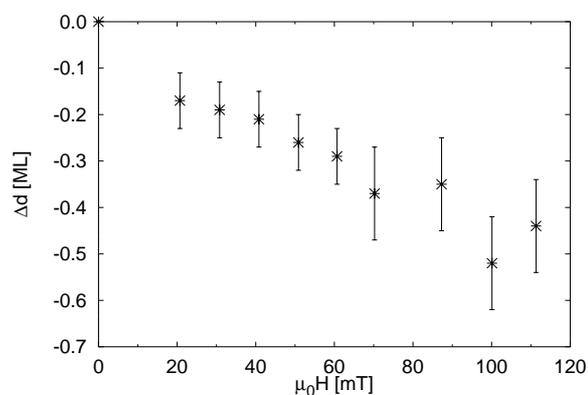


Abb. 6.14: Verschiebung des Suszeptibilitätsmaximums im Feld gegenüber dem Maximum im Nullfeld.

Da innerhalb eines Experiments die Maxima der Suszeptibilität zunächst im Feld und danach ohne Feld beobachtet werden, ist eine Verschiebung des zweiten Maximums durch das Feld in der Ebene bewiesen. Abbildung 6.15 zeigt die Suszeptibilität bei verschiedenen Feldern in der Ebene (vgl. Abschnitt 6.1.6). Wie im Nullfeld ist das erste Maximum bei 1.3 ML zu beobachten. Seine Form und der Wert des Maximums haben sich im Vergleich zu den Messungen ohne äußeres Feld nicht verändert. Dieses Maximum der Suszeptibilität wird mit dem Einsetzen des Ferromagnetismus in Verbindung gebracht und im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter diskutiert.

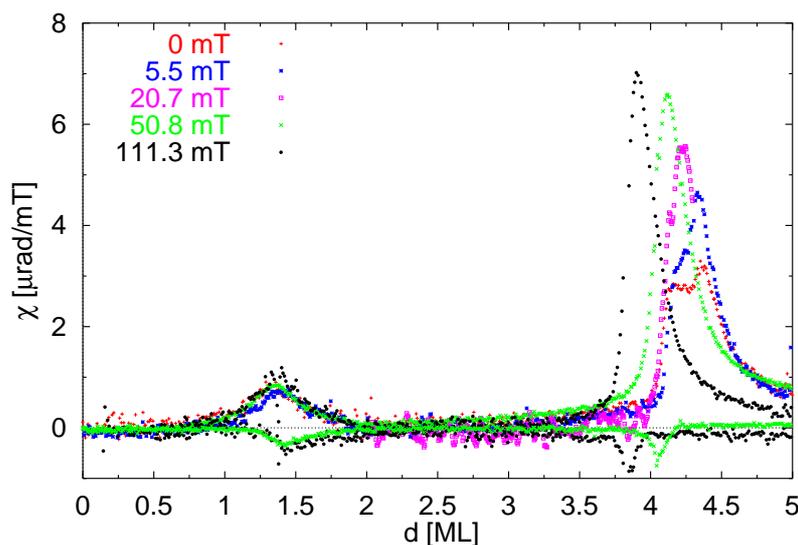


Abb. 6.15: Der Einfluß des Feldes in der Ebene auf die Suszeptibilität ($H_{\perp}^{\omega} = 0.16$ mT).

Bei dem zweiten Maximum ist neben der Verschiebung auch eine Veränderung der Form sowie der Größe zu beobachten. So bildet sich die im Nullfeld vorhandene Schulter zurück. Das zugehörige Minimum im Imaginärteil befindet sich immer im Anstieg zum Maximum des Realteils, d. h. es verschiebt sich ebenfalls im Feld.

Der Wert des Maximums steigt mit zunehmendem Feld in der Ebene an und scheint sich mit größeren Feldern einem Sättigungswert von etwa $7.5 \mu\text{rad}/\text{mT}$ zu nähern (vgl. Abb. 6.16). Wie bei der Suszeptibilität im Nullfeld ist auch hier kein Unterschied des polaren Kerr-Signals in der longitudinalen und polaren Geometrie zu beobachten (vgl. Abschnitt 6.1.2).

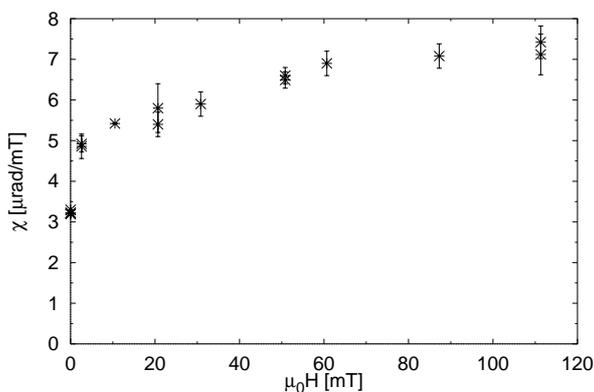


Abb. 6.16: Größe der Maxima in Abhängigkeit von dem Feld in der Ebene.

6.2.2 Feldmodulation in der Filmebene

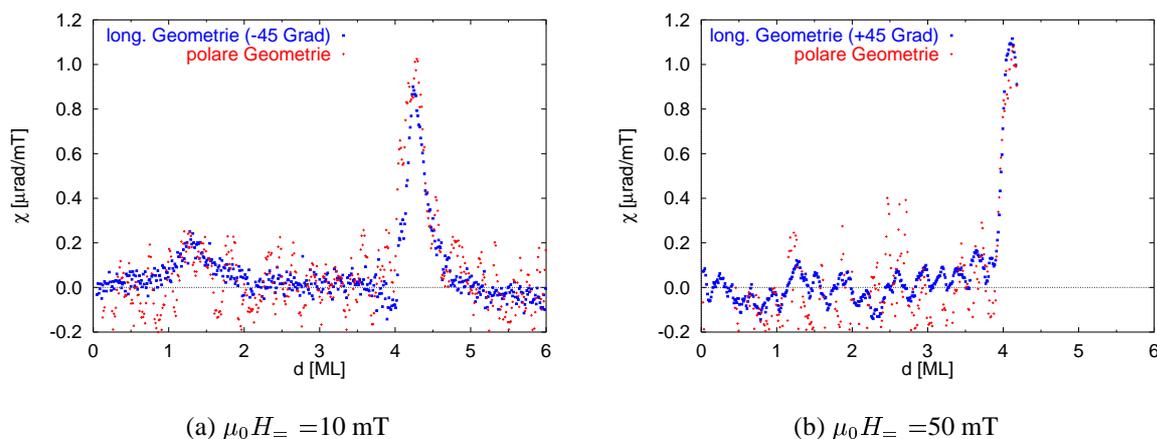


Abb. 6.17: Einfluß des Feldes in der Ebene auf die Suszeptibilität bei Modulation H_{\perp}^{ω} (Realteile) in polarer und longitudinaler Geometrie (Mittelung über 5 Werte).

Die Suszeptibilität bei Modulation in der Filmebene wurde ebenfalls in dem externen Feld in der Ebene untersucht. In Abbildung 6.17 sind zwei Experimente bei Feldern in der Ebene (a) 10 mT und (b) 50 mT in longitudinaler und polarer Geometrie dargestellt. Das Modulationsfeld beträgt $H_{\perp}^{\omega} = 0.12 \text{ mT}$. Wie schon in den Experimenten im Nullfeld beschrieben (Abschnitt 6.1.3.1), ist eine Mittelung über 5 Meßwerte nötig, um den Verlauf

der Suszeptibilität deutlicher darzustellen. Die Imaginärteile unterscheiden sich im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht von dem Rauschen des Signals.

Es sind wie bei Modulation entlang der Filmmormalen zwei Maxima im Realteil bei 1.3 ML und im Bereich der 4 ML zu beobachten. In polarer und in longitudinaler Geometrie ergeben sich die Maxima jeweils bei derselben Filmdicke. Wie bei der Suszeptibilität im Nullfeld ist nun zu diskutieren, welchen Ursprung das Kerr-Signal in longitudinaler Geometrie hat. Das in polarer Geometrie bestimmte Kerr-Signal ist rein polar und wird auch in der longitudinalen Geometrie erwartet (vgl. Abschnitt 6.1.2). Außerdem ist zu erwarten, daß bei einer Umkehrung des Einfallswinkels ein rein longitudinales Kerr-Signal sein Vorzeichen wechselt, während ein polares Signal seines beibehält (vgl. Abschnitt 6.1.3.3). Die in Abbildung 6.17 dargestellten Experimente wurden bei entgegengesetzten Einfallswinkeln aufgenommen. Die Maxima sind jedoch beide positiv. Das bedeutet, daß der polare Anteil deutlich größer als der longitudinale ist. Bei 10 mT unterscheiden sich die Maxima geringfügig in polarer und longitudinaler Geometrie. Die Differenz dieser Maxima ist der rein longitudinale Beitrag, welcher mit $0.1 \mu\text{rad/mT}$ abgeschätzt werden kann. Das Maximum ist sehr klein und beträgt etwa 10% des Maximums im Nullfeld. Bei 50 mT ist im Rahmen der Meßgenauigkeit kein rein longitudinales Signal zu bestimmen.

Das beobachtete polare Kerr-Signal wird durch das Streufeld von H_{\perp}^{ω} entlang der Filmmormalen verursacht. Bei Normierung der Suszeptibilität auf das Streufeld von H_{\perp}^{ω} ergeben sich die gleichen Werte wie bei Modulation mit H_{\perp}^{ω} .

Der im Nullfeld bei Modulation in der Ebene beobachtete lineare Anstieg nach dem Maximum, ist im externen Feld in der Ebene nicht vorhanden. Wie schon in Abschnitt 6.1.6 diskutiert, resultiert der lineare Anstieg im Nullfeld aus den Wandverschiebungen des mehrdomänigen Zustands. Das Feld in der Ebene von 10 mT ist größer als die Koerzitivfeldstärke in diesem Dickenbereich (vgl. Abschnitt 5.1). Das heißt, bei einer Filmdicke nach Auftreten des Maximums wird ein eindomäniger Zustand der Magnetisierung in der Ebene erzeugt, auf den das Modulationsfeld keinen Einfluß hat. Deshalb die Suszeptibilität null.

6.2.3 Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld

Wie in den beiden vorhergehenden Abschnitten diskutiert, hat das äußere Feld in der Ebene einen erheblichen Einfluß auf die Suszeptibilität. So verschiebt sich das zweite Maximum zu geringeren Filmdicken und bei Modulation in der Filmebene ist höchstens ein sehr kleines Maximum bei geringen Feldern zu beobachten. Im Nullfeld wurde gezeigt, daß das zweite Maximum in der Suszeptibilität den Spinreorientierungsübergang charakterisiert und daß es sich um einen Übergang über die Koexistenz zweier Magnetisierungsorientierungen handelt (Abschnitt 6.1.6). Aus Gründen der Kontinuität ist dieser auch im Feld zu erwarten. Dennoch werden zunächst beide Möglichkeiten für einen Übergang diskutiert.

Zur Diskussion des Spinreorientierungsübergangs im Feld werden die Wertepaare (Feld, Filmdicke), bei denen die Maxima auftreten, näher untersucht. In den theoretischen Betrachtungen wurde die zu erwartende transversale Suszeptibilität für den Übergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung und die Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen bestimmt (Abschnitt 2.2.2).

Bei dem Übergang über die kontinuierliche Drehung trennt die lineare Phasengrenze (im Sinne von Landau) den Bereich, in dem die Magnetisierung sich kontinuierlich in Richtung des Feldes dreht, von demjenigen, in dem die Magnetisierung parallel zum Feld in der Ebene orientiert ist. Bei Modulation entlang der Filmmormalen wird eine Singularität in der Suszeptibilität an der Phasengrenze erwartet, während bei Modulation in der Ebene keine transversale Suszeptibilität beobachtet wird. Diese Erwartungen passen zunächst zu den experimentellen Beobachtungen. Die lineare Phasengrenze wird durch

$$\frac{1}{d} = \mathcal{A} \cdot \mu_0 H + \mathcal{B} \quad (6.2)$$

beschrieben, wobei $\mathcal{A} = \frac{M_s}{2(K_{1s} + 2K_{2s})}$, $\mathcal{B} = \frac{\Delta - 2K_{2b}}{K_{1s} + 2K_{2s}}$ und $\Delta = -K_{1v} + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ gilt [10]. Dieser funktionale Zusammenhang kann an die in Abschnitt 6.2.1 erhaltenen Wertepaare der Maxima angepaßt werden. Er ist in Abbildung 6.18 dargestellt. Es ergeben sich die Werte $\mathcal{A} = (1.12 \pm 0.11) \cdot 10^9$ 1/T·m und $\mathcal{B} = (1.157 \pm 0.006) \cdot 10^9$ 1/m. Mit der Sättigungsmagnetisierung von Kobalt $M_s = 1.44 \cdot 10^6$ A/m und den Werten für die Anisotropiekonstanten erster Ordnung, die in Abschnitt 5.1 bestimmt wurden, $K_{1v} = 5.7 \cdot 10^5$ J/m³ und $K_{1s} = 0.76 \cdot 10^{-3}$ J/m³, ergibt sich aus der Anpassung für die Anisotropiekonstanten zweiter Ordnung: $K_{2v} = -6.95 \cdot 10^3$ J/m³ und $K_{2s} = -5.74 \cdot 10^{-5}$ J/m².

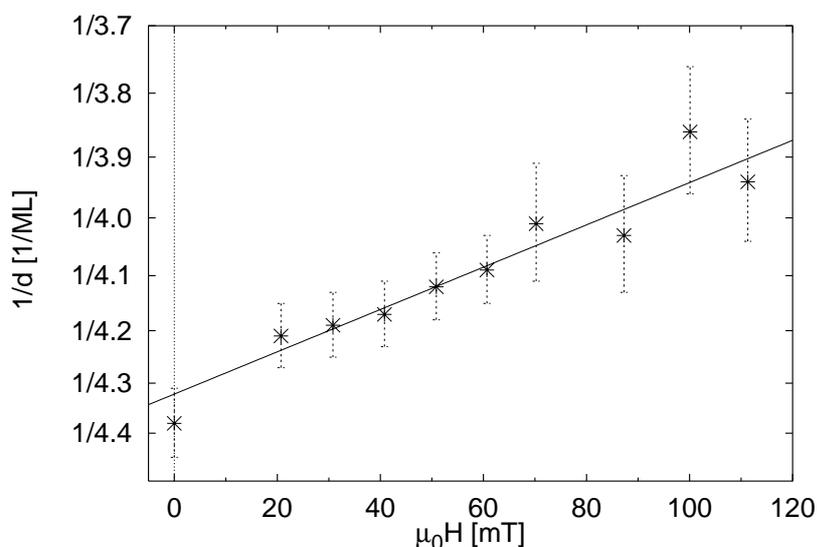


Abb. 6.18: Verschiebung des Maximums der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} im Feld in der Ebene: Kehrwertauftragung der Filmdicke über dem Feld. Die eingezeichnete Gerade ergibt sich bei Annahme eines Übergangs über eine kontinuierliche Drehung.

Beide Anisotropiebeiträge zweiter Ordnung sind negativ. Dies ist ein Widerspruch zu der Annahme, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung handelt, denn die Voraussetzung ist $b = K_{2v} + K_{2s}/d > 0$

(Abschnitt 2.1). Deshalb ist auszuschließen, daß es sich im Feld um einen Spinreorientierungsübergang über die kontinuierliche Drehung handelt. Auch im Feld wird folglich ein Übergang über die Koexistenz beobachtet.

Im Feld in der Ebene können für diesen Übergang die Orientierungen der Magnetisierung parallel und verkippt zum Magnetfeld gleichzeitig vorkommen. Wie bei dem Übergang ohne Feld hängt die Beobachtung von Singularitäten bzw. Maxima in dem Koexistenzbereich von der Orientierung der Magnetisierung in dem Bereich ab. Es gibt verschiedene Möglichkeiten, die Orientierung zu beschreiben (Abschnitt 2.3.1). Für den Übergang ohne Feld wurde gefunden, daß die Magnetisierung in Domänen zerfällt. Die Orientierung der Magnetisierung ändert sich innerhalb des Bereichs, nicht an einer der Phasengrenzen. Der Übergang wird durch ein Besetzungsmodell beschrieben. Die Filmdicke, bei der die Maxima bei beiden Modulationsrichtungen auftreten, gibt näherungsweise den Ort gleicher Besetzung an bzw. nach der MAXWELL KONVENTION die gleiche Tiefe der Minima der zugehörigen Energie.

Bei einem Modulationsfeld entlang der Filmmormalen ist theoretisch immer ein Singularitätsast zu erwarten, wenn die Magnetisierung in die Ebene kippt (vgl. Abschnitt 2.2.2.2). Nach dem PERFECT DELAY MODELL ist im Feld in der Ebene bei Modulation parallel dazu ein Singularitätsast an der nichtlinearen Phasengrenze zu erwarten. Das ist die Phasengrenze bei größeren Filmdicken. In diesem Modell sollten deshalb bei beiden Modulationsrichtungen Maxima beobachtet werden. Im Experiment wird bei Modulation entlang der Filmmormalen immer, bei Modulation in der Ebene höchstens bei geringeren Feldern ein Maximum beobachtet. Das PERFECT DELAY MODELL ist deshalb auszuschließen.

Nach der MAXWELL KONVENTION ist bei den Filmdicken, bei denen eine gleiche Tiefe der zugehörigen Energieminima auftritt, jeweils ein Maximum zu erwarten. Im Nullfeld wurde der Übergang im Koexistenzbereich mit einem Besetzungsmodell erklärt, wobei angenommen wurde, daß das Maximum bei gleicher Minimatiefe der zugehörigen Energie beobachtet wird. Im Feld ist in diesem Fall bei Modulation in der Ebene eine geringe Suszeptibilität zu erwarten, während bei Modulation entlang der Filmmormalen der schon beschriebene Singularitätsast vorhanden ist. Die experimentellen Beobachtungen stimmen relativ gut mit diesen Erwartungen überein.

Die Wertepaare, bei denen die Maxima gefunden werden, werden nun unter der Annahme, daß sie die Orte gleicher Minimatiefe beschreiben, ausgewertet (Abschnitt 2.1.2 bzw. [9]). Die anzupassende Funktion ergibt sich nun zu

$$(\mu_0 H)^2 = C \cdot \frac{(1/d - \mathcal{A})^3}{1/d + \mathcal{B}} \quad (6.3)$$

mit $\mathcal{A} = \frac{\Delta}{K_{1s}}$, $\mathcal{B} = -\frac{K_{2v}}{K_{2s}}$, $C = -\frac{4}{27M_s^2} \cdot \frac{K_{1s}^3}{K_{2s}}$ und $\Delta = -K_{1v} + \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$, [9].

Es werden die Werte $\mathcal{A} = (-1.147 \pm 0.009) \cdot 10^9$ 1/m, $\mathcal{B} = (1.13 \pm 0.04) \cdot 10^9$ 1/m und $C = (6.9 \pm 2.1) \cdot 10^{-19}$ T² gefunden. Die Anpassung wird in Abbildung 6.19 dargestellt. Aus den erhaltenen Parametern \mathcal{A} und \mathcal{B} können mit dem Volumenwert der ersten Anisotropiekonstanten aus der Hysteresemessung ($K_{1v} = 5.7 \cdot 10^5$ J/m³, Abschnitt 5.1) die Anisotropiebeiträge der Grenzflächen erster und zweiter Ordnung bestimmt werden. Sie betragen $K_{1s} = (0.64 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$ J/m² und $K_{2s} = (-0.11 \pm 0.01) \cdot 10^{-3}$ J/m². Der Test für das Vorzeichen von b liefert: $b < 0$ bei $d = 4.38$ ML, wodurch die Annahme, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen

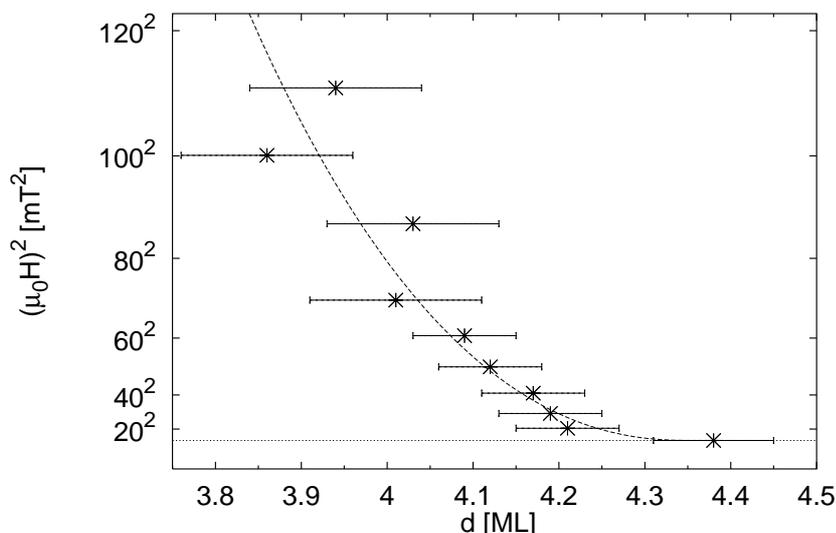


Abb. 6.19: Verschiebung des Maximums der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} im Feld in der Ebene: Die eingezeichnete Funktion ergibt sich bei Annahme eines Übergangs über die Koexistenz.

handelt, erneut bestätigt wird. Auch sind die erhaltenen Anisotropiebeiträge fast identisch mit denen von Oepen et al. [15] ($K_{1s} = 0.66 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ und $K_{2s} = -0.12 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$).

Dennoch beschreibt der funktionale Zusammenhang (Gl. 6.3) die gefundenen Wertepaare der Suszeptibilitätsmaxima nur näherungsweise. Die erhaltenen Anisotropiebeiträge können in den Parameter \mathcal{C} eingesetzt werden. Es ergibt sich $\mathcal{C}^* = 1.7 \cdot 10^{-19} \text{ T}^2$. Dieser Wert stimmt auch unter Berücksichtigung der Fehlergrenzen nicht mit dem erhaltenen Fitparameter überein, er ist etwa um den Faktor 4 kleiner. Der Parameter \mathcal{C} resultiert u. a. aus dem Zeeman-Term. Für die Magnetisierung M_s , auf die das Feld in der Ebene wirkt, wurde bisher die Sättigungsmagnetisierung eingesetzt. Wie bereits die Beobachtungen im Nullfeld gezeigt haben, zerfällt die Magnetisierung im Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs in Domänen. Auf Domänen, die ihre Orientierung bereits bei Eintritt in den Spinreorientierungsübergang in die Ebene ändern (Besetzungsmodell), kann ein äußeres Feld in der Ebene keinen Einfluß ausüben. Die in \mathcal{C} einzusetzende Magnetisierung würde damit geringer als die Sättigungsmagnetisierung $M_s^* < M_s$ und hätte eine Vergrößerung von \mathcal{C} zur Folge, was dem experimentellen Ergebnis entsprechen würde.

Mit den erhaltenen Werten kann außerdem der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs im Nullfeld bestimmt werden. Er beträgt 0.02 ML. Dieser Bereich ist eindeutig zu gering und wäre im Experiment nicht aufzulösen. Einen Einfluß kann die Annahme des Festkörperwertes für den Volumenbeitrag K_{2v} haben. Mit einem größeren Volumenwert, z. B. von $K_{2v} = 3 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$, ergibt sich eine Breite von etwa 0.3 ML, welche realistischer ist. Der Grenzflächenbeitrag zweiter Ordnung wird damit zu $K_{2s} = -0.27 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}$. K_{1v} und K_{1s} werden nicht verändert. Der Parameter \mathcal{C} würde durch diese Änderung gleichzeitig er-

niedrig ($C = 0.7 \cdot 10^{-19} \text{ T}^2$) und wäre erneut anzupassen. Der funktionelle Zusammenhang beschreibt nur näherungsweise die gefundene Verschiebung der Suszeptibilitätsmaxima im Feld.

Die im Nullfeld beobachtete Schulter bei Modulation entlang der Filmnormalen verschwindet mit zunehmendem Feld in der Ebene. Im Nullfeld wurde sie durch das Auftreten einer parallelen Suszeptibilität aufgrund der Domänen mit senkrechter Magnetisierungsorientierung erklärt. Mit zunehmendem Feld in der Ebene ist eine größere Verkippung der Magnetisierung aus der Filmnormalen zu erwarten. Es ist möglich, daß das Modulationsfeld aufgrund der Überlagerung mit dem äußeren Feld in der Ebene nicht mehr ausreicht, die Domänenwände zu bewegen, wodurch diese Suszeptibilität im Feld verschwindet.

Das Maximum der Suszeptibilität wird im Feld in der Ebene größer. Wie in den theoretischen Betrachtungen zu beobachten ist, verringert sich der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs mit dem Feld. Wenn die Magnetisierung im Bereich der Koexistenz in der Ebene liegen würde, wäre ein Singularitätsast an der linearen Grenze (d. h. der Grenze bei geringeren Filmdicken) zu erwarten. Mit zunehmendem Feld in der Ebene bewegen sich die Singularitätsäste aufeinander zu (vgl. Abb. 2.9). Das bedeutet, ein Beitrag dieses Suszeptibilitätssignals aufgrund des bereits in der Ebene orientierten Anteils der Magnetisierung kann größer werden, weshalb das Maximum ansteigen würde.

Das in allen Messungen beobachtete Minimum im Imaginärteil zeigt außerdem, daß Energieverluste beobachtet werden [2]. Diese können zum Beispiel entstehen, wenn durch das Modulationsfeld eine Ummagnetisierung der Domänen bzw. Wandbewegung stattfindet [28].

Insgesamt wird bestätigt, daß es sich auch im Feld um einen Spinreorientierungsübergang über einen Bereich der Koexistenz handelt.

6.3 Zusammenfassung

In den Suszeptibilitätsexperimenten werden Maxima gefunden, die den Spinreorientierungsübergang in Abhängigkeit von der Filmdicke charakterisieren. Im Nullfeld werden die Maxima bei den Modulationsrichtungen in der Filmebene und entlang der Filmnormalen beobachtet und zeigen, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen in der Filmebene und entlang der Filmnormalen handelt. Bei beiden Modulationsrichtungen sind Suszeptibilitätsmaxima bei der gleichen Filmdicke ($d_m = 4.38 \text{ ML}$) zu finden. Der maximale Dickenbereich für den Spinreorientierungsübergang im Nullfeld kann auf 4.0–4.6 ML eingegrenzt werden.

In einem äußeren Feld in der Ebene ist bei Modulation entlang der Filmnormalen eine Verschiebung der Suszeptibilitätsmaxima zu beobachten, während bei Modulation in der Filmebene das Maximum im Feld verschwindet. Aufgrund der erhaltenen Parameter bei Auswertung der Verschiebung der Suszeptibilitätsmaxima kann ausgeschlossen werden, daß es sich um einen Übergang über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung handelt. Außerdem werden die Anisotropiebeiträge der Grenzflächen bestimmt, $K_{1s} = (0.64 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ und $K_{2s} = (-0.11 \pm 0.01) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Die Breite des durch die Auswertung bestimmten Spinreorientierungsübergangs im Nullfeld ist jedoch sehr gering und nicht verträglich mit dem experimentell gefundenen. Ein Grund kann die Annahme des Festkörperwertes der zweiten Anisotropiekonstanten sein.

7 Kerr-Mikroskopie an Keilen von Kobalt auf Gold(111)

Mit Hilfe von Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen kann der Magnetisierungszustand einer Probe optisch dargestellt werden. Durch die Untersuchung eines Kobaltkeils wird der Spinreorientierungsübergang über einen großen Dickenbereich beobachtet.

In den beiden Feldorientierungen entlang der Filmmormalen und in der Filmebene werden remanente Zustände erzeugt und der Einfluß des Feldes in der Ebene untersucht. Durch die Kerr-Mikroskopie ist eine Bestimmung der Art des Spinreorientierungsübergangs möglich. Die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld kann optisch verdeutlicht werden.

7.1 Durchführung

Die Kerr-Mikroskopie wurde an Keilen von Kobalt auf Gold(111) durchgeführt. Die Herstellung der Keile ist in Abschnitt 3.3 beschrieben. Abbildung 7.1 zeigt einen Kobaltkeil (Mitte, dunkel) auf der Goldoberfläche. Der Kontrast entsteht durch die unterschiedlichen Reflektivitäten von Kobalt und Gold. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse an einem Keil dargestellt, wodurch ein Vergleich der Magnetisierungszustände der verschiedenen Abbildungen erleichtert wird. Das gefundene magnetische Verhalten wurde jedoch mehrfach an verschiedenen Keilen beobachtet und reproduziert.

Der Keil ist am unteren Rand am dünnsten (3.0 ML). Die Filmdicke ändert sich mit 0.56 ML/mm. Der Filmdickenbereich kontinuierlicher Steigung liegt zwischen 3.0 ML und 5.0 ML (vgl. zur Kalibrierung der Filmdicke Abschnitt 3.3). Der Fehler in der Filmdickenangabe beträgt hier etwa 10%. Die Breite des Keils¹ beträgt 3.0 mm. In horizontaler Richtung ist die Filmdicke nahezu konstant. Die in

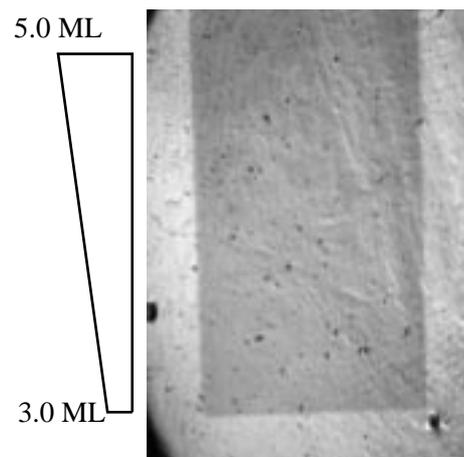


Abb. 7.1: Kobaltkeil auf Au(111)
(Topographie).

¹Der Einfallswinkel der Kerr-Mikroskopie-Optik beträgt 45 Grad. Das bedeutet, daß die Aufnahmen in horizontaler Richtung gestaucht sind.

diesem Kapitel angegebenen Filmdicken beziehen sich auf die Mitte des Keils.

Da einige Zeit zwischen der Herstellung des Kobaltkeils und dem eigentlichen Kerr–Mikroskopie–Experiment vergeht, ist mit einem größeren Einfluß der Instabilität des Systems, d. h. der Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs mit der Zeit zu rechnen (vgl. Abschnitt 5.3). Die in diesem Kapitel beobachteten Effekte müssen daher in den Filmdickenangaben nicht mit den Werten aus den Suszeptibilitäts– und Hystereseeexperimenten übereinstimmen, sie werden zu größeren Filmdicken verschoben sein. Es ist jedoch zu erwarten, daß das prinzipielle magnetische Verhalten gleich ist [12–15]. Der Aufbau des Kerr–Mikroskops wird in Abschnitt 3.4.3 beschrieben. Da er sich in der Hauptebene der Kammer befindet, können Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen bei angelegtem Feld nur mit dem dort vorhandenen Feld in der Filmebene durchgeführt werden. Wie in Abschnitt 3.1 beschrieben, kann jedoch ein Feld entlang der Filmmormalen an die Probe angelegt werden, wenn sie sich in der zweiten Versuchsebene befindet. Das bedeutet, daß remanente Zustände, die durch ein Feld entlang der Filmmormalen hergestellt wurden, ebenfalls untersucht werden können. Die Orientierung der Magnetfelder in der Filmebene H_{\parallel} und entlang der Filmmormalen H_{\perp} in Bezug auf den Kobaltkeil wird in Abbildung 7.2 schematisch dargestellt.

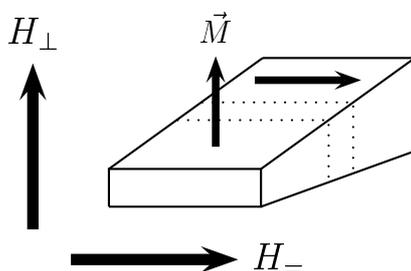


Abb. 7.2: Orientierung der Magnetfelder im Experiment.

Das magnetische Signal wird durch die Asymmetrie A aus zwei verschiedenen magnetischen Zuständen (I_F und I_R) bestimmt, wobei I_R im Folgenden als Referenzzustand bezeichnet wird.

$$A = \frac{I_F - I_R}{I_F + I_R} \quad (7.1)$$

Die Asymmetrie ist proportional zur Kerr–Rotation (vgl. Abschnitt 3.4.3). Der Kontrast der Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen wird in dieser Arbeit so verstärkt, daß die magnetischen Effekte verdeutlicht werden. Einzelne Teilbilder einer Abbildung erfahren die gleiche Behandlung, so daß Unterschiede in den Bildern nur eine magnetische Ursache haben. Eine weitere Bildbearbeitung wird nicht durchgeführt. Einen Referenzwert für „unmagnetisches“ Verhalten liefert die den Kobaltkeil umgebende „unmagnetische“ Goldoberfläche. Dunklere bzw. hellere Grauwerte werden als positive bzw. negative Asymmetrie bezeichnet.

7.2 Das longitudinale Kerr-Signal

Wie in den vorhergehenden Kapiteln diskutiert, ergibt sich bei dem Einfallswinkel von 45 Grad, der für die Kerr-Mikroskopie verwendet wird, ein aus einem longitudinalen und polaren Beitrag gemischtes Kerr-Signal (Elliptizität). In diesem Abschnitt ist zunächst zu diskutieren, inwieweit auch in der Kerr-Mikroskopie mit einem gemischten Signal zu rechnen ist.

Die Asymmetrie der Kerr-Mikroskopie-Aufnahme ist proportional zur Kerr-Rotation (Abschnitt 3.4.3). Aus den theoretischen Überlegungen (Abschnitt 2.4.3) wird bei dem Einfallswinkel von 45 Grad das Verhältnis von rein longitudinaler und rein polarer Kerr-Rotation zu 1:30 bestimmt. Die Magnetisierungsmessungen (Abschnitt 5.1) haben ergeben, daß ab etwa 4.5 ML ein rein longitudinales Signal zu beobachten ist, da die leichte Richtung der Magnetisierung in der Ebene liegt. Die Koerzitivfeldstärke ist bei diesen Filmdicken geringer als 3 mT. Für die Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen bedeutet dies, daß nach einer „negativen“ Vormagnetisierung der Probe in der Ebene ein Umschlag der Magnetisierung bei einem „positiven“ Feld in der Ebene von 3 mT zu erwarten ist. Da die Koerzitivfeldstärke mit zunehmender Filmdicke geringer wird, ist der Umschlag für alle größeren Filmdicken, d. h. bis zur oberen Kante der Aufnahme, zu erwarten.

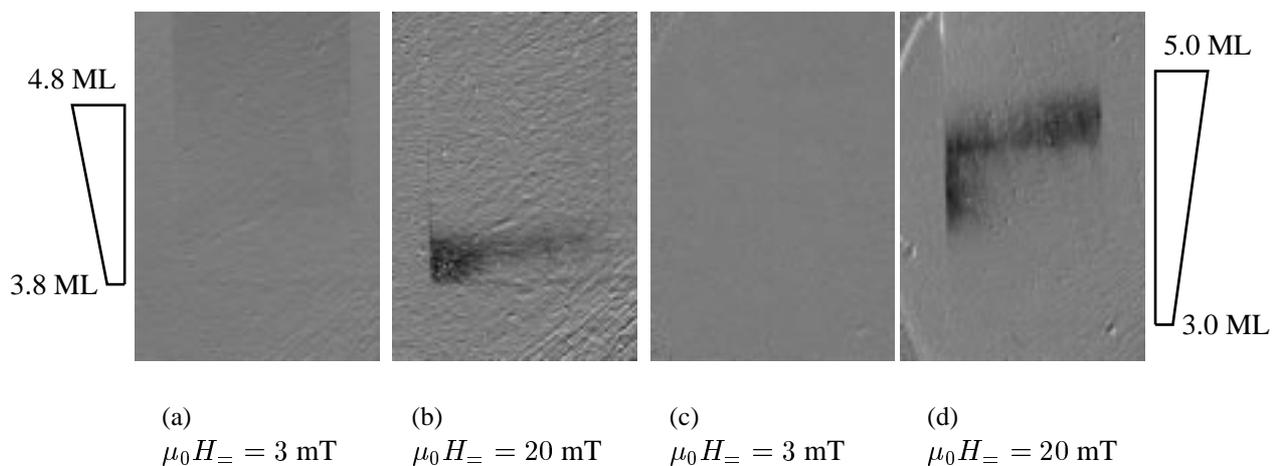


Abb. 7.3: Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen zur Bestimmung des longitudinalen und polaren Beitrags zur Kerr-Rotation. (a/b) Verkipfung des Analysators um weniger als 20 mrad, (c/d) Verkipfung etwa 40 mrad.

Für die in Abbildung 7.3 dargestellten Aufnahmen wurde ein remanenter Zustand durch ein „negatives“ Feld in der Ebene von -110 mT erzeugt. Abbildung 7.3(a) zeigt den beschriebenen Umschlag der Magnetisierung in der Ebene bei einem Feld von 3 mT durch einen schwachen dunklen Kontrast im oberen Teil des Keils. Der Kontrast wird erwartungsgemäß mit zunehmender Filmdicke, d. h. nach oben hin, größer, da das Kerr-Signal mit

zunehmender Filmdicke ansteigt. Aus den obigen Betrachtungen geht hervor, daß ein rein longitudinales Signal beobachtet wird.

Bei größeren Feldern ist keine Änderung des magnetischen Zustands in diesem Dickenbereich zu erwarten, was in Abbildung 7.3(b) bestätigt wird, da sich in diesem Dickenbereich die Grauwerte nicht von dem unmagnetischen Gold unterscheiden. Der Referenzzustand ist nun derjenige bei 3 mT. Der zweite Zustand wurde bei einem Feld von 20 mT aufgenommen. In dem unteren Bereich des Bildes ist eine positive Asymmetrie zu beobachten, welche deutlich größer (d. h. dunkler) als die in Abbildung 7.3(a) ist.

Die Intensität des Lichts, welches durch den Analysator tritt, ist quadratisch von dem Verkippungswinkel des Analysators abhängig. Die Änderung der Intensität wegen unterschiedlicher magnetischer Zustände zeigt dagegen eine lineare Abhängigkeit von dem Verkippungswinkel [37]. Das bedeutet, daß das Verhältnis von magnetischem Signal zum Untergrund bei einem größeren Verkippungswinkel kleiner wird. Im Allgemeinen wird deshalb ein geringer Verkippungswinkel gewählt. Die Wahl eines größeren Verkippungswinkels hat den Vorteil, daß das longitudinale Kerr–Signal nicht mehr beobachtet wird, da er im Untergrund verschwindet, wie in Abbildung 7.3(c) zu sehen ist. Der Verkippungswinkel ist deutlich größer und liegt bei etwa 40 mrad. Es sind die gleichen magnetischen Zustände dargestellt. In Abbildung 7.3(c) ist im gesamten Bild kein Kontrast zu dem unmagnetischen Gold zu beobachten, während in (d) wieder ein dunkler Streifen der Asymmetrie im oberen Teil des Bildes zu finden ist.² Der Kontrast wurde in den Teilbildern der Abbildung 7.3 gleich verstärkt.

Im Folgenden wird die Kerr–Mikroskopie mit diesem größeren Verkippungswinkel durchgeführt, weshalb die erhaltenen Kerr–Signale (Asymmetrien) als rein polare Signale angesehen werden können. Für die Interpretation der Aufnahmen bedeutet dies, daß die Änderung der Magnetisierungskomponente entlang der Filmnormalen beobachtet wird (vgl. Abschnitt 2.4.1).

²Die Kontraste sind nicht bei den gleichen Filmdicken zu beobachten, da die Experimente zu unterschiedlichen Zeiten nach der Herstellung des Keils durchgeführt wurden, d. h. hier wird die Veränderung der magnetischen Eigenschaften von Co/Au(111) mit der Zeit beobachtet. Zusätzlich handelt es sich um zwei verschiedene Keile, weshalb die Kontraste nicht an derselben Stelle in den Bildern zu beobachten sind.

7.3 Vergleich verschiedener Vormagnetisierungen

Zur Verstärkung des magnetischen und Unterdrückung des topographischen Kontrasts wird die Asymmetrie aus zwei verschiedenen magnetischen Zuständen untersucht. Als Referenzzustand (I_R , Gl. 7.1) wird im Allgemeinen ein eindomäniger Zustand verwendet (vgl. z. B. [81]). Dies hat den Vorteil, daß die mit Hilfe der Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen bestimmten Änderungen des magnetischen Zustands gut zu interpretieren sind, da ein Zustand bereits bekannt ist. In den Keilexperimenten umschließt der gewählte Filmdickenbereich den Spinreorientierungsübergang, d. h. die Orientierung der leichten Richtung der Magnetisierung ändert sich in dem Dickenbereich. Mit den experimentell möglichen Feldern in der Ebene ist die Erzeugung eines eindomänigen Zustands für den Dickenbereich von 3 – 5 ML nicht möglich (vgl. Abschnitt 5.1), weshalb die Auswertung der Experimente aufwändiger wird.

Um einen Überblick zu erhalten, werden im Folgenden Asymmetrien, die aus zwei remanenten Zuständen bei unterschiedlichen Feldorientierungen bestimmt wurden, verglichen. Die remanenten Zustände werden bei Feldern in der Ebene durch das maximal mögliche Feld (± 110 mT) bzw. bei Feldern mit Orientierung entlang der Filmnormalen durch ± 35 mT erzeugt.³

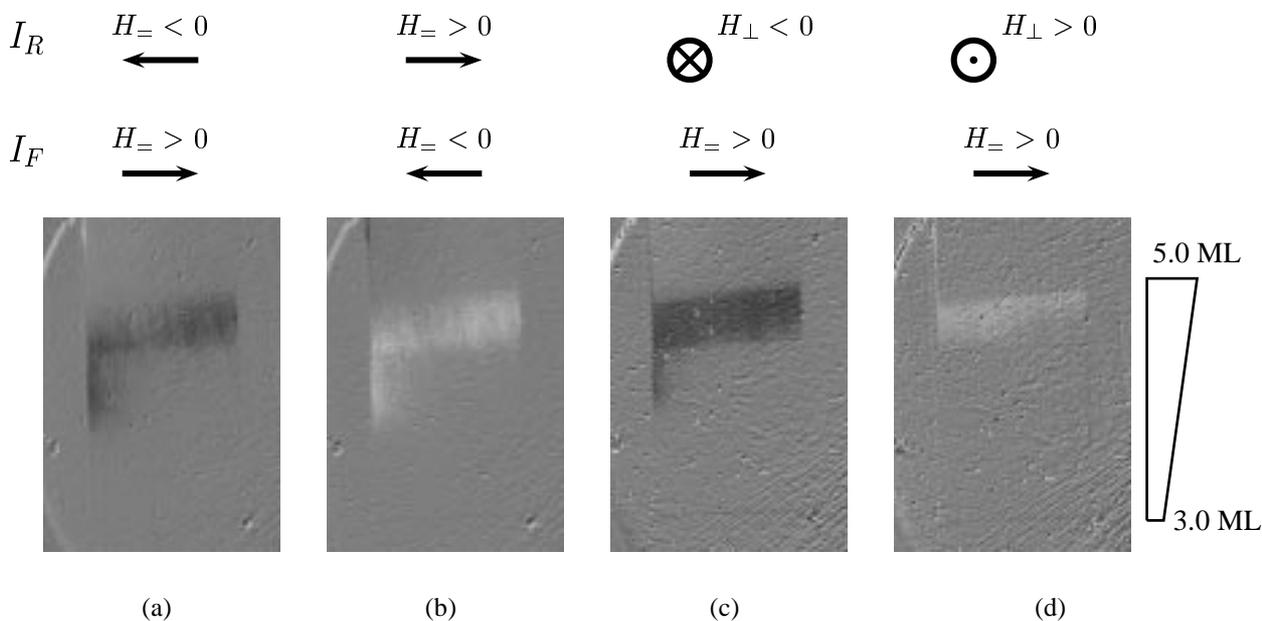


Abb. 7.4: Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen eines Kobaltkeils im Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs. Die Asymmetrie wird aus remanenten Zuständen bestimmt, deren Feldorientierungen in Bezug auf den Keil über den Bildern dargestellt wird.

³Die remanenten Zustände werden quasistatisch durch manuelle Erhöhung bzw. Erniedrigung des Magnetfeldes hergestellt.

Abbildung 7.4(a/b) zeigt Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen bei entgegengesetzten Feldern in der Ebene. Dabei wurde für (a) ein „negatives“ Feld zur Erzeugung des remanenten Referenzzustands (I_R) und für (b) ein „positives“ Feld verwendet. Die Felder zur Erzeugung des zweiten remanenten Zustands (I_F) wurden entsprechend entgegengesetzt gewählt, wie durch die Pfeile in Abbildung 7.4(a/b) angedeutet. Die Bilder sind bis auf das Vorzeichen der Asymmetrie identisch in der Struktur und die magnetischen Signale treten bei denselben Filmdicken auf. Es sind keine scharfen Grenzen zu beobachten, vielmehr zeigt sich eine kontinuierliche Zu– und Abnahme des Signals mit der Filmdicke (d. h. in vertikaler Richtung).

In den Hysteresemessungen (Abschnitt 5.4) wurde festgestellt, daß aufgrund einer geringen Fehlorientierung des Magnetfeldes (< 2 Grad) eine Feldkomponente entlang der Filmnormalen existiert. Wegen dieser senkrechten Komponente kann eine senkrechte Magnetisierung umschlagen und wird nicht nur in die Ebene gedreht. Diese Beobachtung wird nun mit den Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen bestätigt, denn wie oben gezeigt, gibt nur die polare Kerr–Rotation einen Beitrag zu den Aufnahmen. In Abbildung 7.4(a)/(b) verursacht der Umschlag der senkrechten Komponente der Magnetisierung die Asymmetrie.

Bei den weiteren Untersuchungen muß diese Feldkomponente entlang der Filmnormalen berücksichtigt werden. Eine Zuordnung der Richtung der Komponente erfolgt durch den Vergleich der remanenten Zustände, erzeugt durch Felder entlang der Filmnormalen, mit demjenigen, welcher durch ein positives Feld in der Ebene erzeugt wird. Liegt die senkrechte Komponente des Feldes in der Ebene parallel zu dem Feld entlang der Normalen, so kann sie keine Änderung in den Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen verursachen.⁴

In Abbildung 7.4(c) und (d) sind sehr deutlich Unterschiede in Abhängigkeit von dem Vorzeichen des Feldes entlang der Filmnormalen zu beobachten. Wie erwartet, dreht sich das Vorzeichen der Asymmetrie um. Bei negativer Vormagnetisierung entlang der Filmnormalen (Abb. 7.4(c)) zeigt ein größerer Dickenbereich einen magnetischen Kontrast als bei positivem Feld (d) und besonders bei geringeren Filmdicken ähnelt diese Kerr–Mikroskopie–Aufnahme denjenigen, in denen nur Felder in der Ebene angelegt werden (Abb. 7.4(a/b)). Das bedeutet, daß hier der Einfluß der senkrechten Feldkomponente mitbeobachtet wird, während er bei einem positiven Feld fehlt. Die senkrechte Komponente des positiven Feldes in der Ebene liegt also parallel zu dem positiven senkrechten Feld. Sie ist mit dem Feld in der Ebene gekoppelt und wechselt mit ihm das Vorzeichen, denn die Abbildungen 7.4(a) und (b) sind bis auf das Vorzeichen identisch. Wie die Aufnahmen zeigen, hat diese senkrechte Feldkomponente einen großen Einfluß auf das magnetische Verhalten und muß im Folgenden berücksichtigt werden.

Bei den senkrechten vormagnetisierenden Feldern (Abbildung 7.4(c,d)) ist im Bereich größerer Filmdicken eine scharfe Kante bei derselben Filmdicke, d. h. bei derselben Höhe im Bild, zu beobachten. Die Schrägstellung der Kante zeigt, daß ein schwacher Gradient in der Filmdicke in horizontaler Richtung auf dem Keil vorhanden ist, der im Bereich des Fehlers in der Filmdicke von 10% liegt.

⁴Für diese Überlegungen ist Voraussetzung, daß sich die Zustände bei entgegengesetzten Feldern entlang der Filmnormalen nur in ihren Vorzeichen unterscheiden, d. h. eine Fehlorientierung der Felder entlang der Filmnormalen muß vernachlässigbar gering sein. Diese Annahme wird durch die „normale“ Form der Hysteresekurven in leichter Richtung im Bereich des Spinreorientierungsübergangs unterstützt (Abschnitt 5.1).

7.4 Untersuchung einzelner Feldkonfigurationen

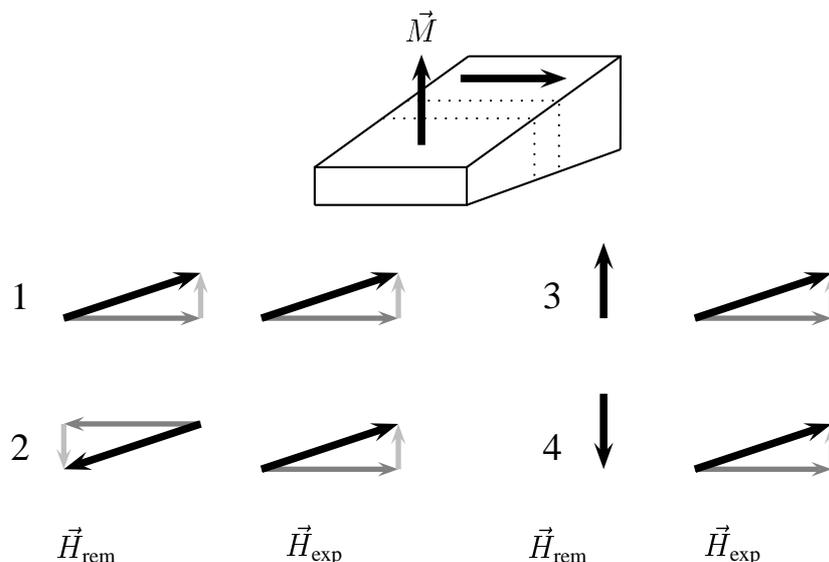


Abb. 7.5: Verwendete Konfigurationen der angelegten Magnetfelder für die Kerr-Mikroskopie in Bezug auf den Kobaltkeil. Durch das Feld \vec{H}_{rem} wird der remanente Anfangszustand erzeugt und im Magnetfeld \vec{H}_{exp} untersucht. Die Fehlorientierung des Feldes in der Ebene (< 2 Grad) ist übertrieben dargestellt.

Um einen umfassenden Überblick über den Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) zu erhalten, wird der Einfluß des Feldes in der Ebene auf einen remanenten Anfangszustand als Referenzzustand untersucht. Abbildung 7.5 zeigt die verwendeten Kombinationen von Feldern zur Erzeugung des Anfangszustands \vec{H}_{rem} und dem Feld in der Ebene \vec{H}_{exp} , wobei die senkrechte Komponente des Feldes in der Ebene zur Verdeutlichung übertrieben dargestellt wurde. Die Fehlorientierung des Feldes in der Ebene beträgt weniger als 2 Grad [69].

In diesem Abschnitt werden Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen des gleichen Keils wie in Abschnitt 7.1 in den einzelnen Feldkonfigurationen vorgestellt. Sie geben einen qualitativen Gesamteindruck des magnetischen Verhaltens. Zusätzlich wird eine quantitative Auswertung der Aufnahmen durch Darstellung der Grauwerte entlang einer vertikalen Linie als Asymmetriewerte durchgeführt.

Die Asymmetriewerte sind in horizontaler Richtung (gleiche Filmdicke) Mittelwerte über 0.5 mm und in vertikaler Richtung, d. h. in Abhängigkeit von der Filmdicke, Mittelwerte über 0.05 ML.⁵ Die Zuordnung vertikaler Pixelkoordinaten zu einer Filmdicke erfolgt über die bekannte Steigung des Keils und die bekannte Vergrößerung (vgl. Abschnitt 3.3). In Abbildung 7.6(b) ist die Lage des verwendeten Streifens eingezeichnet.

Für die quantitative Auswertung genügt es, die Zustände im maximalen Feld in der Ebene \vec{H}_{exp} und die remanenten Zustände zu vergleichen. Die Asymmetrie aus dem maximalen Feld in der Ebene \vec{H}_{exp} und dem remanenten Anfangszustand wird im Folgenden mit Feldasymmetrie (A_F) bezeichnet. Die Asymmetrie aus dem neuen remanenten Zustand nach

⁵Mittelung in horizontaler Richtung über 40 Pixel bei einer Keilbreite von 230 Pixeln. In vertikaler Richtung wird der Mittelwert von 10 Pixeln ermittelt.

Anlegen von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ und dem Zustand im maximalen Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wird Remanenzasymmetrie (A_R) genannt. Die remanenten Zustände werden wie in Abschnitt 7.3 durch Felder in der Ebene von ± 110 mT bzw. entlang der Filmmormalen von ± 35 mT erzeugt.

7.4.1 Konfiguration 1: Positives Feld in der Ebene

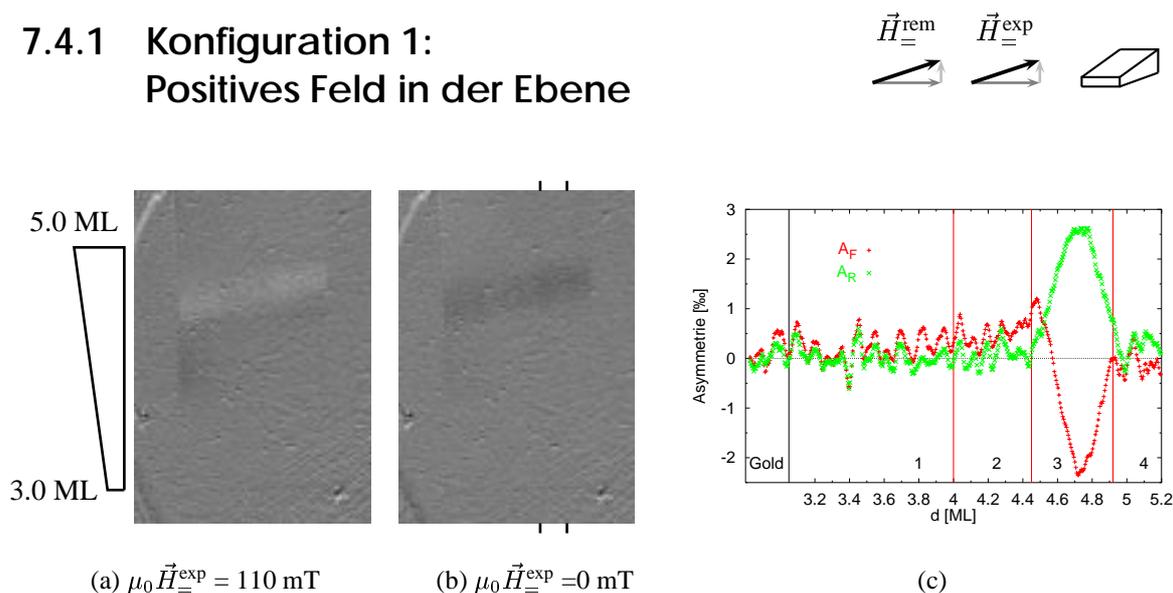


Abb. 7.6: Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 1. (a) Feldasymmetrie. Der Referenzzustand ist ein remanentes Zustands, erzeugt durch ein positives Feld in der Ebene. (b) Remanenzasymmetrie zwischen dem neuen remanenten Zustand und dem im maximalen Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$. Angedeutet ist der verwendete Streifen für die Quantitative Auswertung. (c) Quantitative Auswertung.

In der ersten Konfiguration liegen das Feld zur Erzeugung des remanenten Anfangszustandes und das Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ parallel zueinander. Abbildung 7.6(a) zeigt die Feldasymmetrie aus dem Zustand bei maximalem Feld in der Ebene und dem Anfangszustand. Abbildung 7.6(b) gibt die Änderungen des magnetischen Zustands nach Abschalten des Feldes im Vergleich zum Zustand im maximalen Feld in der Ebene an. Es sind insgesamt nur schwache Kontraste in den Aufnahmen zu beobachten.

Abbildung 7.6(c) verdeutlicht in der quantitativen Auswertung die Änderungen des Magnetisierungszustandes. Es sind die Asymmetrien entlang dem in Abbildung 7.6(b) gekennzeichneten Streifen dargestellt. Unterhalb von 3.0 ML ist das unmagnetische Signal des Goldkristalls zu beobachten. Eine Änderung des magnetischen Verhaltens ist vor allem in dem Bereich zwischen 4.45 – 4.91 ML (Bereich 3) zu finden (auf die einzelnen Bereiche wird in Abschnitt 7.5 eingegangen). So ist die Asymmetrie im Feld (A_F) negativ (hell) und nach Reduktion des Feldes positiv (dunkel). Die Extrema liegen bei derselben Filmdicke und sind gleichgroß. Das bestätigt, daß dieser Vorgang reversibel ist.

Durch das Feld in der Ebene wird auf eine senkrechte Magnetisierung ein Drehmoment ausgeübt, wodurch sie sich feldparallel zu drehen versucht. Nach Abschalten des Feldes kehrt die Magnetisierung in die Ausgangsposition zurück. Das bedeutet, der beobachtete Vorgang in dieser Konfiguration ist reversibel.

7.4.2 Konfiguration 2: Negatives Feld in der Ebene

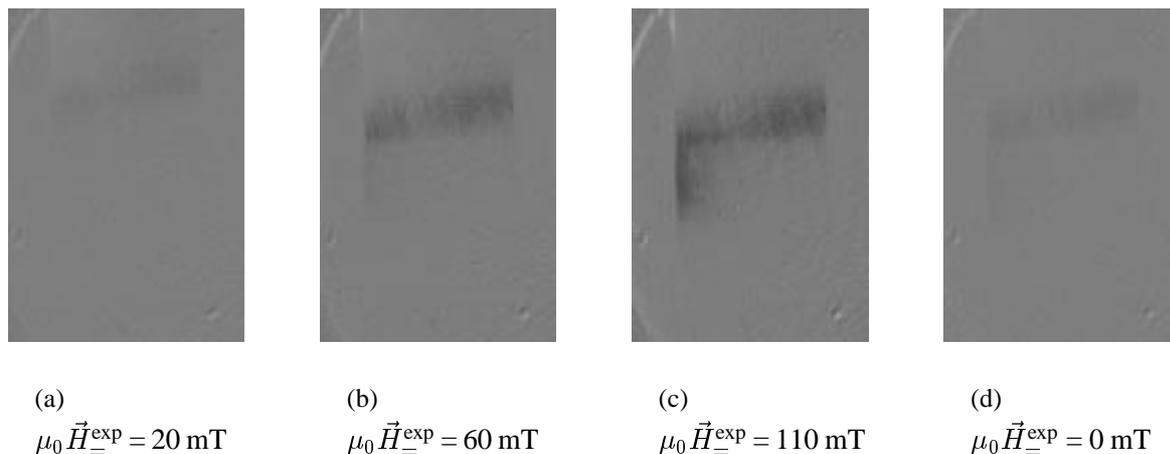


Abb. 7.7: Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 2. Der Referenzzustand ist ein remanenter Zustand, erzeugt durch ein negatives Feld in der Ebene (a-c). (d) Asymmetrie zwischen dem neuen remanenten Zustand und maximalem Feld.

In der zweiten Konfiguration wurde der remanente Anfangszustand durch ein negatives Magnetfeld in der Filmebene hergestellt. Abbildung 7.7 zeigt Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Feldasymmetrien bei verschiedenen Feldern: (a) 20 mT, (b) 60 mT und (c) 110 mT.⁶

Im Vergleich zur vorherigen Konfiguration ist die Asymmetrie im negativen Feld deutlich größer, d. h. der Kontrast ist stärker (Abb. 7.6(a)) und Abb. 7.7(c)). Die Asymmetrie erscheint hier dunkel (positiv) und ist derjenigen in der vorherigen Konfiguration entgegengesetzt. Mit zunehmenden Feld $\vec{H}_{\underline{\underline{exp}}}$ (Abb. 7.7(a-c)) wird der Bereich, in dem eine von null verschiedene Asymmetrie zu beobachten ist, größer und breitet sich nach unten, d. h. zu geringeren Filmdicken, aus.

Die Remanenzasymmetrie aus dem neuen remanenten Zustand nach Reduktion von $\vec{H}_{\underline{\underline{exp}}}$ und dem Zustand im Feld $\mu_0 \vec{H}_{\underline{\underline{exp}}} = 110 \text{ mT}$ ist in Abb. 7.7(d) zu sehen. Sie ist gering, hat aber das gleiche Vorzeichen wie die Feldasymmetrie und wie die Remanenzasymmetrie der ersten Konfiguration (Abb. 7.6(b)). Deutlicher wird dies in der quantitativen Auswertung der Asymmetrien in Abbildung 7.8, in der die Remanenzasymmetrien der Konfigurationen 1 und 2 (A_R) und die Feldasymmetrie (A_F) dargestellt sind. Die Remanenzasymmetrien sind identisch.⁷

Die Feldasymmetrie A_F ist deutlich größer als die Remanenzasymmetrie. Außerdem

⁶Abbildung 7.7(c) ist identisch mit Abbildung 7.4(a).

⁷Eine geringfügige Verschiebung der Asymmetrien der Konfigurationen in den Filmdicken kann durch die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs mit der Zeit erklärt werden, Konfiguration 2 wurde von Konfiguration 1 untersucht.

haben die Asymmetrien das gleiche Vorzeichen. Das bedeutet, bei Abschalten des Feldes wird der Anfangszustand nicht wieder erreicht. Wie schon diskutiert, handelt es sich hier um einen Ummagnetisierungsprozeß, den die senkrechte Komponente des Feldes in der Ebene $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ verursacht (Abschnitt 7.3).

Wegen der senkrechten Feldkomponente kann die Magnetisierung nicht in der Ebene orientiert werden, sondern sie kippt über die Ebene hinaus. Dieser Vorgang zeigt, daß die Magnetisierung in Bereich 3, welcher in Abschnitt 7.5 als Bereich des Spinreorientierungsübergangs identifiziert wird, sehr instabil gegenüber einer geringen Fehlorientierung des Magnetfeldes ist. Da auch Felder entlang der Filmmormalen angelegt werden können, wird nun der Ummagnetisierungsprozeß bei remanenten Anfangszuständen, die durch diese Feldorientierung erzeugt wurden, näher untersucht.

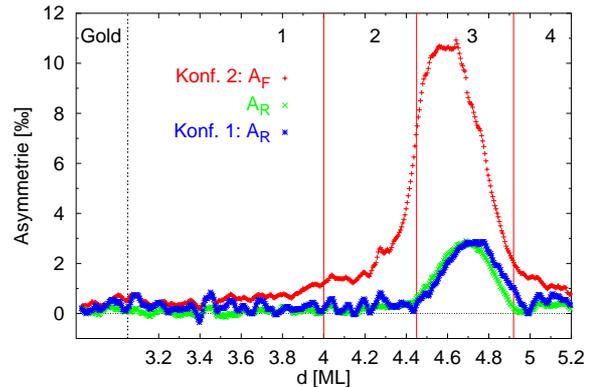
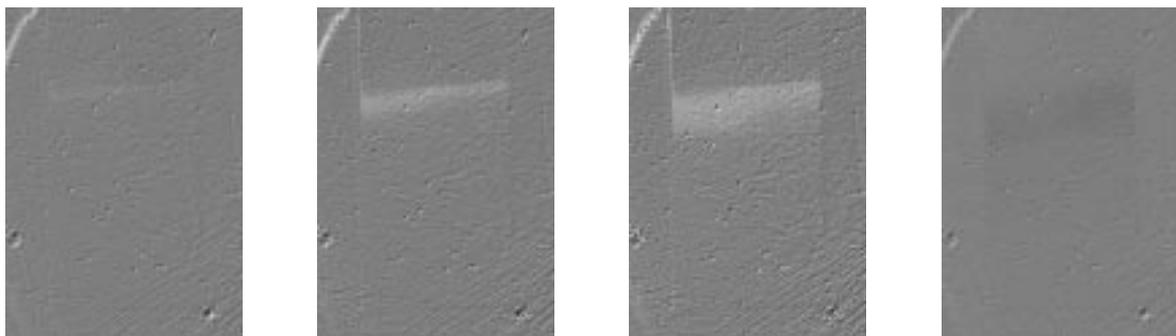


Abb. 7.8: Asymmetrien der Konfiguration 2.

7.4.3 Konfiguration 3: Positives Magnetfeld entlang der Filmmormalen



(a) $\mu_0 \vec{H}_{\perp}^{\text{exp}} = 20 \text{ mT}$

(b) $\mu_0 \vec{H}_{\perp}^{\text{exp}} = 60 \text{ mT}$

(c) $\mu_0 \vec{H}_{\perp}^{\text{exp}} = 110 \text{ mT}$

(d) $\mu_0 \vec{H}_{\perp}^{\text{exp}} = 0 \text{ mT}$

Abb. 7.9: Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 3. Der Referenzzustand ist ein remanenter Zustand, erzeugt durch ein positives Feld entlang der Filmmormalen (a-c). (d) Asymmetrie zwischen dem neuen remanenten Zustand und maximalem Feld.

Ein positives Feld entlang der Filmnormalen, welches parallel zu der senkrechten Komponente von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ liegt, wird in dieser Konfiguration zur Erzeugung des remanenten Anfangszustands verwendet (vgl. Abb. 7.5). Es ist deshalb nicht zu erwarten, daß die senkrechte Komponente einen Einfluß auf das magnetische Verhalten hat.

Die Abbildungen 7.9(a-c) zeigen eine negative (helle) Asymmetrie, die sich mit zunehmendem Feld zu geringeren Filmdicken, d. h. nach unten, ausweitet.⁸ Es ist eine scharfe Kante bei großen Filmdicken zu beobachten. Die Remanenzasymmetrie (Abb. 7.9(d)) unterscheidet sich nicht von denjenigen der Konfigurationen 1 und 2 (Abb. 7.6(b) und 7.7(d)), wie auch die quantitative Darstellung der Asymmetrie in Abbildung 7.10 zeigt.

Die Feldasymmetrie (A_F) hat ein entgegengesetztes Vorzeichen zur Remanenzasymmetrie (A_R). Das bedeutet, daß sich ein Teil der Magnetisierung genauso wie in Konfiguration 1 verhält, d. h. es wird in dem Feld ausgelenkt und geht bei Abschalten des Feldes $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wieder in die Ausgangslage zurück. Jedoch sind die Asymmetrien bei angelegtem Feld A_F und im remanenten Zustand verschieden groß. Das bedeutet, daß es zwei Anteile der Magnetisierung geben muß, die sich im Feld in der Ebene unterschiedlich verhalten.

Nach der Vormagnetisierung durch das positive Feld entlang der Filmnormalen kippt ein Teil der Magnetisierung in die Filmebene und bleibt in dieser Orientierung, während ein zweiter Anteil senkrecht bleibt und nur ausgelenkt wird. Wie in Konfiguration 1 geht dieser wieder in die Ausgangslage zurück, wenn das Feld abgeschaltet wird. In Abschnitt 7.5 werden diese Beobachtungen weiterführend diskutiert.

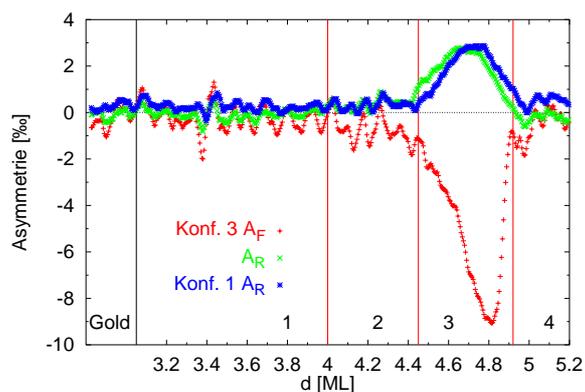


Abb. 7.10: Asymmetrien der Konfiguration 3.

7.4.4 Konfiguration 4: Negatives Magnetfeld entlang der Filmnormalen



Bei Vormagnetisierung durch ein negatives Feld entlang der Filmnormalen kehrt sich im Vergleich zum positiven Feld (Konfiguration 3) erwartungsgemäß das Vorzeichen um. Es wird eine große positive (dunkle) Asymmetrie beobachtet (Abbildung 7.11(a-c)). Die senkrechte Komponente des Feldes in der Ebene liegt antiparallel zum senkrechten Feld, mit dem der remanente Anfangszustand hergestellt wurde. Die Asymmetrie ist deutlich größer, wie auch die quantitative Auswertung zeigt (vgl. Abb. 7.12) und wird in einem größeren Dickenbereich beobachtet, während in den vorhergehenden Konfigurationen nur Teilbereiche zu beobachten waren.

⁸Abbildung 7.9(c) ist identisch mit Abbildung 7.4(d).

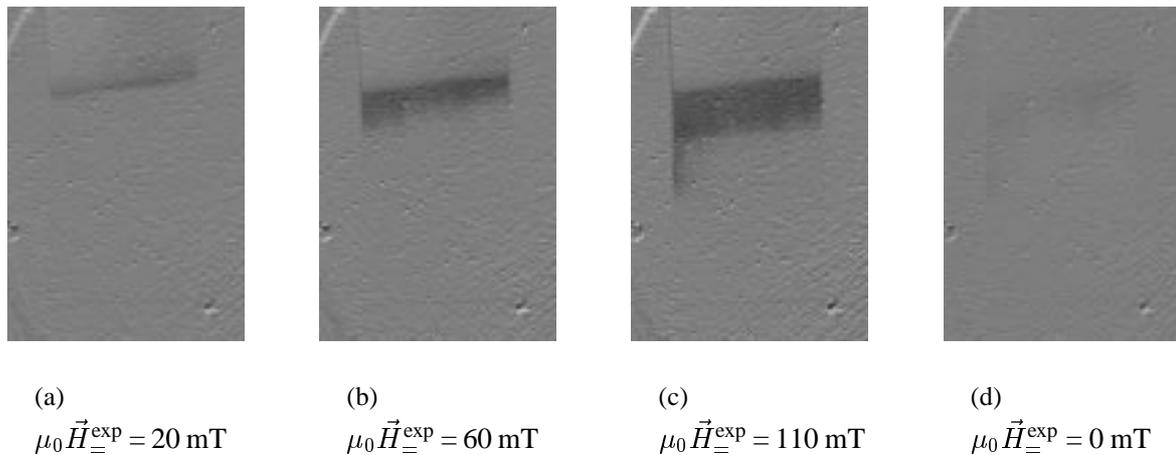


Abb. 7.11: Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen der Konfiguration 4. Der Referenzzustand ist ein remanenter Zustand, erzeugt durch ein negatives Feld entlang der Filmnormalen (a-c). (d) Asymmetrie zwischen dem neuen remanenten Zustand und maximalem Feld.

Offensichtlich kommt es zu einer Überlagerung von zwei verschiedenen Vorgängen. So ist zum Einen der Ummagnetisierungsvorgang aufgrund der senkrechten Komponente des Feldes in der Ebene wie in Konfiguration 2 zu beobachten und zum Anderen wird die Änderung der Magnetisierungsrichtung durch eine senkrechte Vormagnetisierung analog zu Konfiguration 3 gefunden, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen. Nach Reduktion des Feldes ist die gleiche Asymmetrie wie bei allen anderen Konfigurationen zu beobachten (vgl. Abb.7.11(d) bzw. Abb. 7.12).

In der Untersuchung der verschiedenen Konfigurationen wird deutlich, daß die senkrechte Feldkomponente einen großen Einfluß auf das Magnetisierungsverhalten von Co/Au(111) im Spinreorientierungsübergang hat. Insgesamt wird das magnetische Verhalten von zwei verschiedenen Anteilen der Magnetisierung beobachtet, wobei der eine ein Ummagnetisierungsverhalten in dem senkrechten Anteil durch den Einfluß die Fehlorientierung des Feldes in der Ebene zeigt, während der zweite bei einer Vormagnetisierung entlang der Filmnormalen im Feld in der Ebene sich parallel dazu orientiert.

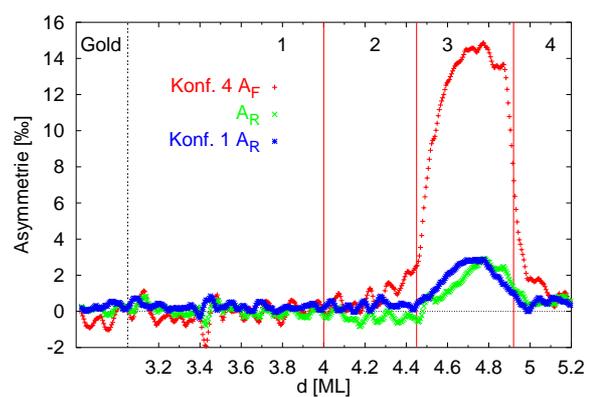


Abb. 7.12: Asymmetrien der Konfiguration 4.

7.5 Quantitative Auswertung der Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen

Ein Ergebnis der vorhergehenden Abschnitte ist, daß das magnetische Verhalten des Systems Co/Au(111) im Spinreorientierungsübergang durch zwei verschiedene Anteile der Magnetisierung charakterisiert wird. In diesem Abschnitt wird diese Beobachtung näher ausgeführt und durch ein Modell beschrieben.

Abbildung 7.13 zeigt die Asymmetrien aus dem Zustand im maximalen Feld und dem remanenten Anfangszustand (Feldasymmetrie) der untersuchten Konfigurationen und die Remanenzasymmetrie der Konfiguration 1. Wie bereits in den vorhergehenden Abschnitten festgestellt wurde, sind die Remanenzasymmetrien aus dem neuen remanenten Zustand nach Anlegen von \vec{H}_{exp} und dem Zustand im Feld gleich.⁹

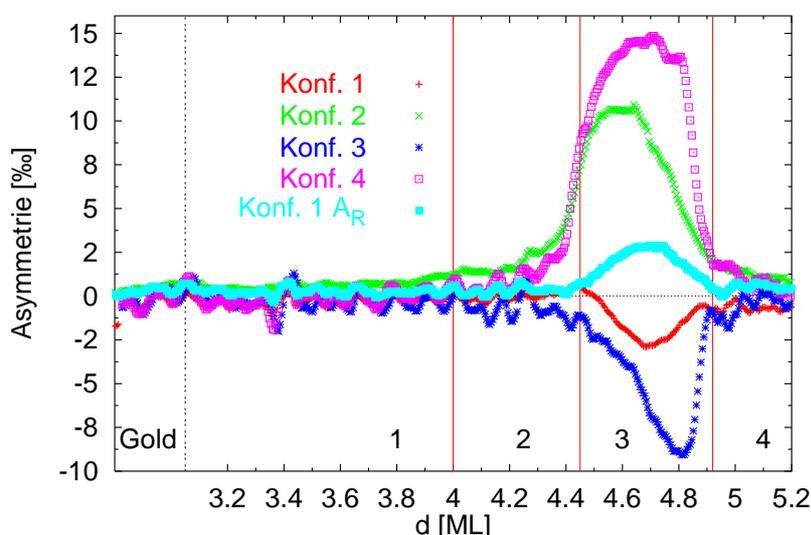


Abb. 7.13: Feld- und Remanenzasymmetrie der Konfigurationen. Da sich die Remanenzasymmetrien nur geringfügig unterscheiden, wird nur die der Feldkonfiguration 1 dargestellt (A_R)⁹.

Eine Einteilung in verschiedene Filmdickenbereiche erweist sich als sinnvoll. In Bereich 1 ($d < 4$ ML) wird bei keiner Feldkombination durch Anlegen eines Feldes in der Ebene eine Asymmetrie erzeugt, wie in Abbildung 7.13 zu sehen ist. Die Grauwerte entsprechen denen des unmagnetischen Golds, die Asymmetrie ist nahezu null. Aus den Experimenten zur Suszeptibilität und Hysterese ist bekannt, daß bei geringen Filmdicken die Magnetisierung entlang der Filmmormalen orientiert ist. Da im maximalen Magnetfeld in der Ebene keine

⁹Geringfügige Unterschiede sind in Bezug auf die Filmdicke zu beobachten und durch die Instabilität des Systems Co/Au(111) zu erklären. Die Feldasymmetrien wurden in diesem Abschnitt so verschoben, daß die Remanenzasymmetrien deckungsgleich sind.

Änderung des magnetischen Signals beobachtet wird, bleibt die Magnetisierung in diesem Bereich entlang der Filmmormalen orientiert. Die Auslenkung der Magnetisierung liegt unterhalb des Auflösungsvermögens in der Asymmetrie. In Bereich 2 ($4 \text{ ML} < d < 4.45 \text{ ML}$) ist eine geringe Asymmetrie zu beobachten. Die stärksten Änderungen sind in Bereich 3 ($4.45 \text{ ML} < d < 4.91 \text{ ML}$) zu finden, während sich in Bereich 4 ($d > 4.91 \text{ ML}$) kaum Änderungen ergeben. Die Magnetisierung liegt bei größeren Filmdicken in der Filmebene, wie ebenfalls durch Experimente zur Suszeptibilität und Hysterese festgestellt wurde. Da in den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen kein longitudinales Kerr-Signal beobachtet wird (Abschnitt 7.2), ist in diesem Bereich keine Asymmetrie zu erwarten.

Die größte Asymmetrie, d. h. die größten magnetischen Änderungen zeigt in allen Konfigurationen der Bereich 3. Da unterhalb dieser Filmdicke die Magnetisierung entlang der Filmmormalen und oberhalb in der Filmebene orientiert ist, wird in Bereich 3 der Spinreorientierungsübergang beobachtet. In Bereich 2 ist, wie bei den Hysteresekurven, die Auslenkung der senkrechten Magnetisierung im Feld in der Ebene zu beobachten.¹⁰ Im Folgenden wird der Einfluß des Magnetfelds auf die Magnetisierung innerhalb des Bereichs 3 untersucht und interpretiert.

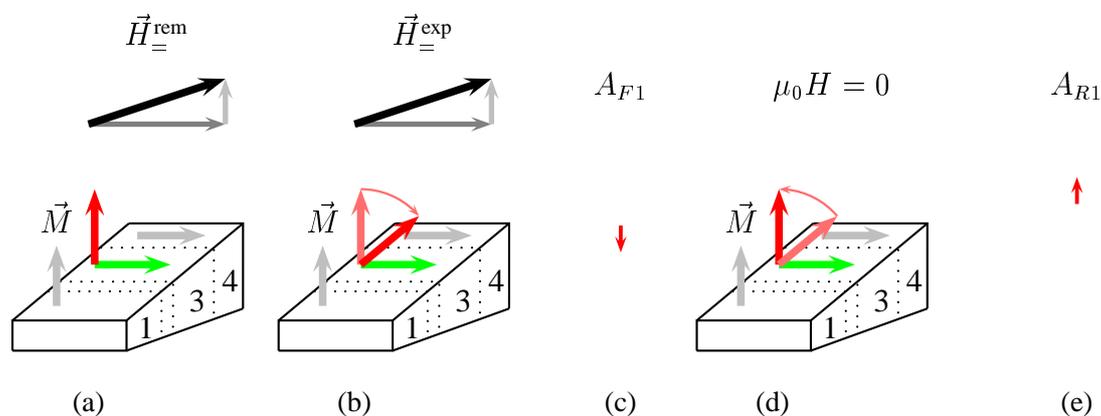


Abb. 7.14: Konfiguration 1: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.

In Konfiguration 1 sind das Feld zur Erzeugung des remanenten Anfangszustands und das angelegte Feld in der Ebene positiv und gleichgroß. Es wird ein reversibler Vorgang beobachtet, denn die Asymmetrie im Feld und nach Reduktion des Feldes (A_R) sind gleichgroß und zeigen ein entgegengesetztes Vorzeichen, wie in Abbildung 7.13 zu sehen ist.

Abbildung 7.14 zeigt eine schematische Darstellung des Magnetisierungsvorgangs. Die Magnetisierung wird in diesem Modell in einen senkrechten Anteil und einen in der Ebene

¹⁰In Bereich 2 ist die Asymmetrie der Konfiguration 2 größer als bei den Konfigurationen 3 bzw. 4. Die Experimente wurden in der Reihenfolge ihrer Bezeichnungen durchgeführt, d. h. in diesem Bereich werden unterschiedliche Zustände untersucht. Der wie gewachsene Zustand von Co/Au(111) ist ein mehrdomäniger Zustand, welcher in Konfiguration 2 untersucht wird, während in den Konfigurationen 3 und 4 eindomänige Zustände durch Magnetfelder entlang der Filmmormalen erzeugt wurden. Die Asymmetrien der Konfigurationen 3 und 4 sind erwartungsgemäß entgegengesetzt.

aufgeteilt. Den Magnetisierungszustand nach Anlegen von $\vec{H}_{\perp}^{\text{rem}}$ zeigt Abbildung 7.14(a). Bei geringen Filmdicken ist die Magnetisierung entlang der Filmnormalen (Bereich 1) und bei großen Filmdicken in der Ebene (Bereich 4) orientiert. Bei einem angelegten Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wird Zustand (b) erzeugt. Die sich aus diesen beiden Zuständen ergebende Asymmetrie ist in (c) dargestellt. Da es sich um einen reversiblen Vorgang handelt, ist in (d) nach Reduktion des Feldes der Ausgangszustand (a) zu beobachten und die Remanenzasymmetrie aus den Zuständen (d) und (b) ist der Feldasymmetrie entgegengesetzt und gleichgroß, vgl. Abbildung 7.14(e) bzw. Abbildung 7.13.

In Konfiguration 3 wird zur Erzeugung des remanenten Zustands ein positives Feld entlang der Filmnormalen verwendet. Wie in der ersten Konfiguration kann die senkrechte Komponente des Feldes in der Ebene $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ keinen Einfluß auf die Magnetisierung ausüben, da sie parallel zu $\vec{H}_{\perp}^{\text{rem}}$ ist. Die sich nach Reduktion des Feldes $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ ergebende Remanenzasymmetrie ist gleich derjenigen der ersten Konfiguration. Das bedeutet, der Vorgang der Auslenkung des senkrechten Anteils der Magnetisierung in Konfiguration 1 durch das Feld in der Ebene $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ ist auch in der Konfiguration 3 zu beobachten.

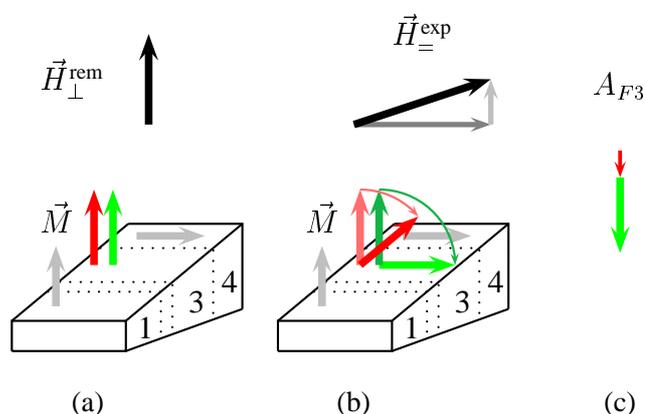


Abb. 7.15: Konfiguration 3: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.

Die Asymmetrien im Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ der Konfigurationen 1 und 3 haben zwar dasselbe Vorzeichen, jedoch ist diejenige bei senkrechtem Feld deutlich größer als die bei positivem Feld in der Ebene (Abb. 7.13). Genauso unterscheiden sich die Asymmetrie der Konfiguration 3 im Feld und der Remanenz nicht nur, wie erwartet, in ihrem Vorzeichen sondern die Feldasymmetrie ist deutlich größer. Daraus folgt, daß der remanente senkrechte Magnetisierungszustand der Konfiguration 3 durch das Feld in der Ebene $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ so verändert wird, daß nach Reduktion dieses Feldes der Anfangszustand nicht wieder erreicht wird. Abbildung 7.15 zeigt den Vorgang schematisch. Durch das Feld entlang der Filmnormalen wird die Magnetisierung parallel dazu orientiert (a). Das Anlegen des Feldes $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ in der Ebene bewirkt, daß sich ein Teil der Magnetisierung wieder feldparallel orientiert, während der zweite durch das Feld nur ausgelenkt wird. Der Zustand (b) ist nun der gleiche wie in Konfiguration 1 (vgl. Abb. 7.14(b)), so daß nach Reduktion des Feldes $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ die gleiche

Remanenzasymmetrie wie bei der ersten Konfiguration beobachtet wird. Die Asymmetrie im Feld zeigt Abbildung 7.15(c).

In den bisher diskutierten Feldkonfigurationen konnte die positive senkrechte Feldkomponente von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ keinen Einfluß auf das Magnetisierungsverhalten ausüben. Da nun negative Felder zur Erzeugung des remanenten Anfangszustands verwendet werden, ist ein Einfluß zu erwarten.

Die Feldasymmetrien der Konfigurationen 2 und 4 sind genauso wie die Remanenzasymmetrien positiv (Abb. 7.13). Im Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wird bei allen Konfigurationen der gleiche magnetische Zustand erreicht, denn nach Reduktion von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wird die gleiche Asymmetrie beobachtet. Da die Asymmetrien im Feld deutlich größer als die Remanenzasymmetrien sind, werden Magnetisierungsumschläge der senkrechten Anteile der Magnetisierung beobachtet. Wie bereits in Abschnitt 7.3 diskutiert wurde, ergibt sich in Konfiguration 2 durch die senkrechte Feldkomponente von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ ein Ummagnetisierungsvorgang des senkrechten Anteils der Magnetisierung.

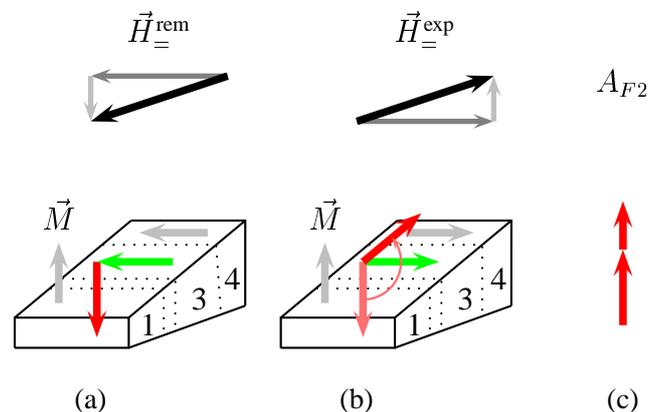


Abb. 7.16: Konfiguration 2: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.

Abbildung 7.16 zeigt diesen Vorgang schematisch. Durch das negative Feld in der Filmebene wird der senkrechte Anteil der Magnetisierung parallel zur negativen senkrechten Komponente $\vec{H}_{\perp}^{\text{rem}}$ orientiert (a). In dem positiven Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wirkt ein Drehmoment auf den senkrechten Anteil der Magnetisierung (b). Im Idealfall wäre die Magnetisierung ab einem bestimmten Feld in der Ebene orientiert. Die positive senkrechte Komponente von $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ bewirkt ein Kippen der Magnetisierung über die Ebene hinaus. Es ergibt sich der gleiche magnetische Zustand im Feld $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ wie bei den anderen Konfigurationen. Die Asymmetrie im Feld ist in Abbildung 7.16(c) verdeutlicht.

In Konfiguration 4 wird der remanente Zustand durch ein Feld entlang der Filmnormalen in negativer Richtung erzeugt (Abb. 7.17). Wie in dem vorhergehenden Abschnitt diskutiert, ist eine Überlagerung zwei verschiedener Vorgänge zu beobachten. Zum Einen ist das gleiche magnetische Verhalten wie bei einem positiven Magnetfeld entlang der Filmnormalen (Konfiguration 2) mit entgegengesetztem Vorzeichen zu erwarten und zum Anderen

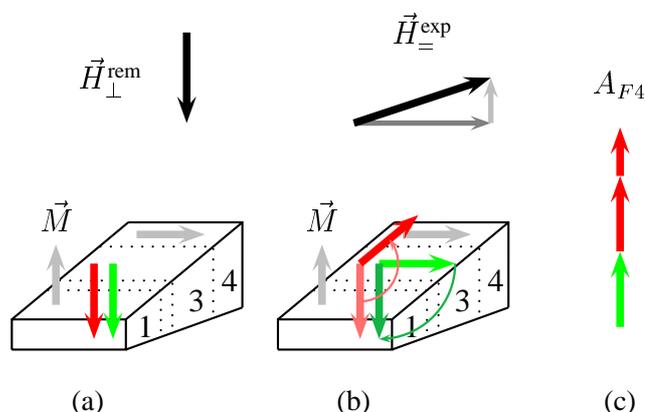


Abb. 7.17: Konfiguration 4: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.

der Ummagnetisierungsvorgang durch die Feldkomponente des Feldes in der Ebene. Die Asymmetrie im Feld ist größer als bei allen anderen Konfigurationen und fast über den gesamten Bereich 3 konstant, während bei den anderen die Breite der Maxima geringer ist (Abb. 7.13). Der remanente Anfangszustand ist schematisch in Abbildung 7.17(a) dargestellt. Die Magnetisierung ist in negativer Richtung entlang der Filmnormalen durch $\vec{H}_{\perp}^{\text{rem}}$ orientiert. Durch das Feld in der Ebene $\vec{H}_{\parallel}^{\text{exp}}$ kippt ein Teil der Magnetisierung in die Filmebene (b) während der zweite Teil durch die senkrechte Feldkomponente des Feldes $\vec{H}_{\perp}^{\text{exp}}$ in die entgegengesetzte, senkrechte Richtung orientiert wird. Die Asymmetrie im Feld (c) ist wie erwartet deutlich größer als alle anderen Feldasymmetrien.

Die Diskussion bestätigt, daß die geringe Fehlorientierung des Magnetfelds in der Ebene einen großen Einfluß auf das magnetische Verhalten von Co/Au(111) im Spinreorientierungsübergang hat. Die senkrechte Komponente bewirkt, daß die Magnetisierung nicht in der Ebene orientiert werden kann, sondern immer eine senkrechte Komponente der Magnetisierung behält.

In den Konfigurationen werden zur Erzeugung des remanenten Anfangszustands entgegengesetzte Felder in der Ebene und entlang der Filmnormalen verwendet. Der zweite Zustand wird dagegen durch dasselbe Feld in der Ebene erzeugt, weshalb sich derselbe Magnetisierungszustand in allen Konfigurationen ergibt. Die Summe der Asymmetrien bei entgegengesetzten Feldern in der Ebene muß daher gleich der Summe der Asymmetrien entgegengesetzter Felder entlang der Filmnormalen sein. In Abbildung 7.18(a) sind die Summen schematisch anhand der Feldasymmetrien der Abbildungen 7.14(c) bis 7.17(c) dargestellt. Die Summen der experimentell bestimmten Asymmetrien zeigt Abbildung 7.18(b). Die Kurvenverläufe sind in Bereich 3 nahezu identisch, was bestätigt, daß das Magnetisierungsverhalten durch das diskutierte Modell beschrieben werden kann.

Die Magnetisierungsanteile in der Filmebene (m_{\parallel}) und entlang der Filmnormalen (m_{\perp}), die ihre Orientierung in dem Feld $\vec{H}_{\parallel}^{\text{exp}}$ ändern, können nun berechnet werden. In Abbildung 7.18(a) sind die Anteile der Änderungen der magnetischen Zustände dargestellt. Da

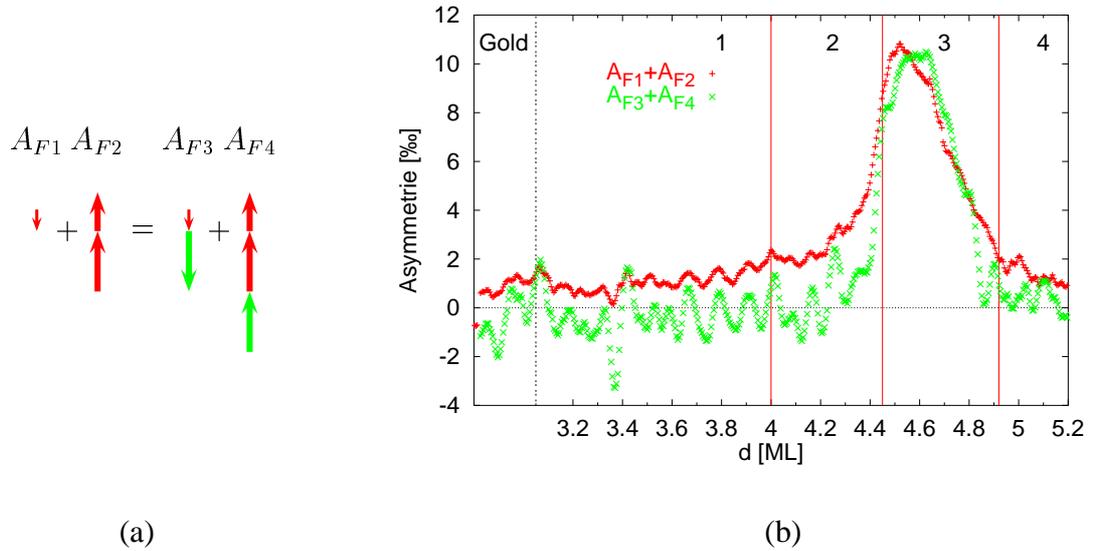


Abb. 7.18: Vergleich der Asymmetrien (a) Schematische Darstellung der Feldasymmetrien (b) Summen der gemessenen Feldasymmetrien.

sich die Asymmetrien mit der Filmdicke ändern, müssen sich die Anteile der senkrechten und in der Ebene liegenden Magnetisierung ebenfalls ändern. Diese werden durch Kombinationen der Asymmetrien berechnet (vgl. Abb. 7.18(a)).

$$m_{\perp} = \frac{-A_{F1} + A_{F2}}{-A_{F3} + A_{F4}} \quad \text{und} \quad m_{=} = \frac{A_{F4} - A_{F2}}{\frac{1}{2}(-A_{F3} + A_{F4})}. \quad (7.2)$$

Andere Kombinationen zur Berechnung der Anteile liefern innerhalb der Fehlergrenzen dasselbe Ergebnis. Abbildung 7.19 zeigt die erhaltenen Anteile der Magnetisierungsorientierung bei dem Feld $\mu_0 \vec{H}_{=}^{\text{exp}} = 110$ mT. Die Anteile sind im gesamten Bereich des Spinreorientierungsübergangs zu beobachten und ändern sich kontinuierlich mit der Filmdicke. Dies entspricht dem Besetzungsmodell. Da die Magnetisierung bei geringeren Filmdicken entlang der Normalen orientiert ist, ist die Besetzung m_{\perp} zu Beginn des Spinreorientierungsübergangs groß und sinkt mit zunehmender Filmdicke ab. Umgekehrt wächst der Anteil der Magnetisierung in der Ebene $m_{=}$. Abweichungen an den Bereichsgrenzen werden wahr-

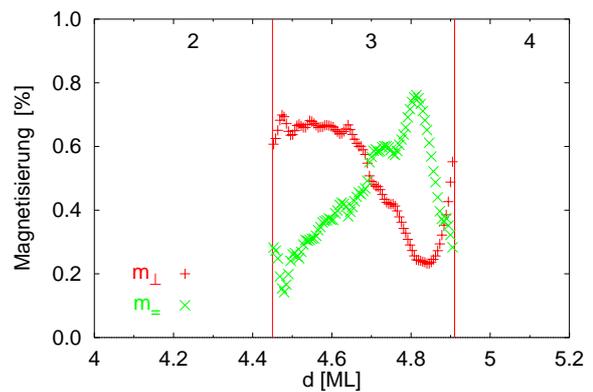


Abb. 7.19: Anteile der Magnetisierung entlang der Filmnormalen und in der Ebene in Abhängigkeit von der Filmdicke.

scheinlich durch den schwachen Gradienten auf der Probe verursacht.

In diesem Experiment liegt der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs bei 4.45–4.91 ML. Aufgrund der Instabilität von Co/Au(111) ist der Bereich gegenüber demjenigen in den Hysteresemessungen aber auch der Suszeptibilität verschoben. Zusätzlich ist die Genauigkeit in den Filmdickenangaben in diesem Experiment geringer, sie liegt bei etwa 10%.

In den Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen und in den Asymmetrien aus den Grauwerten ist die obere Grenze des Spinreorientierungsübergangs gut zu bestimmen, da bei größeren Filmdicken nur noch ein longitudinales Kerr–Signal zu erwarten ist, welches hier nicht beobachtet werden kann. Aus dieser kritischen Filmdicke kann der Beitrag der Grenzflächen zur Anisotropie K_{1s} bestimmt werden. Nach Abschnitt 2.1.1 gilt für den Anisotropieparameter erster Ordnung $a = 0 \leftrightarrow K_{1s} = d \cdot (K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2)$. Bei Verwendung des aus den Hysteresemessungen erhaltenen Volumenanisotropiewertes $K_{1v} = 5.7 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$, der Sättigungsmagnetisierung $M_s = 1.44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [26] und $d = (4.91 \pm 0.5) \text{ ML}$ ergibt sich $K_{1s} = (0.72 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. Der Wert liegt innerhalb der Fehlergrenzen der aus den Hysteresemessungen erhaltenen Anisotropie von $K_{1s} = (0.76 \pm 0.08) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$.

7.6 Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene

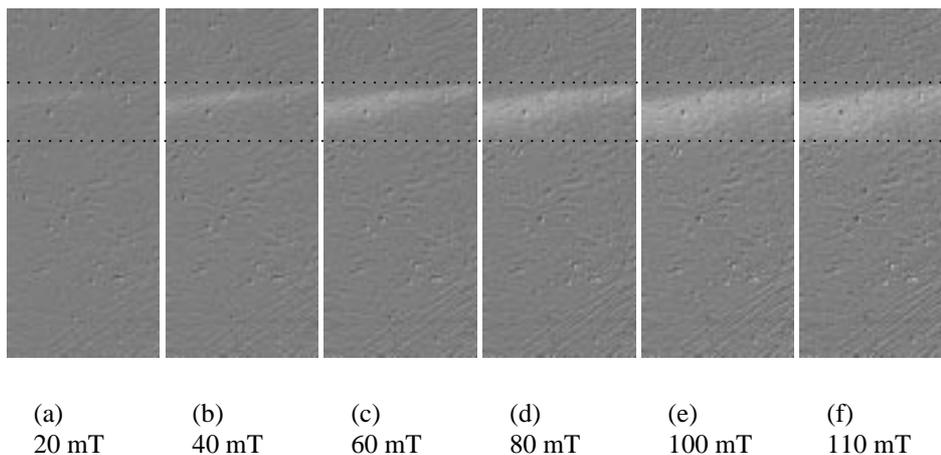


Abb. 7.20: Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene, Referenzzustand I_R ist ein remanenter Zustand entlang der Filmnormalen (positiv, Konfiguration 3). Die Grenzen des Bereichs 3 sind eingezeichnet.

In den Suszeptibilitätsexperimenten wurde die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld diskutiert. Diese Verschiebung wird in den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen in allen Konfigurationen beobachtet. Durch das Feld in der Ebene werden Teile der Magnetisierung in Abhängigkeit von dem remanenten Anfangszustand entweder in der Ebene orientiert oder kippen über die Ebene hinaus. Beide Vorgänge sind von dem Feld in der Ebene abhängig. Mit der Vergrößerung des Feldes wird der Bereich, der eine Änderung der Magnetisierungsorientierung zeigt, ebenfalls größer. Das bedeutet, daß die Abhängigkeit der kleineren kritischen Filmdicke des Spinreorientierungsübergangs von dem Feld beobachtet wird. Zur Verdeutlichung der Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs zeigt Abbildung 7.20 diejenige der Konfiguration 3, in der kein Einfluß der senkrechten Komponente des Feldes in der Ebene zu beobachten ist.

7.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde durch Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen das Magnetisierungsverhalten von Co/Au(111) an einen Keil untersucht. Dazu wurden verschiedene remanente Anfangszustände durch Felder in der Ebene und entlang der Filmnormalen erzeugt. Innerhalb des Dickenbereichs des Spinreorientierungsübergangs werden große Asymmetrien bei Anlegen eines Feldes in der Ebene beobachtet. Ein generelles Problem in der Untersuchung von Spinreorientierungsübergangs wurde hier deutlich. Die Magnetisierung ist sehr instabil und reagiert auf geringe Felder. Im Experiment führt dies dazu, daß die Magnetisierung wegen einer geringen senkrechten Komponente des Feldes in der Ebene durchschlägt und nicht feldparallel orientiert wird. Dieser Sachverhalt konnte erst durch die detaillierte Untersuchung mit Kerr-Mikroskopie aufgedeckt werden und hat wesentlich zum Verständnis der Magnetisierungskurven beigetragen.

Ein Modell zur Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens erklärt die erhaltenen Asymmetrien und zeigt, daß die Magnetisierung aus zwei Anteilen besteht. Es handelt sich um den Übergang über einen Bereich der Koexistenz. Die Anteile der Magnetisierung in der Ebene und entlang der Filmnormalen können durch das Modell berechnet werden. Die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene wird mit Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen verdeutlicht.

8 Vergleich der Ergebnisse

Der Spinreorientierungsübergang von Kobalt auf Gold(111) wurde in den vorhergehenden Kapiteln durch Magnetisierungskurven, die Messung der Suszeptibilität und Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen untersucht. Die Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefaßt und diskutiert.

Die Magnetisierungskurven bei Feldern entlang der Filmnormalen und in der Filmebene zeigen, daß die Magnetisierung bei geringeren Filmdicken in der Filmsenkrechten und bei größeren Filmdicken in der Filmebene liegt. In dem dazwischen liegenden Bereich befindet sich der Spinreorientierungsübergang.

Die Art des Spinreorientierungsübergangs im Nullfeld wurde anhand von Suszeptibilitätsexperimenten in Abhängigkeit von der Filmdicke bestimmt. Es werden Maxima bei den Modulationsrichtungen in der Ebene und entlang der Filmnormalen bei derselben Filmdicke, $d_m = (4.38 \pm 0.07)$ ML, beobachtet. Im Vergleich mit den theoretischen Erwartungen kann mit dieser Beobachtung ausgeschlossen werden, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung handelt (Abschnitt 6.1.6). Die Experimente können jedoch durch einen Übergang über die Koexistenz der Orientierungen der Magnetisierung in der Ebene und entlang der Filmnormalen beschrieben werden.

Das Auftreten der Maxima bei beiden Modulationsrichtungen wird durch den Zerfall der Magnetisierung in Domänen mit den Orientierungen in der Ebene und entlang der Filmnormalen erklärt. Dies entspricht näherungsweise dem in den theoretischen Betrachtungen eingeführten Besetzungsmodell (Abschnitt 2.3.1). Mit Eintritt in den Bereich des Spinreorientierungsübergangs orientiert sich ein Teil der Magnetisierung bereits in die Ebene (Abschnitt 6.1.6), weshalb transversale und parallele Suszeptibilitäten gemessen werden.

Der Einfluß eines äußeren Feldes wurde mittels der Suszeptibilität, Magnetisierungskurven und Kerr–Mikroskopie–Aufnahmen untersucht. Wird im Bereich des Spinreorientierungsübergangs ein äußeres Feld angelegt, so ist zu erwarten, daß sich bei genügend großem Feld eine feldparallele Orientierung der Magnetisierung einstellt. Die Magnetisierungskurven zeigen bei einem Feld entlang der Filmnormalen bis zu der größeren Bereichsgrenze des Spinreorientierungsübergangs eine rechteckige Form (Abschnitt 5.1). Das bedeutet, es wird im Koexistenzbereich ein eindomäniger Zustand entlang der Filmnormalen erzeugt.

Die Kerr–Kurve bei einem Feld in der Ebene enthält Beiträge der senkrechten Komponente der Magnetisierung und der in der Ebene. Da das polare Kerr–Signal, d. h. die senkrechte Magnetisierungskomponente, etwa eine Größenordnung größer als das longitu-

dinale ist, liefert das polare Signal einen Beitrag zur Kurve. Die Trennung der Kerr-Kurven in die Komponenten entlang der Filmmormalen und in der Filmebene zeigt deutlich die Koexistenz von zwei Anteilen der Magnetisierung. Es sind einzelne Magnetisierungskurven in der Filmebene und entlang der Filmmormalen bei einem Feld in der Ebene zu beobachten (Abschnitt 5.4). Das bedeutet, die Magnetisierung zerfällt im Feld in der Ebene in Domänen.

Bei einem Feld in der Ebene wird der senkrechte Anteil der Magnetisierung aus der Orientierung entlang der Filmmormalen herausgedreht und kippt aufgrund einer geringen, entgegengesetzt senkrechten Feldkomponente über die Filmebene hinaus. Die Magnetisierung ist in dem Bereich des Spinreorientierungsübergangs instabil, so daß sie auf geringe Fehlorientierungen des Feldes reagiert.

Der Ummagnetisierungsvorgang im Spinreorientierungsübergang wurde mittels Kerr-Mikroskopie an einem Kobaltkeil verdeutlicht. Die Änderung von magnetischen Zuständen in einem Feld in der Ebene wurde untersucht. Die remanenten Anfangszustände wurden durch Felder in der Ebene und entlang der Filmmormalen erzeugt. Es werden zwei Anteile der Magnetisierung beobachtet, die ein unterschiedliches Verhalten im Feld in der Ebene zeigen. Der erste Teil ist entlang der Filmmormalen orientiert und reagiert schon auf geringe Felder. Aufgrund der senkrechten Komponente des Feldes in der Ebene wird ein Umschlag in die entgegengesetzte Richtung beobachtet. Der Zweite orientiert sich parallel zum Feld in der Ebene. Diese Beobachtungen bestätigen das Ergebnis in der Trennung der Magnetisierungskurven. Die quantitative Bestimmung der Anteile der Magnetisierung in der Ebene und entlang der Filmmormalen wurde für ein Feld in der Ebene von 110 mT durchgeführt (Abschnitt 7.5). Der Anteil der senkrechten Magnetisierung wird mit zunehmender Filmdicke im Bereich des Spinreorientierungsübergangs geringer, während derjenige der Magnetisierung in der Ebene zunimmt. Diese Beobachtung deckt sich mit den theoretischen Erwartungen des Besetzungsmodells. Da die Magnetisierung bei geringeren Filmdicken entlang der Filmmormalen orientiert ist, wird erwartet, daß diese Orientierung zunächst vorherrscht, während bei größeren Filmdicken ihr Anteil geringer ist.

Die aus den Magnetisierungskurven und durch die Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen gefundenen Breiten des Spinreorientierungsübergangs sind innerhalb des Fehlers identisch und liegen bei 0.5–0.6 ML. Der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs ohne äußeres Feld hängt nur von den Anisotropieparametern ab. Ein äußeres Feld hat einen Einfluß auf diesen Dickenbereich (Abschnitt 2.1.2, [9]). Zum Beispiel wird durch ein größeres Feld in der Ebene ein größeres Drehmoment ausgeübt, weshalb auch die mit geringer werdender Filmdicke schwerer auszulenkende Magnetisierung in die Ebene kippt. Es wird der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs bei $\mu_0 H_{\perp} = 110$ mT gemessen.

Die in den theoretischen Betrachtungen diskutierte Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld (Abschnitt 2.1.2) wurde ebenfalls untersucht. In den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen zeigt der Kontrast eine Änderung der senkrechten Komponente der Magnetisierung. Durch entsprechende Wahl des remanenten Anfangszustands wird mit zunehmendem Feld eine Reorientierung der Magnetisierung aus der Filmmormalen in der Filmebene beobachtet.¹ Noch deutlicher wird die Verschiebung des Spinreorientierungs-

¹Vgl. Konfiguration 3 in Abschnitt 7.5.

übergangs durch das Suszeptibilitätsexperiment im Feld in der Ebene (Abschnitt 6.2.3). Das bereits im Nullfeld bei Modulation entlang der Filmmormalen vorhandene Maximum wird in Abhängigkeit vom Feld in der Ebene bei geringeren Filmdicken beobachtet. Die Verschiebung des Maximums beträgt etwa 0.5 ML. Da das Maximum im Nullfeld keine Bereichsgrenze kennzeichnet, ist diese Breite nur eine Abschätzung für den Bereich des Spinreorientierungsübergangs im Feld.

Die Experimente zur Suszeptibilität, Magnetisierung und die Kerr-Mikroskopie zeigen übereinstimmend, daß im Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) eine Koexistenz der Magnetisierungsorientierungen in der Filmebene und entlang der Filmmormalen vorliegt. Die in der Theorie erwartete Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene zu geringeren Filmdicken wird durch Experimente in der Suszeptibilität und der Kerr-Mikroskopie bestätigt.

Obwohl der aus den Magnetisierungskurven und den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen erhaltene Dickenbereich für den Spinreorientierungsübergang im Feld, wie oben schon diskutiert, sehr ähnlich ist, unterscheiden sich die Bereiche in den absoluten Filmdicken. So wurde in der Hysterese der Bereich von 3.9–4.5 ML gefunden, während er in der Kerr-Mikroskopie bei 4.45 bis 4.91 ML liegt. Die Instabilität von Co/Au(111) (Abschnitt 5.3), welche eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs zu größeren Filmdicken bewirkt, hat einen größeren Einfluß bei der Kerr-Mikroskopie. Da einige Zeit zwischen Herstellung des Kobaltkeils und dem eigentlichen Experiment vergeht, ist der Spinreorientierungsübergang bei der Kerr-Mikroskopie meist deutlich verschoben.

Für den Spinreorientierungsübergang im Nullfeld wird im Suszeptibilitätsexperiment nur eine Angabe über den größtmöglichen Dickenbereich erhalten. Er beträgt 4.0–4.6 ML. Bei Oepen et al. wird in SEMPA-Bildern² der Filmdickenbereich im Nullfeld zu (3.7 ± 0.1) ML bis (4.10 ± 0.05) ML bestimmt [15]. Die Breite von 0.4 ML liegt in dem maximalen Bereich von 0.6 ML. Die Ursache für die unterschiedlichen Filmdicken liegt wahrscheinlich in den unterschiedlichen Präparationsmethoden, d. h. der Instabilität von Co/Au(111).

Tabelle 8.1: Experimentell bestimmte Anisotropiekonstanten für Co/Au(111).

	$K_{1v}[10^5\text{J/m}^3]$	$K_{1s}[10^{-3}\text{J/m}^2]$	$K_{2s}[10^{-3}\text{J/m}^2]$
Hysterese	5.7 ± 1	0.76 ± 0.08	—
Kerr-Mikroskopie	—	0.72 ± 0.1	—
Suszeptibilität	—	0.64 ± 0.05	-0.11 ± 0.05

In einer quantitativen Auswertung der Experimente werden die Anisotropieparameter für Co/Au(111) bestimmt. Eine Übersicht gibt Tabelle 8.1. Um die Parameter zu erhalten, wurden unterschiedliche, voneinander unabhängige Methoden angewendet.

Durch Auswertung der Hysteresekurven der schweren Richtung wird eine effektive Anisotropie bestimmt, aus der die Anisotropiebeiträge erster Ordnung des Volumens K_{1v} und

²Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis.

der Grenzflächen K_{1s} berechnet wird (Abschnitt 5.1). Der Volumenbeitrag K_{1v} stimmt gut mit demjenigen des Festkörpers von $K_{1FK} = 5.0 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [26] überein und wurde zur Auswertung der anderen Experimente verwendet. Die größere Bereichsgrenze des Spinreorientierungsübergangs im Nullfeld kann durch $a = 0 \leftrightarrow d = \frac{K_{1s}}{K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2}$ (Abschnitt 2.1.1) berechnet werden. In dem Hystereseexperiment ergibt sich $d = 5.2 \pm 0.9 \text{ ML}$. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmt diese Filmdicke mit der experimentell gefundenen von 4.5 ML überein. Ein Grund für die starke Abweichung kann die Instabilität von Co/Au(111) sein.

In den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen ist die größere Bereichsgrenze von $d = (4.91 \pm 0.5) \text{ ML}$ gut zu bestimmen, da ab dieser Filmdicke die Magnetisierung in der Ebene liegt (Abschnitt 7.5). Unterhalb dieser Grenze liefert der Ummagnetisierungsvorgang der senkrechten Komponente der Magnetisierung eine Asymmetrie, weshalb sich an dieser Grenze ein starker Kontrast ergibt. Der Grenzflächenbeitrag erster Ordnung wird aus der Bereichsgrenze zu $K_{1s} = (0.72 \pm 0.1) \text{ J/m}^2$ bestimmt. Die Übereinstimmung der Werte der Kerr-Mikroskopie und der Hysterese ist sehr gut, da die Bereichsgrenzen ähnlich sind.

Die Auswertung der Verschiebung des Suszeptibilitätsmaximums durch ein Feld in der Ebene (Abschnitt 6.2.3) liefert die Anisotropieparameter der Grenzflächen erster und zweiter Ordnung. Es wird zunächst bestätigt, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über den Koexistenzbereich handelt, denn für 4.4 ML gilt $b = K_{2v} + K_{2s}/d < 0$. Die erhaltenen Anisotropieparameter wurden unter der Annahme bestimmt, daß die Suszeptibilitätsmaxima im Feld bei Modulation entlang der Filmmormalen die Filmdicke charakterisieren, bei der gleichtiefe Minima in der Energie für die zwei möglichen Orientierungen zu erwarten sind. Der Grenzflächenbeitrag erster Ordnung ist vergleichbar mit demjenigen mittels Hysterese und Kerr-Mikroskopie gewonnenen. Der Grenzflächenbeitrag zweiter Ordnung ist dem von Oepen et al. [15] gefundenen von $K_{2s} = -0.12 \text{ J/m}^2$ sehr ähnlich. Der angenommene funktionelle Zusammenhang beschreibt die Verschiebung der Suszeptibilitätsmaxima jedoch nur näherungsweise, wie in Abschnitt 6.2.3 diskutiert.

Ein Vergleich der erhaltenen Werte für die Anisotropieparameter von Co/Au(111) mit Literaturwerten ist nur bedingt möglich. Das liegt zum Einen daran, daß in vielen Arbeiten die thermische Instabilität von Co/Au(111) nicht berücksichtigt wird und zum Anderen, daß von einigen Gruppen eine Schutzschicht aus Gold für das System verwendet wird, die die Anisotropie vergrößert [74]. Eine Übersicht wird bei de Jonge et al. [5] gegeben.

Für den Beitrag einer einzelnen Grenzfläche zur Anisotropie erster Ordnung wird für den Fall einer Golddeckschicht (50\AA) $K_{1s}^* = (0.58 \pm 0.1) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ gefunden [20], welcher ältere Literaturwerte ohne Angabe der Dicke der Deckschicht bestätigt [4, 82]. Um die Werte mit den hier gefundenen vergleichen zu können, müssen sie mit dem Faktor 2 multipliziert werden. (Hier werden beide Grenzflächen berücksichtigt.) Bei einer Bedeckung mit einer Monolage Gold wird der Grenzflächenbeitrag von $K_{1s} = 0.8 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$ beobachtet [83]. Experimente an einem ausgeheilten Co/Au(111)-System bestätigen diesen Wert [12, 14]. Erwartungsgemäß sind alle in dieser Arbeit gefundenen Werte für den Anisotropieparameter geringer.

Eine negative zweite Anisotropiekonstante wird bei Yamazaki et al. [84] für das System Au(25 nm)/Co/Au(15 nm) für eine Kobaltschichtdicke bis zu 9 ML bestätigt. Murayama et al. [83] zeigen, daß auch der zweite Anisotropieparameter von der Filmdicke abhängig ist.

9 Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung des Einflusses von äußeren Magnetfeldern auf den Spinreorientierungsübergang von ultradünnen Filmen am Beispiel von Co/Au(111). Durch Anwendung des magneto-optischen Kerr-Effekts wurden Magnetisierungskurven, die Suszeptibilität im Nullfeld und im Feld und Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen in Abhängigkeit von der Filmdicke beobachtet. Es konnte gezeigt werden, daß der Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) über einen Bereich der Koexistenz zweier Magnetisierungsorientierungen stattfindet und daß ein äußeres Feld in der Ebene den Spinreorientierungsübergang zu geringeren Filmdicken verschiebt.

In den theoretischen Betrachtungen wurde im Rahmen eines analytischen Modells aus der Literatur die Abhängigkeit der Orientierung der Magnetisierung von den Anisotropieparametern erster und zweiter Ordnung diskutiert. Bei Kobalt auf Gold(111) liegt die Magnetisierung bei geringeren Filmdicken entlang der Filmmormalen und bei größeren in der Ebene. In dem Spinreorientierungsübergang ergeben sich zwei Möglichkeiten für die Änderung der Orientierung der Magnetisierung. Entweder dreht sich die Magnetisierung kontinuierlich, oder es kommen die Richtungen in der Ebene und entlang der Filmmormalen gleichzeitig vor.

Die Auswertung der Magnetisierungskurven bei Feldern in der Ebene und entlang der Filmmormalen in Bezug auf ihre Form zeigt, daß die Magnetisierung unterhalb von 3.9 ML senkrecht zur Filmebene orientiert ist und über 4.5 ML in der Filmebene liegt. In dem dazwischenliegenden Bereich wird der Spinreorientierungsübergang beobachtet. Die Trennung der Magnetisierungskurven bei einem Feld in der Ebene in Komponenten der Richtungen in der Ebene und entlang der Filmmormalen ergibt voneinander unabhängige Hysteresekurven. Diese Beobachtung ist nur mit der Annahme eines Übergangs über den Bereich der Koexistenz mit dem gleichzeitigen Vorkommen der Komponenten zu vereinbaren.

In der Literatur wird vorhergesagt, daß sich der Spinreorientierungsübergang bei einem Feld in der Ebene zu geringeren Filmdicken verschiebt. Die Berechnung der transversalen Suszeptibilität im äußeren Feld und ohne Feld zeigt, daß das Auftreten von Singularitäten von der Art des Spinreorientierungsübergangs abhängig ist. Eine Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs wird ebenfalls in den Singularitäten der Suszeptibilität deutlich.

Die Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Filmdicke wurde sowohl ohne äußeres Feld als auch im äußeren Feld in der Ebene untersucht. Es wurden die Modulationsfelder in der Ebene und entlang der Filmmormalen verwendet. Bei dem Modulationsfeld in der Ebene kommt es zu einer Überlagerung von polarem und longitudinalem Kerr-Signal. Zur Tren-

nung der Komponenten wurden zwei verschiedene Methoden verwendet. Die Methoden zeigen im Bereich des Spinreorientierungsübergangs eine sehr gute Übereinstimmung.

Die (korrigierte) Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Filmdicke charakterisiert den Spinreorientierungsübergang von Co/Au(111) im Nullfeld durch Maxima bei beiden Richtungen des Modulationsfelds. Es wird ein jeweils ein Maximum bei der gleichen Filmdicke, $d_m = (4.38 \pm 0.07)$ ML gefunden, was nur durch eine Koexistenz der Orientierungen der Magnetisierung in der Ebene und entlang der Filmmormalen erklärt werden kann. Dieser Zustand wird durch eine gleichzeitige Besetzung der beiden Orientierungen beschrieben. Die Anteile der Orientierungen ändert sich kontinuierlich in Abhängigkeit von der Filmdicke.

Das äußere Feld in der Ebene verschiebt das Maximum der Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen zu geringeren Filmdicken. Hiermit wurde die theoretische Vorhersage bestätigt, daß sich der Spinreorientierungsübergang im Feld in Bezug auf die Filmdicke verschiebt. Die quantitative Auswertung bestätigt, daß es sich um einen Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz handelt.

Die Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene zu geringeren Filmdicken wird durch die Kerr-Mikroskopie an einem Kobaltkeil ebenfalls beobachtet. Die quantitative Auswertung der Asymmetrie aus dem remanenten Anfangszustand, erzeugt durch Felder in der Ebene und entlang der Filmmormalen, und demjenigen im Feld bestätigt den Zerfall der Magnetisierung in Domänen. Für den Ummagnetisierungsvorgang im Feld in der Ebene von 110 mT wurden die Anteile der Magnetisierungsorientierungen entlang der Filmmormalen und in der Ebene berechnet.

Der Einfluß der thermischen Instabilität von Co/Au(111) auf die Messungen wurde durch Untersuchung von Magnetisierungskurven in Abhängigkeit von der Zeit bei einem Feld entlang der Filmmormalen verdeutlicht. Der Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs verschiebt sich mit der Zeit zu größeren Filmdicken.

Durch die Experimente wurde nachgewiesen, daß das System Co/Au(111) einen Spinreorientierungsübergang über einen Bereich der Koexistenz von zwei Magnetisierungsorientierungen sowohl ohne äußeres Feld als auch im äußeren Feld zeigt. Die Magnetisierung zerfällt in Domänen mit Orientierung senkrecht und in der Ebene. Die Größe der Anteile ändert sich in Abhängigkeit von der Filmdicke. Experimentell konnte gezeigt werden, daß ein Feld in der Ebene den Spinreorientierungsübergang zu geringeren Filmdicken verschiebt.

A Ergänzungen zu den theoretischen Betrachtungen

A.1 Berechnung der transversalen Suszeptibilität im Feld (in der Ebene)

In diesem Abschnitt wird die Suszeptibilität bei einem statischen Feld in der Ebene für die Modulationsfelder in der Ebene (H_{\parallel}^{ω}) und parallel zur Filmmormalen (H_{\perp}^{ω}) bestimmt. Die Suszeptibilität ohne ein externes Feld wird in Abschnitt 2.2.1 berechnet.

Durch ein Modulationsfeld geringer Amplitude H^{ω} wird die Magnetisierung aus ihrer Gleichgewichtsorientierung im Feld θ_0 ausgelenkt. Die Suszeptibilität ist ein Maß für die Stärke dieser Auslenkung. Die Energie g_A (Gl. 2.8), die das System beschreibt, wird um den aus dem Modulationsfeld resultierenden Zeeman-Term ε^{ω} erweitert:

$$g_A + \varepsilon^{\omega} = a \sin^2 \theta + b \sin^4 \theta - \mu_0 M_s H \cos(\phi - \theta) - \mu_0 M_s H^{\omega} \cos \psi^{\omega}, \quad (\text{A.1})$$

wobei ψ^{ω} der Winkel zwischen Magnetisierung und Modulationsfeld ist. Nach Abb. 2.6 (Seite 12) gilt $\psi^{\omega} = \phi^{\omega} - \theta$. Alle weiteren Parameter werden in diesem Abschnitt als bekannt vorausgesetzt, da sie in Abschnitt 2.1.2, Seite 6 eingeführt wurden. Das Magnetfeld liegt in der Filmebene, d. h. $\phi = \pi/2$. Die Berechnung der Suszeptibilitäten bei einem externen Magnetfeld entlang der Filmmormalen verläuft analog ($\phi = 0$). Für die weitere Diskussion ist die Einführung der dimensionslosen Parameter

$$p = \frac{a}{2b}, \quad q = -\frac{\mu_0 H M_s}{4b} \quad \text{und} \quad q_{\omega} = -\frac{\mu_0 H^{\omega} M_s}{4b}. \quad (\text{A.2})$$

sinnvoll [9]. Gleichung A.1 wird damit zu

$$\frac{g_A + \varepsilon^{\omega}}{4|b|} = \text{sgn}(-q) \left(\frac{1}{2} p \sin^2 \theta + \frac{1}{4} \sin^4 \theta + q \sin \theta \right) + q_{\omega} \cos(\phi^{\omega} - \theta). \quad (\text{A.3})$$

Durch die Stabilitätsanalyse¹ von Gleichung A.1 bzw. A.3 werden die möglichen Magnetisierungsorientierungen im Gleichgewicht bestimmt.

$$\frac{1}{4|b|} \frac{d(g_A + \varepsilon^{\omega})}{d\theta} = \text{sgn}(-q) (p \sin \theta + \sin^3 \theta + q) \cos \theta + q_{\omega} \sin(\phi^{\omega} - \theta) = 0. \quad (\text{A.4})$$

¹Stabilitätsanalyse: $\frac{dg_A}{d\theta} = 0$ und $\frac{d^2 g_A}{d\theta^2} \geq 0$ (Gl. 2.6).

In der in Abb. 2.6 dargestellten Geometrie ist die Lösung von Gleichung A.4 für H_{\perp}^{ω} : $\theta_0 + \delta$ und für H_{\perp}^{ω} : $\theta_0 - \delta$, wobei δ der Effektivwert der Auslenkung aus der Gleichgewichtslage θ_0 ist. Die Suszeptibilität ist über

$$\chi = \frac{dM}{dH^{\omega}} = \frac{dM}{d\delta} \frac{d\delta}{dH^{\omega}} \quad (\text{A.5})$$

bestimmbar. Wenn das Modulationsfeld H^{ω} eine geringe Amplitude besitzt ($q^{\omega} \ll 1$), ist auch die Auslenkung sehr klein ($\delta \ll 1$) und die Suszeptibilität kann in einer Klein–Winkel–Näherung² berechnet werden [1]. Die Gleichgewichtsorientierung θ_0 ohne eine Modulation ist durch

$$\sin^3 \theta_0 + p \sin \theta_0 + q = 0 \quad \text{oder} \quad \cos \theta_0 = 0 \quad (\text{A.6})$$

definiert. Für den ersten Fall ist die Lösung eine verkippte Magnetisierung. In der Klein–Winkel–Näherung ergibt sich die Auslenkung δ aus Gleichung A.4 für $\theta = \theta_0 + \delta$ zu

$$\delta = -\text{sgn}(-q) \cdot \frac{q^{\omega} \sin(\phi^{\omega} - \theta_0)}{(p + 3 \sin^2 \theta_0) \cos^2 \theta_0}. \quad (\text{A.7})$$

Für $\theta = \theta_0 - \delta$ ist das Vorzeichen in Gl. A.7 umzukehren. Die Auslenkung δ ist identisch mit der im Nullfeldfall (Gl. 2.15). Im zweiten Fall liegt die Magnetisierung parallel zum externen Magnetfeld in der Ebene ($\theta_0 = \frac{\pi}{2}$) und die Auslenkung δ ergibt sich zu

$$\delta = \text{sgn}(-q) \cdot \frac{q^{\omega} \sin(\phi^{\omega} - \theta_0)}{2p + q + 1} \quad (\text{A.8})$$

($\theta = \theta_0 - \delta$). Wenn die Orientierung des Modulationsfeldes und der Magnetisierung parallel zueinander ist, kann keine Auslenkung aus der Gleichgewichtslage erfolgen und die transversale Suszeptibilität ist null. Für die Orientierung der Magnetisierung parallel zum externen Feld in der Ebene ist daher nur bei Modulation entlang der Filmnormalen eine Suszeptibilität zu erwarten.

Mit den Gleichungen A.7 bzw. A.8 können die Änderungen der Auslenkung δ mit dem Modulationsfeld bestimmt werden ($d\delta/dH^{\omega}$). Außerdem wird die Änderung der Magnetisierung in Bezug auf die Auslenkung benötigt (vgl. Gl. A.5). Zunächst ist die Magnetisierung in Projektion auf das Modulationsfeld zu bestimmen. Liegt das Modulationsfeld in der Filmebene, so beträgt die Magnetisierung

$$M_{\perp} = M_s \sin(\theta_0 + \delta). \quad (\text{A.9})$$

Bei einem Modulationsfeld entlang der Filmnormalen gilt

$$M_{\perp} = M_s \cos(\theta_0 - \delta). \quad (\text{A.10})$$

² Klein–Winkel–Näherung: $\sin(\theta_0 + \delta) = \sin \theta_0 + \delta \cos \theta_0$, $\cos(\theta_0 + \delta) = \cos \theta_0 - \delta \sin \theta_0$ und $\sin^3(\theta_0 + \delta) = \sin^3 \theta_0 + 3\delta \cos \theta_0 \sin^2 \theta_0$.

Die Änderung der Magnetisierung ist näherungsweise durch

$$\frac{dM_{\parallel}}{d\delta} = M_s \cos \theta_0 \quad \text{und} \quad \frac{dM_{\perp}}{d\delta} = M_s \sin \theta_0 \quad (\text{A.11})$$

gegeben. Durch Einsetzen in Gleichung A.5 wird die transversale Suszeptibilität bestimmt. Tabelle A.1 faßt die auf diese Weise erhaltenen Suszeptibilitäten zusammen (vgl. auch im Haupttext Tabelle 2.3 auf Seite 15).

Tabelle A.1: Transversale Suszeptibilitäten bei einem externen Magnetfeld in der Ebene (gültig für $b > 0$ und $b < 0$).

	verkippte Magn. ($0 < \theta_0 < \pi/2$)	Magn. in der Ebene ($\theta_0 = \pi/2$)
Modulation H_{\parallel}^{ω}	$\chi_{\parallel} = \text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a+12b \sin^2 \theta_0}$	0
Modulation H_{\perp}^{ω}	$\chi_{\perp} = \text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a+12b \sin^2 \theta_0} \cdot \tan^2 \theta_0$	$\chi_{\perp} = -\text{sgn}(b) \cdot \frac{\mu_0 M_s^2}{2a+4b-\mu_0 H M}$

A.2 Singularitäten der transversalen Suszeptibilität im Feld

Das Auftreten von Singularitäten in der Suszeptibilität ist mit Phasenübergängen verknüpft. In den im vorherigen Abschnitt und in Tabelle A.1 bzw. Tabelle 2.3 aufgelisteten Suszeptibilitäten ist nicht offensichtlich, unter welchen Bedingungen Singularitäten auftreten. In diesem Abschnitt wird dieses Problem diskutiert.

Für den Fall der Orientierung der Magnetisierung in der Ebene ($\theta_0 = \pi/2$), existiert nur eine transversale Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmmormalen (H_{\perp}^{ω}). Im Nenner ist explizit eine Feldabhängigkeit enthalten. Für eine Singularität in χ_{\perp} muß $2a + 4b - \mu_0 H M_s = 0$ gelten. Mit $r = a/b$ und $\bar{H}_{\perp} = \frac{\mu_0 H M_s}{8|b|}$ folgt für $b \neq 0$.

$$\bar{H}_{\perp} = \text{sgn}(b) \cdot \frac{1}{4}(r + 2) \quad (\text{A.12})$$

Nach Tabelle 2.1 ist dies sowohl für Übergänge über eine verkippte Magnetisierung ($b > 0$) als auch für Übergänge über den Bereich der Koexistenz ($b < 0$) die Beschreibung der linearen Phasengrenze.

Bei der verkippten Magnetisierung ($0 < \theta_0 < \pi/2$) ist das Auftreten von Nullstellen im Nenner durch

$$2a + 12b \sin^2 \theta_0 = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \sin^2 \theta_0 = -\frac{p}{3} \quad \text{mit} \quad p = \frac{a}{2b} \quad (\text{A.13})$$

bestimmt. Durch $0 \leq \sin \theta_0 \leq 1$ ($0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$) ist der Wertebereich von p auf $-3 \leq p \leq 0$ beschränkt. Die Projektion der Magnetisierung auf das Magnetfeld in der Ebene ist durch $M_-/M_s = \sin \theta_0$ bestimmt. Dieser Wert muß der Gleichung A.6 genügen [9], d. h.

$$p \sin \theta_0 + \sin^3 \theta_0 + q = 0 \quad \text{mit} \quad q = -\frac{\mu_0 H M_s}{4b}. \quad (\text{A.14})$$

Einsetzen von Gleichung A.13 in A.14 liefert

$$p \sin \theta_0 - \frac{p}{3} \sin^3 \theta_0 + q = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \sin \theta_0 = -\frac{3q}{2p}. \quad (\text{A.15})$$

Da weiterhin $0 \leq \sin \theta_0 \leq 1$ und $-3 \leq p \leq 0$ gilt, folgt für q

$$0 \leq q \leq 2. \quad (\text{A.16})$$

Für Übergänge über eine verkippte Magnetisierung gilt $b > 0$. Damit ist $q < 0$, was ein Widerspruch zu Gleichung A.16 ist. Gleichung A.13 hat folglich keine Nullstellen und $\chi_=-$ zeigt deshalb im Feld keine Singularität.

Bei einem Spinreorientierungsübergang über die Koexistenz ist $b < 0$ und damit $q > 0$. Durch Umformen von Gleichung A.13 und Gleichung A.15 ergibt sich

$$\frac{p^3}{27} = -\frac{q^2}{4} \quad \text{für} \quad -3 \leq p \leq 0 \quad \text{und} \quad 0 \leq q \leq 2. \quad (\text{A.17})$$

Durch Rücksubstitution mit $p = \frac{1}{2}r$ und $q = 2\bar{H}_-$ folgt $\bar{H}_- = -\frac{r^{3/2}}{(6\sqrt{6})}$. Nach Tabelle 2.1 (Seite 7) ist dies die Beschreibung der nichtlinearen Phasengrenze bei einem externen Magnetfeld in der Ebene.

B Häufig verwendete Bezeichnungen und Akronyme

MOKE	Magneto-optischer Kerr-Effekt
LEED	Beugung niederenergetischer Elektronen
MEED	Beugung mittlereenergetischer Elektronen
w. E.	willkürliche Einheiten
χ	Suszeptibilität
M	Magnetisierung
M_s	Sättigungsmagnetisierung
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$	magnetische Feldkonstante des Vakuums.
H_{\parallel}^{ω}	Modulationsfeld in der Ebene
H_{\perp}^{ω}	Modulationsfeld entlang der Filmnormalen
H_{\parallel}	Magnetfeld in der Ebene
H_{\perp}	Magnetfeld entlang der Filmnormalen
θ	Winkel zwischen der Filmnormalen und der Magnetisierung
d	nominelle Filmdicke, Angabe meist in atomaren Lagen (Monolagen=ML)
$K_i = K_{iv} + \frac{K_s}{d}$	Anisotropiekonstante
$a = K_{1v} - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 + \frac{K_{1s}}{d}$	Anisotropieparameter erster Ordnung
$b = K_{2v} + \frac{K_{2s}}{d}$	Anisotropieparameter zweiter Ordnung

$M_s = 1.44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$	Sättigungsmagnetisierung von Cobalt [26]
1 ML Kobalt	$2.0 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ [27]
$K_{1FK} = 5.0 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$	erste Anisotropiekonstante des Festkörpers Kobalt [26]
$K_{2FK} = 1.25 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$	zweite Anisotropiekonstante des Festkörpers Kobalt [26]

Abbildungsverzeichnis

2.1	Phasendiagramm für die Orientierung der Magnetisierung ohne äußeres Feld	5
2.2	Bezeichnungen der Winkel zwischen Magnetisierung, Magnetfeld und leichter Richtung	6
2.3	Phasendiagramme für die Orientierung der Magnetisierung bei Magnetfeldern in der Filmebene und entlang der Filmnormalen	8
2.4	Magnetisierung für die verschiedenen Spinreorientierungsübergänge in Abhängigkeit von r bei verschiedenen Magnetfeldern in der Filmebene	9
2.5	Definition der parallelen und transversalen Suszeptibilität	11
2.6	Bezeichnungen der Winkel zwischen Magnetisierung, Modulationsfeld und leichter Richtung	12
2.7	Transversale Suszeptibilität im Nullfeld für die Spinreorientierungsübergänge	14
2.8	Transversale Suszeptibilitäten in einem Feld in der Ebene für den Spinreorientierungsübergang über eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung	16
2.9	Transversale Suszeptibilitäten für einen Übergang über einen Bereich der Koexistenz in einem Feld in der Ebene	17
2.10	Besetzungswahrscheinlichkeiten im Koexistenzbereich	20
2.11	Transversale Suszeptibilität nach dem Besetzungsmodell im Nullfeld	21
2.12	Verschiedene allgemein verwendete MOKE-Geometrien	23
2.13	Definition von Rotation θ_K und Elliptizität ε	25
3.1	Schematischer Querschnitt durch die Hauptebene der UHV-Kammer	27
3.2	Aufbau eines MOKE-Systems	31
3.3	Long. und polare MOKE-Geometrien in der Hauptebene der UHV-Kammer	32
4.1	LEED- und MEED-Aufnahmen der Gold(111)-Oberfläche	35
4.2	MEED-Oszillationen während des Wachstums von Kobalt auf Gold(111) .	36
5.1	Magnetisierungskurven bei verschiedenen Filmdicken in polarer und longitudinaler MOKE-Geometrie	38
5.2	Effektive Anisotropie in Abhängigkeit von der Filmdicke	39
5.3	Das Verhältnis von Remanenz zu Sättigung in Abhängigkeit von der Filmdicke	40
5.4	Abhängigkeit der Kerr-Elliptizität von der Filmdicke	42
5.5	Veränderung von Magnetisierungskurven in polarer Geometrie mit der Zeit	43

5.6	Das Verhältnis von Remanenz zu Sättigung in Abhängigkeit von der Zeit . . .	44
5.7	Suszeptibilität während der ersten und der Nachbedampfung mit Kobalt . . .	45
5.8	Kerr-Kurve in longitudinaler Geometrie bei einem Feld in der Ebene im Spinreorientierungsübergang ($d = 4.07$ ML)	47
5.9	Rein longitudinale, polare und longitudinale Magnetisierungs- bzw. Kerr-Kurven bei einem Feld in der Ebene ($d = 4.29$ ML)	49
6.1	Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen in long. Geometrie	52
6.2	Suszeptibilität bei Modulation entlang der Filmnormalen in polarer und longitudinaler Geometrie	53
6.3	Suszeptibilität bei Modulation in der Filmebene in longitudinaler Geometrie	55
6.4	Suszeptibilität in longitudinaler und polarer Geometrie bei Modulation in der Filmebene	56
6.5	Vergleich der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} in polarer Geometrie mit der reskalierten Suszeptibilität χ_{\perp}	56
6.6	Suszeptibilität bei Modulation in der Filmebene, longitudinale Geometrie mit „negativem“ Einfallswinkel	57
6.7	Realteile der Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene, separiert in longitudinales und polares Kerr-Signal	59
6.8	Vergleich von $\chi_{=}$ mit dem gemischten Signal in longitudinaler Geometrie .	60
6.9	Phasenlage der Modulationsfelder bei der Kombinationsmessung	60
6.10	Kombinationsmessung zur Bestimmung der relativen Lage der Maxima bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen	61
6.11	Suszeptibilitäten χ_{\perp} und $\chi_{=}$ in Abhängigkeit von der Filmdicke (SI-Einheiten)	63
6.12	Realteile der Suszeptibilitäten in polarer Geometrie bei Modulation in der Ebene und entlang der Filmnormalen (χ_{\perp}).	66
6.13	Suszeptibilität bei einem Modulationsfeld entlang der Filmnormalen im äußeren Feld in der Ebene	67
6.14	Verschiebung des Suszeptibilitätsmaximums im Feld gegenüber dem Maximum im Nullfeld (Modulation entlang der Filmnormalen)	68
6.15	Der Einfluß des Feldes in der Ebene auf die Suszeptibilität χ_{\perp}	68
6.16	Größe der Maxima von χ_{\perp} in Abhängigkeit von dem Feld in der Ebene . . .	69
6.17	Einfluß des Feldes in der Ebene auf die Suszeptibilität bei Modulation in der Ebene	69
6.18	Verschiebung des Maximums der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} im Feld in der Ebene: Auswertung für die Annahme eines Spinreorientierungsübergangs über die kontinuierliche Drehung der Magnetisierung	71
6.19	Verschiebung des Maximums der Suszeptibilität bei H_{\perp}^{ω} im Feld in der Ebene: Auswertung unter der Annahme eines Spinreorientierungsübergangs über die Koexistenz	73
7.1	Kerr-Mikroskopie: Kobaltkeil auf Au(111) (Topographie)	75
7.2	Kerr-Mikroskopie: Orientierung der Magnetfelder im Experiment	76

7.3	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen zur Bestimmung des longitudinalen und polaren Beitrags zur Kerr-Rotation	77
7.4	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen eines Kobaltkeils im Dickenbereich des Spinreorientierungsübergangs bei verschiedenen Vormagnetisierungen	79
7.5	Verwendete Konfigurationen der Magnetfelder für die Kerr-Mikroskopie	81
7.6	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 1	82
7.7	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 2	83
7.8	Quantitative Auswertung der Asymmetrien der Konfiguration 2	84
7.9	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 3	84
7.10	Quantitative Auswertung der Asymmetrien der Konfiguration 3	85
7.11	Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der Konfiguration 4	86
7.12	Quantitative Auswertung der Asymmetrien der Konfiguration 4	86
7.13	Vergleich der Feld- und Remanenzasymmetrien der Konfigurationen	87
7.14	Konfiguration 1: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.	88
7.15	Konfiguration 3: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.	89
7.16	Konfiguration 2: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.	90
7.17	Konfiguration 4: Schema des Ummagnetisierungsvorgangs.	91
7.18	Vergleich der Asymmetrien (a) Schematische Darstellung der Feldasymmetrien (b) Summen der gemessenen Feldasymmetrien	92
7.19	Anteile der Magnetisierung entlang der Filmnormalen und in der Ebene in Abhängigkeit von der Filmdicke	92
7.20	Verschiebung des Spinreorientierungsübergangs im Feld in der Ebene	93

Tabellenverzeichnis

2.1	Phasengrenzen für die Orientierung der Magnetisierung im Magnetfeld . . .	7
2.2	Transversale Suszeptibilität der verschiedenen magnetischen Phasen im Nullfeld	13
2.3	Transversale Suszeptibilität bei einem externen Magnetfeld in der Ebene . .	15
2.4	Der Kerr-Winkel $\Phi_K = \theta_K + i\varepsilon$ von Co/Au(111)	26
5.1	Experimentell bestimmte Kerr-Elliptizität von Kobalt auf Gold(111)	41
8.1	Experimentell bestimmte Anisotropiekonstanten für Co/Au(111)	97
A.1	Transversale Suszeptibilitäten bei einem externen Magnetfeld in der Ebene (gültig für $b > 0$ und $b < 0$)	3

Literaturverzeichnis

- [1] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* (Clarendon Press, Oxford, 1997).
- [2] K.-H. Hellwege, *Einführung in die Festkörperphysik*, 3. Auflage (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- [3] L. Néel, *Le Journal de Physique et le Radium* **15**, 225 (1954).
- [4] C. Chappert und P. Bruno, *Journal of Applied Physics* **64**, 5736 (1988).
- [5] W. J. de Jonge, P. J. H. Bloemen und J. J. A. den Broeder, in *Ultrathin Magnetic Structures*, hrsg. von J. A. C. Bland und B. Heinrich (Springer-Verlag, Berlin, 1994), Band. I, Kap. 2.3.
- [6] Neuere Veröffentlichungen über Systeme mit senkrechter Magnetisierung und Spinreorientierungsübergang:
A. Berger und H. Hopster, *Physical Review Letters* **76**, 519 (1996). C. S. Arnold, D. P. Pappas und A. P. Popov, *Physical Review Letters* **83**, 3305 (1999). T. Duden und E. Bauer, *Physical Review Letters* **77**, 2308 (1996). E. Mentz, A. Bauer, T. Günther und G. Kaindl, *Physical Review B* **60**, 7379 (1999). M. Farle, B. Mirwald-Schulz, A. N. Anisimov, W. Platow, und K. Baberschke, *Physical Review B* **55**, 3708 (1997). K. Baberschke, *Applied Physics A* **62**, 417 (1996). K. Baberschke und M. Farle, *Journal of Applied Physics* **81**, 5038 (1997). P. Pouloupoulos, J. Lindner, M. Farle und K. Baberschke, *Surface Science* **437**, 277 (1999).
- [7] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Elektrodynamik der Kontinua*, Band 8 des *Lehrbuchs der Theoretischen Physik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1985).
- [8] H. Horner und C. M. Varma, *Physical Review Letters* **20**, 845 (1968).
- [9] Y. T. Millev, H. P. Oepen und J. Kirschner, *Physical Review B* **57**, 5837 (1998).
- [10] Y. T. Millev, H. P. Oepen und J. Kirschner, *Physical Review B* **57**, 5848 (1998).
- [11] R. Allenspach, M. Stampanoni und A. Bischof, *Physical Review Letters* **65**, 3344 (1990).
- [12] M. Speckmann, H. P. Oepen und H. Ibach, *Physical Review Letters* **75**, 2035 (1995).
- [13] M. Speckmann, Dissertation, Technische Hochschule Aachen, 1996.
- [14] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev und J. Kirschner, *Physical Review B* **55**, 2752 (1997).
- [15] H. P. Oepen, Y. T. Millev und J. Kirschner, *Journal of Applied Physics* **81**, 5044 (1997).
- [16] A. Wadas, M. Dreyer, M. Kleiber und R. Wiesendanger, *Applied Physics A* **66**, 465 (1998).

- [17] G. Bayreuther, P. Bruno, G. Lugert und C. Turtur, *Physical Review B* **40**, 7399 (1989).
- [18] M. H. Wiedmann, B. N. Engel, R. A. Van Leeuwen, Ko Mibu, T. Shinjo und C. M. Falco, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **313**, 531 (1993).
- [19] P. Bruno, G. Bayreuther, P. Beauvillain, C. Chappert, G. Lugert, J. P. Renard und J. Seiden, *Journal of Applied Physics* **69**, 5759 (1990).
- [20] A. Kirilyuk, J. Ferré, V. Grolier, J. P. Jamet und D. Renard, *Journal of Magnetism und Magnetic Materials* **171**, 45 (1997).
- [21] Y. Millev und J. Kirschner, *Physical Review B* **54**, 4137 (1996).
- [22] H. B. G. Casimir, J. Smit, U. Enz, J.F. Fast, H. P.J. Wijn, E. W. Gorter, A. J. W. Duyvesteyn, J. D. Fast, J. J. de Jonge, *Journal de Physique et le Radium* **20**, 360 (1959).
- [23] E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **240 A**, 599 (1948).
- [24] S. Nieber und Kronmüller, *Phys. Stat. Sol. B* **165**, 503 (1991).
- [25] J. C. Oliveira de Jesus und W. Kleemann, *Journal of Magnetism und Magnetic Materials* **169**, 159 (1997).
- [26] *Landolt–Börnstein Neue Serie*, Band 19 Teilband a, hrsg. von K.-H. Hellwege und O. Madelung (Springer–Verlag, Berlin, 1986).
- [27] N. W. Ashcroft and I. Mermin, *Solid State Physics* (W. B. Saunders Company, Philadelphia, 1976).
- [28] E. Kneller, *Ferromagnetismus* (Springer–Verlag, Berlin, 1962).
- [29] L. D. Landau und E. M. Lifschitz, *Statistische Physik*, Band 8 des *Lehrbuchs der Theoretischen Physik* (Akademie-Verlag, Berlin, 1966).
- [30] T. Duden und E. Bauer, *MRS Symp.* **475**, 283 (1997).
- [31] A. Hubert und R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer–Verlag, Berlin, 1998).
- [32] *Landolt–Börnstein*, Band 2 Teilband 9, hrsg. von K.-H. Hellwege und A. M. Hellwege (Springer–Verlag, Berlin, 1962).
- [33] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, *Journal of Magnetism und Magnetic Materials* **89**, 107 (1990).
- [34] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader, *Physical Review B* **43**, 6423 (1991).
- [35] Z. J. Yang und M. R. Scheinfein, *Journal of Applied Physics* **74**, 6810 (1993).
- [36] M. Mansuripur, *Journal of Applied Physics* **67**, 6466 (1990).
- [37] Z. Q. Qiu und S. D. Bader, in *Nonlinear Optics in Metals*, hrsg. von K. H. Bennemann (Clarendon Press, Oxford, 1998), Kap. 1.
- [38] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen und J. Kirschner, *Journal of Magnetism und Magnetic Materials* (1999), angenommen.

- [39] R. M. Osgood III, K. T. Riggs, A. E. Johnson, J. E. Mattson, C. H. Sowers und S. D. Bader, *Physical Review B* **56**, 2627 (1997).
- [40] J. H. Weaver, in *CRC Handbook of Chemistry und Physics*, 69 Aufl., hrsg. von R. C. Weast, M. J. Astle und W. H. Beyer (CRC, Boca Raton, 1988), pp. E-387.
- [41] D. Weller, G. R. Harp, R. F. C. Farrow, A. Cebollada und J. Sticht, *Physical Review Letters* **72**, 2097 (1994).
- [42] G. S. Krinchik und V. A. Artem'ev, *Sov. Phys. JETP* **26**, 1080 (1968).
- [43] P. B. Johnson und R. W. Christy, *Physical Review B* **6**, 4370 (1972).
- [44] P. B. Johnson und R. W. Christy, *Physical Review B* **9**, 5056 (1974).
- [45] G. Gerth, 1997. B. Gehring, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1993.
- [46] S. Knappmann, Diplomarbeit, Universität Münster, 1994.
- [47] Firma MaTeck, Jülich, 1996.
- [48] L. E. Davis, N. C. MacDonald P. W. Palmberg, G. E. Riach und R. E. Weber *Handbook of Auger Electron Spectroscopy* (Physical Electronics Industries Inc., Eden Prairie, 1976).
- [49] A. Suciu, Diplomarbeit, RWTH Aachen, 1991.
- [50] Z. Q. Qiu, J. Pearson und S. D. Bader, *Physical Review B* **45**, 7211 (1992).
- [51] A. Berger, S. Knappmann und H. P. Oepen, *Journal of Applied Physics* **75**, 5598 (1994).
- [52] J. Giergiel und J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **67**, 2937 (1996).
- [53] D. M. Zehner und J. F. Wendelken, in *Proc. 7th Int. Vac. Congr. & 3rd Intern. Conf. Solid Surfaces* (Berger, F. und Söhne, Wien, 1977).
- [54] M. A. Van Hove, R. J. Koestner, P. C. Stair, J. P. Bibérian, L. L. Kesmodel, I. Bartos und G. A. Somorjai, *Surface Science* **103**, 189 (1981).
- [55] A. R. Sandy, S. G. J. Mochrie, D. M. Zehner, K. G. Huang und D. Gibbs, *Physical Review B* **43**, 4667 (1991), und dort enthaltene Referenzen.
- [56] C. Wöll, S. Chiang, J. Wilson, R. und P. H. Lippel, *Physical Review B* **39**, 7988 (1989).
- [57] M. M. Dovek, C. A. Lang, J. Nogami und C. F. Quate, *Physical Review B* **40**, 11973 (1989).
- [58] V. Barth, J., H. Brune, G. Ertl und J. Behm, R., *Physical Review B* **42**, 9307 (1990).
- [59] B. Voigtländer, G. Meyer und N. M. Amer, *Physical Review B* **44**, 10354 (1991).
- [60] J. P. Renard und G. Nihoul, *Phil. Mag. B* **55**, 75 (1987).
- [61] C. Dupas, P. Beauvillain, C. Chappert, J. P. Renard, F. Trigui, P. Veillet, E. Vélú und D. Renard, *Journal of Applied Physics* **67**, 5680 (1990).

- [62] E. Arduin, H. Snoeck und M. J. Casanove, Journal of Crystal Growth **182**, 394 (1997).
- [63] A. Murayama, K. Hyomi, J. Eickmann und C. M. Falco, Physical Review B **58**, 8596 (1998).
- [64] J. A. Meyer, I. D. Baikie, E. Kopatzki und R. J. Behm, Surface Science **365**, L647 (1996).
- [65] D. D. Chambliss, R. J. Wilson und S. Chiang, J. Vac. Sci. Technol. **B 9**, 933 (1991).
- [66] D. D. Chambliss, R. J. Wilson und S. Chiang, Physical Review Letters **66**, 1721 (1991).
- [67] J. Wollschläger und N. M. Amer, Surface science **277**, 1 (1992).
- [68] M. T. Johnson, H. Bloemen, P. J., A. den Broeder, F. J. und J. J. de Vries, Rep. Prog. Phys. **59**, 1409 (1996).
- [69] H. F. Ding, S. Pütter, H. P. Oepen und J. Kirschner, (1999) in Vorbereitung.
- [70] M. Farle, A. Berghaus, Y. Li und K. Baberschke, Physical Review B **42**, 4873 (1990).
- [71] Z. Q. Qiu, J. Pearson und S. D. Bader, Physical Review B **46**, 8195 (1992).
- [72] D. Weller, in *Spin Orbit Influenced Spectroscopies*, hrsg. von H. Ebert und G. Schütz (Springer, Berlin, 1996), Seite 1–28.
- [73] B. N. Engel, M. H. Wiedmann, R. A. Van Leeuwen und C. M. Falco, Physical Review B **48**, 9894 (1993).
- [74] S. Ould-Mahfoud, R. Megy, N. Bardou, B. Bartenlian, P. Beauvillain, C. Chappert, J. Corno, B. Lecouyer, G. Sczigel, P. Veillet und D. Weller, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. **313**, 251 (1993).
- [75] *Binary alloy phase diagrams*, hrsg. von Massalski (William W. Scott, Jr., 1990), ISBN 0-87170-404-8.
- [76] A. R. Miedema, Zeitschrift für Metallkunde **69**, 287 (1978).
- [77] H. L. Skriver und N. M. Rosengaard, Physical Review B **46**, 7157 (1992).
- [78] M. Dreyer, M. Kleiber, A. Wadas und R. Wiesendanger, Physical Review B **59**, 4273 (1999).
- [79] Z. Q. Qiu, J. Pearson und S. D. Bader, Physical Review Letters **70**, 1006 (1993).
- [80] M. Farle, K. Baberschke, U. Stetter, A. Aspelmeier und F. Gerhardter, Physical Review B **47**, 11 571 (1993).
- [81] A. Hubert, in *Kerroptische Mikroskopie* (Forschungszentrum Jülich, Jülich, 1993), 24. IFF Ferienkurs, Kap. 34.
- [82] V. Grolier, J. Ferré, A. Maziewski, E. Stefanowicz und D. Renard, Journal of Applied Physics **73**, 5939 (1993).
- [83] A. Murayama, K. Hyomi, J. Eickmann und C. M. Falco, Journal of Applied Physics **82**, 6186 (1997).
- [84] H. Yamazaki, Y. Tanaka und K. Katsumata, Journal of Applied Physics **81**, 4706 (1997).
- [85] Verwendetes Textsatzsystem: L^AT_EX2 ϵ .

Danke!

An dieser Stelle möchte ich allen, die an dem Zustandekommen dieser Arbeit beteiligt waren, meinen herzlichen Dank aussprechen. Ohne die viele Hilfe verschiedenster Art ist das Verfassen einer solchen Arbeit nicht möglich.

Namentlich möchte ich zuerst Herrn Professor J. Kirschner, der mir die Möglichkeit gegeben hat, an dem Institut eine Dissertation anzufertigen, danken. Sein beständiges Interesse am Fortgang der Arbeit und seine Anregungen haben sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Herrn Dr. H. P. Oepen ist zu verdanken, daß mir das Interesse an der Physik (fast) nie abhanden gekommen ist. Seine Diskussionsbereitschaft, fordernde Neugier und konstruktive Kritik haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Er hatte für Probleme immer ein offenes Ohr und verstand es, sie z. B. mit dem Ausruf „**Das ist Physik, Frau Pütter!!!**“ weniger schwer aussehen zu lassen, was der Motivation, die Probleme zu lösen, sehr zugute kam.

Ohne die zahlreichen Kollegen wäre auch das Leben eines Physikers grau. Ich danke deshalb den Kollegen Dr. Wulf Wulfhekel, Dr. Elena Vedmedenko, Dr. Wim Lutzke, Haifeng Ding, Fabrizio Porrati, Dr. Gerold Steierl und Roger Pflanz für die Farben, die sie in das Leben am Institut gebracht haben. Besonders möchte ich Haifeng Ding für seine Ideen in Bezug auf den magneto-optischen Kerr-Effekt und für einige Hysteresemessungen, die ich für diese Arbeit mitverwenden durfte, danken.

Weiterhin möchte ich mich bei den technischen Mitarbeitern, Herrn Gerth für die Konstruktion des Probenhalters und Herrn Hunold für die kontinuierliche Unterstützung bei den Umbauten an der UHV-Kammer, bedanken. Genauso gilt mein Dank den Mitarbeitern der elektronischen und mechanischen Werkstätten. Ohne ihre Bereitschaft, in dringenden Fällen „mal eben schnell“ fehlende Teile zu bauen bzw. zu reparieren, hätte die Durchführung der Experimente deutlich länger gedauert. Besonders möchte ich dabei Herrn M. Oppelt erwähnen, ohne sein Wissen und Fingerspitzengefühl hätte das SAM 590 sicher längst mal wieder den Geist aufgegeben.

Für das sorgfältige Durcharbeiten des Manuskripts und die viele konstruktive Kritik danke ich Herrn Dr. H. P. Oepen, Dr. W. Wulfhekel, Michael sowie Burgi und Jochen.

Abschließend möchte ich meinen Eltern und meiner Schwester für ihr reges Interesse und die seelische Unterstützung besonders in den letzten Tagen, Wochen und Monaten danken.

... und Michael dafür, daß die Danksagung in meiner Diplomarbeit immernoch und weiterhin gültig ist.

Erklärung

Ich versichere hiermit, die vorliegende Dissertation

**Spinreorientierungsübergänge in ultradünnen Filmen:
Der Einfluß von äußeren Feldern**

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

Halle, 30. November 1999

Sabine Pütter

Lebenslauf

Name Sabine Pütter
geboren am 26.07.1970
in Wolfsburg

Bildungsweg

Schulausbildung	1977 – 1981	Grundschule Gr. Twülpstedt
	1981 – 1983	Orientierungsstufe Velpke
	1983 – 1990	Ratsgymnasium Wolfsburg,
	08.05.1990	Allgemeine Hochschulreife
Studium	Okt. 1990	Beginn des Physikstudiums an der TU Braunschweig
	23.07.96	Diplomprüfung in Physik
Diplomarbeit		<i>„Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung und Wechselfeldsuszeptibilität von Systemen aus Stoner–Wohlfarth Teilchen“</i> betreut von Prof. Dr. Hesse, Institut für Metallphysik und Nukleare Festkörperphysik
Beruf	seit Okt. 1996	wissenschaftliche Mitarbeiterin am Max–Planck–Institut für Mikrostrukturphysik mit dem Ziel der Promotion betreut von Prof. Dr. Kirschner

Halle, 30. November 1999

Sabine Pütter

