
**Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme —
Charakterisierung, Modellierung und Anwendung**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

Vorgelegt im Fachbereich 10 - Mathematik & Naturwissenschaften
der Universität Kassel

Vorgelegt von: Dipl. Nano-Sc. Nicolas David Möglich

Tag der Disputation: 15. Juni 2016

Gutachter: Prof. Dr. Arno Ehresmann
Prof. Dr. Günter Reiss

Prüfer: Prof. Dr. Philipp Demekhin
Prof. Dr. Gustavo Miguel Pastor

Kassel, Juni 2016



**U N I K A S S E L
V E R S I T Ä T**

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Formen von Magnetismus	3
2.1.1	Diamagnetismus	4
2.1.2	Paramagnetismus	4
2.1.3	Ferromagnetismus	6
2.1.4	Ferri- und Antiferromagnetismus	7
2.1.5	Superparamagnetismus	8
2.2	Anisotropien im Ferromagnet	9
2.2.1	Formanisotropie	9
2.2.2	Kristallanisotropie	9
2.2.3	Sonstige Anisotropien	10
2.2.4	Externe Magnetfelder	11
2.3	Exchange Bias	11
2.3.1	Phänomenologie	12
2.3.2	Modellierung von EB-Systemen	18
2.4	Magnetooptischer Kerr-Effekt	31
2.4.1	Geometrien	32
2.4.2	Makroskopischer Formalismus	33
2.4.3	Möglichkeiten zur Verstärkung des Kerr-Effekts	38
3	Experimentelle Grundlagen	39
3.1	Schichtherstellung	39
3.2	Feldkühlverfahren	40
3.3	Ionenstrahlanlage	41
3.3.1	Erzeugung der Ionen	41
3.3.2	Beschleunigung und Fokussierung	41
3.3.3	Positionierung der Probe	42

3.4	Optische Lithographie	42
4	Entwicklung und Aufbau von magnetooptischer Sensorik	43
4.1	Lichtquelle	44
4.1.1	Strahlstabilität	44
4.1.2	Polarisation	44
4.1.3	Wellenlänge	46
4.1.4	Fazit und Auswahl der Komponenten	47
4.2	Messgeometrie	47
4.3	Erzeugung des externen Magnetfelds	49
4.4	Detektorsysteme	50
4.4.1	Fokussierung	50
4.4.2	Polarisationsanalyse	50
4.4.3	Signal-Rausch-Verhältnis	53
4.4.4	Fortgeschrittene Detektionssysteme	53
4.4.5	Fazit zur Detektoreinheit	54
4.5	Messablauf	55
4.6	AR-MOKE	55
4.7	L-MOKE	56
4.8	V-MOKE	56
5	Untersuchung des magnetooptischen Ansprechvermögens	61
5.1	Methodenbeschreibung der Auswertung	63
5.2	Simulation der Bewertungsfaktoren	69
5.3	Vergleich von F	70
5.3.1	Theoretische Charakterisierung	71
5.3.2	Experimentelle Charakterisierung	71
5.4	Einfluss Si-Deckschicht	76
5.4.1	Genereller Einfluss der Deckschicht auf das magnetooptische Ansprechvermögen	76
5.4.2	Theoretische Charakterisierung von EB-Systemen mit Si als Deckschicht	78
5.4.3	Experimentelle Charakterisierung von EB-Systemen mit Si als Deckschicht	79
5.5	Si-Pufferschicht bei transparentem Substrat	85
5.5.1	Theoretische Charakterisierung von EB-Systemen mit trans- parentem Substrat und Si-Pufferschicht	85

5.5.2	Experimentelle Charakterisierung von EB-Systemen mit transparentem Substrat und Si-Pufferschicht	88
5.6	Zusammenfassung und Fazit	92
6	Modellierung der magnetischen Anisotropie von EB-Systemen	95
6.1	Modellierung	96
6.1.1	Berechnung der Hysterese	96
6.1.2	Anisotropien des F	98
6.1.3	Vom AF induzierte Anisotropiebeiträge	99
6.2	Einfluss der verschiedenen Anisotropien	102
6.2.1	Variation von K_F	103
6.2.2	Variation von J_{HC}^{eff}	105
6.2.3	Variation von τ_{K2}	105
6.2.4	Variation von $\gamma_{EB} - \gamma_F$	106
6.2.5	Zusammenfassung der Parametervariation	109
6.3	Experimentelle Bestimmung von $H_{EB}(\varphi_{ext})$ und $H_C(\varphi_{ext})$	109
6.4	Einfluss der Magnetisierungshistorie auf $H_{EB}(\varphi_{ext})$ und $H_C(\varphi_{ext})$. . .	116
6.5	Quantitative Bestimmung von Materialparametern	118
6.6	Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf die Materialparameter von EB-Systemen	123
6.7	Zusammenfassung	128
7	Magnetisches Echtheitszertifikat	131
7.1	Prinzip des Echtheitsmerkmals	132
7.2	Entwicklung einer Ausleseeinheit	134
7.3	Demonstration der Funktionen	136
7.4	Ausblick	137
7.5	Zusammenfassung	138
8	Zusammenfassung	139
	Verzeichnisse	141
	Literaturverzeichnis	141
	Abbildungsverzeichnis	163
	Abkürzungsverzeichnis	165
	Symbolverzeichnis	167

Anhang	173
Optische und magnetooptische Konstanten	173
Parameter der Schichtherstellung	175
Danksagung	177
Erklärung	179

Kapitel 1

Einleitung

Die Austauschanisotropie (*exchange bias* — EB) ist ein magnetischer Grenzflächeneffekt, welcher an der gemeinsamen Grenze zwischen ferro- und antiferromagnetischen Materialien aus der Austauschwechselwirkung resultiert [MB56, MB57]. Das wichtigste Resultat dieser Wechselwirkung ist eine unidirektionale Anisotropie, welche die Verschiebung der magnetischen Hysteresekurve entlang der Feldachse bewirkt. Somit kann eine permanente, definierte Magnetisierungsrichtung in Remanenz erzeugt werden [NS99].

Diese Eigenschaft macht den Effekt in zahlreichen Anwendungen nutzbar, wobei die Verwendung in Festplattenleseköpfen unter Ausnutzung des Riesenmagnetowiderstands das prominenteste Beispiel ist [DSP91]. Durch Ionenbeschussinduzierte magnetische Strukturierung (IBMP) der EB-Systeme ist die Erstellung komplexer Magnetisierungsmuster möglich, was einen Durchbruch zu neuen auf dem EB-Effekt basierenden Anwendungen darstellt [EEW06]. So können künstlich erzeugte magnetische Streufeldlandschaften für einen gerichteten Transport magnetischer Partikel in miniaturisierten Technologieplattformen (*Lab-on-a-Chip*) der Biosensorik eingesetzt werden [HE15a, HE15b, EKH15]. Gleichzeitig ist die Erzeugung künstlicher magnetischer Domänenmuster auch für eine Anwendung als magnetisches Echtheitsmerkmal interessant [EE12].

Obwohl der EB-Effekt seit nunmehr fast 60 Jahren bekannt ist, liegt noch immer keine vollständige theoretische Beschreibung des Effekts vor. Dies ist vor allem dadurch zu erklären, dass die für das Verständnis fundamentalen magnetischen Eigenschaften des Antiferromagneten experimentell nur schwer zugänglich sind und daher indirekt über das Verhalten des Ferromagneten rekonstruiert werden müssen. Ein beliebtes Verfahren zur Untersuchung magnetischer Dünnschichten ist die Verwendung des magnetooptischen Kerr-Effekts, mit welchem sich Magnetisierungszustände von Oberflächen visualisieren lassen [QB00]. Da sich die Eigenschaften von EB-Systemen

mit fortschreitender Anzahl an Messzyklen ändern [Bin04], ist das bei dieser Methode übliche Verfahren des Mittelns über mehrere Messzyklen, um die notwendige Sensitivität zu erreichen, mit signifikanten Fehlern behaftet und folglich nachteilig. Ein vielversprechender Erklärungsansatz für die komplexe Phänomenologie des EB-Effekts erfolgt über die Betrachtung der kristallinen Struktur des Antiferromagneten. Die Körner werden dabei in Abhängigkeit ihrer thermischen Stabilität in Kategorien eingeteilt [SFT96, EJE05]. Eine theoretische Beschreibung ist in diesem Fall jedoch sehr schwierig, da nicht nur genaue Informationen über die granulare Feinstruktur des Systems notwendig sind, sondern auch die individuellen magnetischen Eigenschaften aller Körner bekannt sein müssen.

Ziel dieser Arbeit war es, ein tiefergehendes Verständnis für die zu Grunde liegenden physikalischen Prozesse der Austauschanisotropie zu entwickeln und für Anwendungen nutzbar zu machen. Die offenen Fragestellungen lassen sich dabei in drei Aspekte gliedern:

- (1) Wie lassen sich die magnetooptischen Eigenschaften von EB-Systemen so modifizieren, dass eine sensitivere Analyse der magnetischen Eigenschaften möglich ist? Dabei sollte auf theoretischer und experimenteller Basis insbesondere untersucht werden, ob das Antwortsignal des magnetooptischen Kerr-Effekts in longitudinaler Konfiguration durch Verwendung einer antireflektiven Deckschicht gesteigert werden kann.
- (2) Wie lässt sich der komplexe Einfluss der polykristallinen antiferromagnetischen Schicht auf die Anisotropie des Ferromagneten mithilfe eines einfachen Modells beschreiben? Dabei ist es von besonderem Interesse, den Einfluss thermisch instabiler Körner im Antiferromagneten korrekt zu beschreiben und so einen Brückenschlag zwischen theoretischer Beschreibung und experimenteller Phänomenologie des EB-Effekts zu bilden. Weiter sollte der Einfluss des zur magnetischen Strukturierung eingesetzten Heliumionenbeschusses auf den polykristallinen Antiferromagneten quantitativ aufgeklärt werden.
- (3) Inwiefern lassen sich magnetisch strukturierte EB-Systeme als magnetisches Echtheitszertifikat einsetzen? Hier stand insbesondere eine schnelle und kostengünstige Auslesung der im EB-System gespeicherten Informationen im Vordergrund. Außerdem sollte untersucht werden, auf welche Art und Weise sich die gespeicherten Informationen nur unter exakt vorher definierten Bedingungen auslesen lassen und ob das Konzept womöglich auch auf mechanisch flexible Substrate übertragbar ist.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die in der Arbeit untersuchten Phänomene Austausch-anisotropie und magnetooptischer Kerr-Effekt genauer beleuchtet werden. Dazu wird im ersten Teil (vgl. Kap. 2.1) eine allgemeine Einführung in die Thematik des Magnetismus und eine Übersicht über die für magnetische Dünnschichtsysteme relevanten Anisotropien gegeben (vgl. Kap. 2.2). Der Austauschwechselwirkung zwischen ferro- und antiferromagnetischen Materialien (vgl. Kap. 2.3) wird aufgrund des Schwerpunkts dieser Arbeit ebenso wie dem magnetooptischen Kerr-Effekt (vgl. Kap. 2.4) ein gesondertes Unterkapitel gewidmet.

2.1 Formen von Magnetismus

Magnetismus tritt immer dann auf, wenn massebehaftete Elementarteilchen einen Drehimpuls besitzen [CG08]. Dies ist sowohl für den Bahndrehimpuls, als auch für den Spin der Fall und ist für Elektronen, Protonen und Neutronen zu beobachten, sodass Magnetismus grundsätzlich in allen Materialien vorkommt [CG08]. Das magnetische Moment, welches ein Elektron mit Bahndrehimpuls 1 durch seinen Drehimpuls erzeugt, wird als Bohr-Magneton μ_B bezeichnet und gilt als natürliche Einheit des magnetischen Moments [BRS03]. Es ergibt sich zu

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.28 \times 10^{-24} \text{ J/T}. \quad (2.1.1)$$

e ist die Ladung des Elektrons, m_e dessen Masse und \hbar das Planksche Wirkungsquantum. Das magnetische Moment eines freien Elektrons entspricht ungefähr einem Bohr-Magneton. Gleichung 2.1.1 gilt unter Verwendung von Ladung und Masse des Protons analog für das Kernmagneton μ_N [BRS03], welches als natürliche Einheit für magnetische Kernmomente definiert ist [IL09]. Durch die deutlich größere Masse

des Protons ist μ_N jedoch in etwa um den Faktor 2000 kleiner als μ_B , sodass für die folgende Diskussion der Kernmagnetismus vernachlässigt werden soll.

Der Theorie der Quantenmechanik zufolge besetzen Elektronen definierte Zustände um den Atomkern [Cas71]. Diese Zustände werden durch die vier Quantenzahlen n , l , m_l und m_s , welche eine beschränkte Anzahl von definierten Werten annehmen, charakterisiert [BRS03]. Nach dem Pauliprinzip können zwei Elektronen, die diese Zustände besetzen, niemals in allen Quantenzahlen identisch sein [Cas71]. Die Verteilung der Elektronen auf die Zustände ergibt sich durch das Prinzip der Energieminimierung. Für sehr einfache Systeme kann die Besetzung durch analytisches Lösen der Schrödingergleichung ermittelt werden; für komplexere Systeme liefern die Hund'schen Regeln eine Aussage über die Besetzung [BSK05].

Für ein Atom folgt das magnetische Moment aus dem Gesamtdrehimpuls \vec{J} , welcher sich durch Vektoraddition von Bahndrehimpuls \vec{L} und Gesamtspin \vec{S} ergibt [BSK05]. Diese hängen wiederum von den Quantenzahlen m_l und m_s der einzelnen Elektronen ab [IL09]. Demzufolge resultiert der Magnetismus eines Materials aus der Besetzung der Energiezustände [BSK05].

2.1.1 Diamagnetismus

Bei Atomen oder Molekülen mit vollständig abgeschlossenen Schalen ergibt sich der Gesamtdrehimpuls zu $\vec{J} = 0$, sodass diese Materialien zunächst kein magnetisches Moment aufweisen [IL09]. Durch Anlegen eines äußeren Magnetfelds können jedoch Kreisströme im System induziert werden, welche eine kleine asymmetrische Änderung in der Bewegung der Elektronen bewirken [SFS88]. Dadurch entsteht gemäß der Lenz'schen Regel ein dem äußeren Magnetfeld entgegengesetztes magnetisches Moment [IL09]. Diese Form des Magnetismus wird Diamagnetismus genannt und kommt prinzipiell bei allen Materialien vor. Die magnetische Suszeptibilität χ , welche die Magnetisierbarkeit von Materie im externen Magnetfeld angibt, ist für Diamagnete kleiner null [IL09] und die relative magnetische Permeabilität μ , welche das Verhältnis zwischen magnetischer Flussdichte \vec{B} und magnetischer Feldstärke \vec{H} angibt, nimmt für Diamagnete Werte zwischen null und eins an. Der Zusammenhang zwischen relativer magnetischer Permeabilität und magnetischer Suszeptibilität lautet $\mu = \chi + 1$ [BRS99].

2.1.2 Paramagnetismus

Materialien, bei welchen der Gesamtdrehimpuls $\vec{J} \neq 0$ ist, besitzen ein magnetisches Dipolmoment und zeigen paramagnetisches Verhalten [IL09, CG09]. Dazu ist

es notwendig, dass eine ungerade Anzahl an Elektronen im Atom oder Molekül vorliegt [SFS88], innere Schalen nur teilweise gefüllt sind [BSK05] oder Leitungselektronen mit jeweils eigenem Spinmoment vorliegen [BSK05]. Das magnetische Moment m solcher Atome ist in erster Näherung das Produkt aus μ_B und der Anzahl an Elektronen, deren magnetisches Moment nicht durch ein anderes Elektron mit umgekehrtem Gesamtdrehimpuls kompensiert wird [CG09]. Da alle Materialien, bis auf atomaren Wasserstoff, im Grundzustand zumindest eine gefüllte Schale aufweisen (Hundsche Regel), resultiert bei Paramagneten immer eine Überlagerung aus paramagnetischem und diamagnetischem Verhalten [IL09]. Hierbei überwiegt der paramagnetische Anteil an der Magnetisierung in der Regel gegenüber dem diamagnetischen Anteil [IL09], sodass die Magnetisierung als Summe aller magnetischen Momente für ein paramagnetisches Teilchen ungleich null ist [BSK05]. Ohne externes Magnetfeld ist die Richtung der Magnetisierung eines Teilchens aufgrund der thermischen Fluktuation allerdings rein statistisch [BSK05], sodass die Gesamtmagnetisierung ab einer genügend großen Menge an Teilchen N null ist. Im äußeren Magnetfeld richten sich die magnetischen Momente partiell in Richtung des magnetischen Felds aus und eine Nettomagnetisierung wird messbar [BSK05].

Die magnetische Suszeptibilität ist für Paramagneten demnach größer null und die magnetische Permeabilität ist etwas größer als eins. Bei hohen Magnetfeldern und tiefen Temperaturen kann es bei Paramagneten zur Sättigung kommen, das heißt, dass alle magnetischen Momente entsprechend der Richtung des externen magnetischen Felds ausgerichtet sind [BSK05]. Bei niedrigeren Feldern und höheren Temperaturen ergibt sich eine Fluktuation der magnetischen Momente, sodass zwar eine Vorzugsrichtung für die paramagnetischen Teilchen vorliegt, diese aber nicht von allen Teilchen erreicht wird [BSK05]. Der Zusammenhang zwischen makroskopischer Magnetisierung \vec{M} , Temperatur T und \vec{B} wird mit der Langevin-Funktion L beschrieben [Kit05] zu

$$\vec{M} = NmL\left(\frac{m\vec{B}}{k_B T}\right) \tag{2.1.2}$$

mit $L(x) = \coth x - \frac{1}{x}$.

Bei k_B handelt es sich um die Boltzmann-Konstante, welche einen Zusammenhang zwischen mittlerer thermischer Energie und Temperatur herstellt.

2.1.3 Ferromagnetismus

Im Gegensatz zum Para- und Diamagnetismus ist der Ferromagnetismus keine Eigenschaft eines einzelnen Atoms oder Moleküls, sondern vielmehr die Eigenschaft einer Gruppe von Atomen oder Molekülen [SFS88]. Unter der Annahme, dass die für das magnetische Moment des Atoms verantwortlichen Elektronen in Kernnähe gebunden bleiben [Hei28], kann für die Austauschwechselwirkung zweier dieser Elektronen mit Spin \vec{S} ein Hamilton-Operator der Form

$$\hat{H}_{\text{ex}} = -J\vec{S}_1\vec{S}_2 \quad (2.1.3)$$

gebildet werden [IL09]. Die Austauschkonstante J , welche unter anderem vom Gitterabstand der Atome abhängt, definiert die energetische Aufspaltung, welche sich durch parallele und antiparallele Ausrichtung der magnetischen Momente m ergibt. Ein positiver Wert von J bevorzugt eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente und ist das primäre Merkmal von Ferromagneten (F) [IL09]. Für einen Festkörper wird die Beschreibung komplexer zu

$$\hat{H}_{\text{ex}} = -\sum_i \sum_j J_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j. \quad (2.1.4)$$

Für jedes Atom i muss daher die Austauschwechselwirkung mit all seinen Nachbarn j berechnet werden, sodass eine analytische Beschreibung des Systems nur in sehr speziellen Fällen möglich ist [IL09], selbst wenn nur die allernächsten Nachbarn berücksichtigt werden.

Durch die Austauschwechselwirkung werden innerhalb des Bulkmaterials Regionen mit gleicher Vorzugsrichtung des magnetischen Moments gebildet, welche als Weiss-Bezirke bezeichnet werden [Wei07]. In makroskopisch unmagnetisierten, ferromagnetischen Materialien haben diese Domänen unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen, sodass keine makroskopische Nettomagnetisierung vorliegt. In einem externen Magnetfeld richten sich diese Domänen entsprechend der Richtung des externen Magnetfelds aus, sodass eine makroskopische Nettomagnetisierung beobachtet werden kann. Bereits kleine Magnetfelder können ausreichen, um eine parallele Ausrichtung aller magnetischen Momente zu erzeugen [BSK05]. Die Magnetisierung dieses Zustands wird als Sättigungsmagnetisierung M_{sat} bezeichnet. Die Magnetisierung von Ferromagneten kann zumindest zu Teilen erhalten bleiben, wenn das externe Magnetfeld wieder entfernt wird. Dieses Phänomen wird als Remanenz bezeichnet [BSK05].

Bei genügend hohen Temperaturen überwiegt die thermische Energie gegenüber der

Austauschenergie, sodass die ferromagnetische Ordnung verloren geht. So zeigen Ferromagneten ab einer kritischen Temperatur T_C (Curie-Temperatur) paramagnetisches Verhalten [IL09].

2.1.4 Ferri- und Antiferromagnetismus

Ferri- und Antiferromagnetismus sind ebenfalls eine Folge der Austauschwechselwirkung [BSK05]. Ist die Austauschkonstante in Gleichung 2.1.3 negativ, so wird eine antiparallele Ausrichtung der Elektronenspins und damit der magnetischen Momente bevorzugt [BSK05]. Dieses Phänomen tritt meist in Legierungen auf, welche aus zwei Untergittern bestehen [BSK05]. Innerhalb der Elemente eines Untergitters ist J positiv, während es beim Austauschterm zwischen den Elementen unterschiedlicher Untergitter negativ ist. Dies führt dazu, dass die magnetischen Momente der zwei Untergitter antiparallel zueinander ausgerichtet sind [SFS88]. Als makroskopische Magnetisierung verbleibt lediglich der Unterschied der Magnetisierungen der beiden Untergitter. Ist dieser Unterschied größer null, dann handelt es sich um ein ferrimagnetisches Material [BSK05], während eine Nettomagnetisierung von 0 das charakteristische Merkmal eines Antiferromagneten (AF) ist.

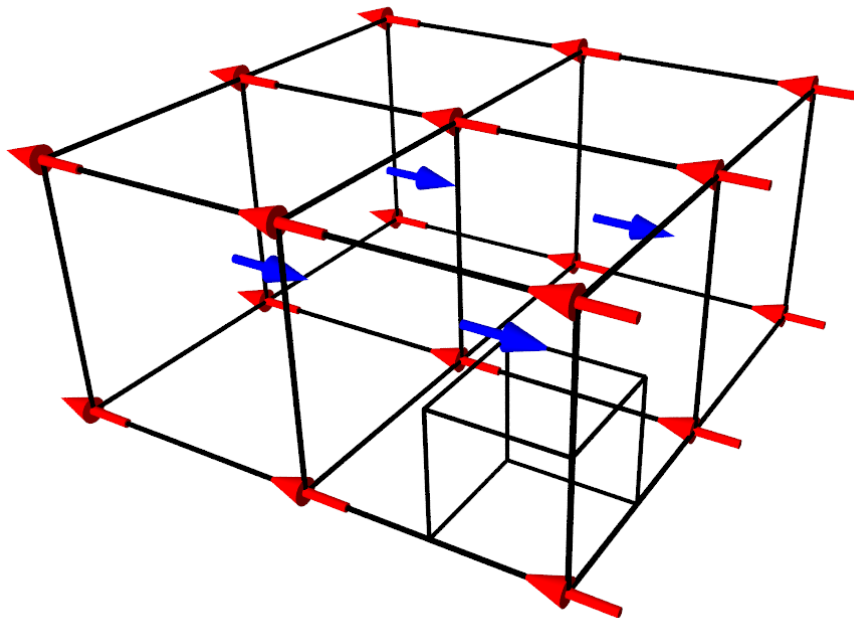


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung von magnetischen Momenten in einem Antiferromagneten. Gezeigt sind 4 Einheitszellen mit zwei Untergittern (blau und rot) mit einer kubischen Struktur (bcc), in denen die magnetischen Momente antiparallel ausgerichtet sind.

Erhöhte Temperatur führt auch hier zu einer Auflösung der magnetischen Ordnung und zu einem Übergang zu paramagnetischem Verhalten. Die kritische Temperatur bei Antiferromagneten wird Néel-Temperatur T_N genannt [BSK05]. Für viele typische AF wie NiO oder CoO ist T_N kleiner oder nur etwas größer als die Raumtemperatur, sodass die AF Struktur für Anwendungen keine genügend große thermische Stabilität besitzt. Daher ist IrMn ein häufig genutzter AF in Dünnschichtsystemen, da T_N hier in etwa 400 °C entspricht [OFOVF10].

2.1.5 Superparamagnetismus

Besteht ein F oder AF aus genügend kleinen Partikeln, so wird er thermisch instabil [BL59, FC72]. Dies bedeutet, dass die thermische Energie ausreicht, um die Energiebarriere zwischen zwei energetisch präferierten Zuständen des Systems zu überwinden [BL59]. Die zu überwindende Energiebarriere ergibt sich oft durch magnetokristalline Anisotropien (vgl. Kap. 2.2), daher kommt Superparamagnetismus vor allem bei magnetischen Partikeln mit kleinen Volumen V vor [BL59]. So ergibt sich für ein System, welches lediglich eine uniaxiale Anisotropie K aufweist, eine Energiebarriere von $\Delta E = KV$ [BL59]. Die Wahrscheinlichkeit W für einen Übergang ergibt sich nach Boltzmann zu

$$W = \exp \frac{-KV}{k_B T}. \quad (2.1.5)$$

Nach Néel [Née49] ergibt sich die Übergangsfrequenz f_N zu

$$f_N = f_0 \exp \frac{-KV}{k_B T} \quad (2.1.6)$$

mit der materialspezifischen Versuchsfrequenz f_0 . Ist der Kehrwert der Übergangsfrequenz deutlich kleiner als der Beobachtungszeitraum, so ist für ein Partikel im Mittel keine Magnetisierung mehr messbar. Ein solcher Zustand wird als superparamagnetisch bezeichnet [BL59]. Je kleiner ein Partikel ist, desto niedriger ist die Temperatur für superparamagnetisches Verhalten. Die Temperatur, bei der dieser Übergang stattfindet, wird als *Blocking*-Temperatur T_B bezeichnet.

Durch das Anlegen eines externen Magnetfelds kann die Entartung der verschiedenen präferierten Richtungen eines Systems aufgehoben werden. Demzufolge richtet sich die Magnetisierung der superparamagnetischen Partikel vermehrt entsprechend der nun energetisch günstigeren Richtung aus und eine makroskopische Magnetisierung entsteht [BL59].

2.2 Anisotropien im Ferromagnet

Die Austauschwechselwirkung (vgl. Gleichung 2.1.3 und 2.1.4) beschreibt eine Wechselwirkung im Spinraum, welcher in der nicht relativistischen Schrödingergleichung prinzipiell vom Ortsraum entkoppelt ist. Über die Spin-Bahn-Wechselwirkung wird der Spinraum jedoch mit dem Ortsraum verknüpft, sodass die Energie eines Ferromagneten vom Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der Kristallachsen abhängig ist [HS98]. Dadurch ergeben sich für die Ausrichtung der Magnetisierung gewisse Vorzugsorientierungen [IL09, Sko08]. Dieses Verhalten wird als magnetische Anisotropie bezeichnet. Neben der Spin-Bahn-Kopplung können Vorzugsorientierungen über die magnetostatische Wechselwirkung auch durch die Form des Magneten induziert werden [BSK05]. Im Folgenden sollen verschiedene Beiträge zur Anisotropie in magnetischen Dünnschichtsystemen gezeigt werden, wobei der Austauschanisotropie zwischen ferro- und antiferromagnetischen Materialien [MB56] ein gesondertes Kapitel gewidmet wird (vgl. Kap. 2.3).

2.2.1 Formanisotropie

Die Form des magnetischen Materials hat einen großen Einfluss auf die Orientierung der Magnetisierung [SFS88]. Dies ist in den magnetischen Streufeldern begründet, welche am Rand des magnetischen Materials auftreten [BSK05]. Für magnetische Dünnschichtsysteme wird meist eine Magnetisierung innerhalb der Ebene präferiert [BSK05]. Auf diese Weise können sich die magnetischen Momente innerhalb eines relativ großen Bereichs, genauer einer Domäne, parallel ausrichten und das Streufeld wird minimiert [BSK05]. Würde hingegen eine Magnetisierung senkrecht zur Ebene vorliegen, so würden magnetische Ladungen entlang der kompletten Oberfläche entstehen.

2.2.2 Kristallanisotropie

Ein weiterer Einfluss auf die Magnetisierungsrichtung wird durch das Kristallgitter ausgeübt. Abhängig vom vorliegenden Gittertyp können in einem System mehrere leichte Achsen vorliegen [BSK05], entlang derer sich die magnetischen Momente bevorzugt ausrichten. Demgegenüber gibt es schwere Achsen, entlang derer eine Ausrichtung der magnetischen Momente energetisch ungünstig ist [HS98]. Während es bei ferromagnetischen Materialien oft nur sehr geringe externe Magnetfelder benötigt, um magnetische Sättigung entlang der leichten Achse zu erreichen, werden zur Sättigung entlang der schweren Richtungen deutlich größere Felder benötigt [Get07].

Die magnetokristalline Anisotropie wird im Allgemeinen als Reihenexpansion von Kugelfunktionen dargestellt, wobei jedoch oberhalb tiefer Temperaturen meistens nur die erste Ordnung berücksichtigt wird [HS98]. Beispielhaft soll hier die Anisotropieenergiedichte für kubische und hexagonale Systeme gezeigt werden [HS98]. Für kubische Systeme gilt

$$E_{\text{kubisch}} = K_1 (\sin^2 2\theta + \cos^4 \theta \sin^2 2\varphi) + K_2 (\dots) + \dots \quad (2.2.1)$$

K_n sind hierbei die Anisotropiekonstanten n -ter Ordnung, φ und θ sind die Winkel in Polarkoordinaten. Für Dünnschichtsysteme, in welchen die Magnetisierungsrichtung aufgrund der Formanisotropie parallel zur Schichtebene ausgerichtet ist (Polarwinkel $\theta = 0$), vereinfacht sich Gleichung 2.2.1 zu

$$E_{\text{kubisch}} = K_1 \sin^2 2\varphi. \quad (2.2.2)$$

Ist K_1 positiv, entsprechen die leichten Richtungen den $\langle 100 \rangle$ Richtungen im Kristall und die schweren Richtungen den $\langle 111 \rangle$ Richtungen. In der Schichtebene ergeben sich so zwei leichte und zwei schwere Achsen. Für hexagonale Systeme gilt

$$E_{\text{hexagonal}} = K_1 \sin^2 \varphi + K_2 \sin^4 \varphi. \quad (2.2.3)$$

Auch hier können Terme höherer Ordnung in der Regel vernachlässigt werden. Für diese Systeme ergibt sich für K_1 größer 0 lediglich eine leichte Richtung (die c -Achse [IL09]). Solche Systeme werden daher als uniaxial bezeichnet [HS98].

Eine weitere Form der magnetokristallinen Anisotropie mit nur einer leichten Achse ist die triaxiale Anisotropie. Bei dieser Form der Anisotropie gibt es neben der leichten und schweren Achse eine weitere Achse mittlerer Energie, welche in der Energielandschaft die Form eines lokalen Minimums hat [IL09].

Die magnetokristalline Anisotropie tritt im Allgemeinen sowohl bei F, als auch bei AF auf. Je größer die Kristallanisotropiekonstanten sind, desto hartmagnetischer ist ein Material [BSK05].

2.2.3 Sonstige Anisotropien

Weitere Beiträge zur Anisotropie können zum Beispiel durch Spannung (magnetoelastische Anisotropie) [BSK05] oder Abscheidung, beziehungsweise Tempern im externen Magnetfeld entstehen [HS98]. Durch externe Magnetfelder erzeugte Anisotropien sind dabei meist uniaxial [HS98]. Weiterhin erwähnenswert ist die Grenzflächenanisotropie, welche durch die gemeinsame Grenzfläche zweier F durch die

Austauschwechselwirkung entsteht und vor allem für Dünnschichtsysteme relevant ist.

2.2.4 Externe Magnetfelder

Das Wechselwirken von magnetischen Momenten mit einem externen Magnetfeld (Zeeman-Energie) führt ebenfalls zu einem Beitrag zur Vorzugsrichtung des Systems [IL09]. Das externe Magnetfeld könnte daher auch als extern induzierte unidirektionale Anisotropie bezeichnet werden. Der Term für die Energiedichte lautet

$$E_Z = -\mu_0 \int H_{\text{ext}} m_i \cos \varphi_{\text{ext},i} dV. \quad (2.2.4)$$

Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante, H_{ext} die Stärke des externen Magnetfelds, m_i sind die magnetischen Momente und $\varphi_{\text{ext},i}$ deren Winkel zum externen Magnetfeld.

2.3 Exchange Bias

Im Jahre 1956 berichteten MEIKLEJOHN und BEAN erstmals von einer neuen magnetischen Anisotropie, als sie das hysteretische Verhalten von Co-Partikeln mit oxidierte Oberfläche studierten [MB56, MB57]. Diese Anisotropie wird als Austausch-anisotropie oder Austauschverschiebung (*Exchange Bias* - EB) bezeichnet. Sie wird auf die Austauschwechselwirkung der magnetischen Momente an der Grenzfläche eines Systems aus F und AF (im Folgenden als EB-System bezeichnet) zurückgeführt und bewirkt eine horizontale Verschiebung der Hysteresekurve entlang der magnetischen Feldachse, weshalb sie auch als unidirektionale Anisotropie bezeichnet wird [RZ08]. Sie wird in vielen technologischen Anwendungen genutzt [RZ08]. Das Anwendungsspektrum reicht dabei von der Herstellung von Festplattenleseköpfen in Kombination mit dem Riesenmagnetowiderstand [DSP91] bis hin zur Optimierung von Mischprozessen in Systemen mit biotechnologischer Relevanz [HE15a, EKH15]. Trotz intensiver Forschung in den letzten nunmehr fast 60 Jahren, kann noch kein Modell eine vollständige Beschreibung des EB liefern [RZ08, OFOVF10]. Verschiedene Modelle beschreiben zwar immer wieder viele Charakteristika des Effekts [FC72, KMLP99, SM99, OFOVF10], können aber gerade aufgrund der Vielzahl der teils sehr unterschiedlichen Systeme bei denen der Effekt auftritt keine ganzheitliche Erklärung liefern [NS99]. Daher ist bei der nachfolgenden Übersicht zum EB eine strikte Trennung der beobachteten Phänomenologie und der zur Beschreibung entwickelten Modelle vorgenommen worden.

2.3.1 Phänomenologie

Verschiebung der Hystereseurve

Der wohl prominenteste Effekt der unidirektionalen Anisotropie und gleichzeitig für die Namensgebung verantwortlich, ist die Verschiebung der Hystereseurve entlang der magnetischen Feldachse [MB56, MB57]. Dieser führt dazu, dass die beiden Koerzitivfelder H_{C1} und H_{C2} beim Durchfahren einer Hystereseschleife (vgl. Abb. 2.2) nicht mehr betragsgleich sind. Der Mittelwert von H_{C1} und H_{C2} entspricht der Verschiebung der Kurve und wird als EB-Feld H_{EB} bezeichnet. Der Betrag des halben Abstands von H_{C1} und H_{C2} wird als Koerzitivfeld H_C bezeichnet.

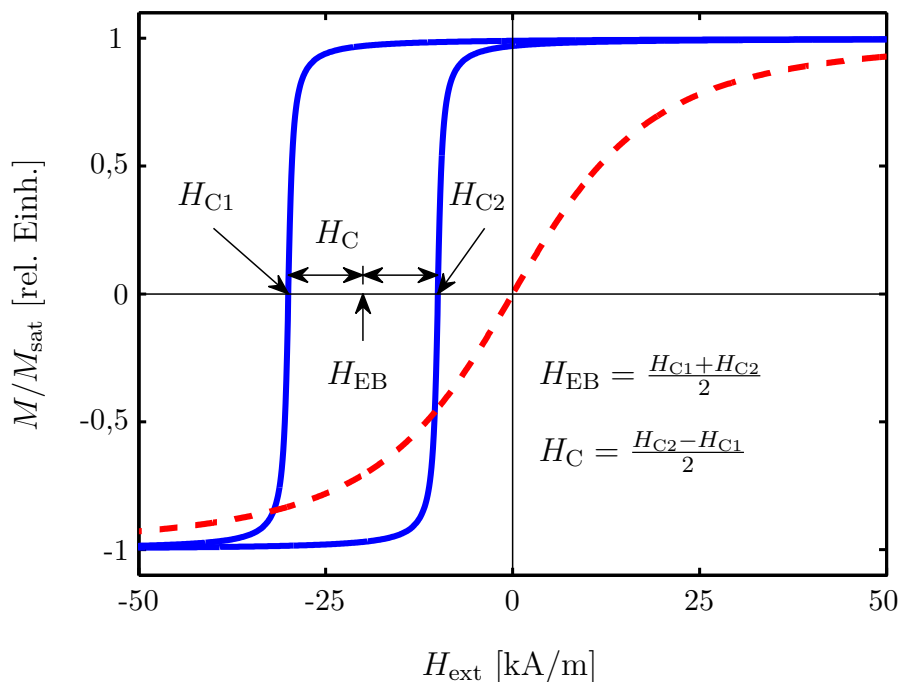


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der makroskopischen Magnetisierung M eines EB-Systems in Abhängigkeit des externen Magnetfelds (Hystereseurve) mit externer Magnetfeldachse parallel (blau durchgezogen) und senkrecht (rot gestrichelt) zur leichten Richtung der unidirektionalen Anisotropie. Eingezeichnet sind die charakteristischen Größen H_{EB} und H_C .

Initialisierung durch Feldkühlung

Das Vorhandensein einer F/AF-Grenzschicht alleine reicht nicht immer aus um eine Verschiebung der Hystereseurve beobachten zu können; vielmehr muss der Effekt zunächst initialisiert werden [NS99]. Dazu wird das System einem Feldkühlprozess unterzogen, bei welchem das System in einem externen Magnetfeld \vec{H}_{FC} von einer Temperatur T_{set} zu einer Temperatur T_{end} abgekühlt wird. Ganz allgemein muss T_{set}

größer und T_{end} kleiner als die *Blocking*-Temperatur T_B (vgl. Kap. 2.1.5) des AF sein. Da diese Größe nur schwer zugänglich ist [OFOVF10], wird in viele Fällen über die Néel-Temperatur geheizt, welche als Grenzwert von T_B für unendlich große AF-Körner verstanden werden kann [NS99]. H_{EB} zeigt hierbei eine Abhängigkeit von der Temperatur des Feldkühlprozesses [FOOC04] und der Stärke des dabei verwendeten externen Magnetfelds [CVFO14]. Alternativ zum Feldkühlprozess ist auch eine Initialisierung mittels Ionenbeschuss oder durch Schichtherstellung in einem externen Magnetfeld möglich [SGN08, GPS02, HG12].

Erhöhtes Koerzitivfeld

Bereits MEIKLEJOHN und BEAN berichteten, dass die Verschiebung der Hysterese-kurve mit einer Erhöhung des Koerzitivfelds einhergeht [MB56, MB57]. Die Erhöhung von H_C ist unabhängig davon, ob es sich beim Ferromagneten um ein weich- oder hartmagnetisches Material handelt und liegt oft in der gleichen Größenordnung wie H_{EB} [CB92, LBW97, LMW96]. Die Erhöhung von H_C ist tendenziell größer bei AF mit geringerer magnetischer Anisotropie [NS99] und zeigt ein Maximum wenn die Temperatur T_B entspricht [Hag67].

Energieverluste bei Rotation

Bei der Messung des Drehmoments, welches sich durch die Rotation eines EB-Schichtsystems in einem sättigenden Magnetfeld ergibt, lässt sich neben dem unidirektionalen Charakter der Anisotropie [NS99, TYT80] ein Unterschied des winkelabhängigen Drehmoments für unterschiedliche Rotationsrichtungen feststellen [BT99]. Dieser Unterschied ergibt sich aus dem Energieverlust, der aus irreversiblen Prozessen im AF resultiert [NS99]. Analog zu H_C sind die Rotationsverluste bei höheren Temperaturen größer [TYT80].

Abhängigkeit von der Schichtdicke des F

Für die meisten beobachteten Systeme zeigt sich eine inverse Proportionalität von H_{EB} und H_C von der Schichtdicke des F [MKS87]. Diese Abhängigkeit gilt jedoch nicht für sehr dünne Systeme [FMLML90], bei denen keine kontinuierliche Schicht mehr zu erwarten ist, sowie für sehr dicke ferromagnetische Schichten, bei denen die Schichtdicke länger als die Domänenwandlänge ist [Hag67].

Abhängigkeit von der Schichtdicke des AF

Die Schichtdickenabhängigkeit des AF ist komplexer als die des F (vgl. Abb. 2.3). Generell lässt sich hier feststellen, dass der EB-Effekt erst ab einer bestimmten Mindestdicke auftritt [MHS08], wobei diese Dicke für AF mit größerer magnetischer Anisotropie kleiner wird [NS99]. Mit steigender Dicke wird zunächst eine Erhöhung der Koerzitivität beobachtet und erst danach das Auftreten der unidirektionalen Anisotropie [JCJ94]. Während H_C ein Maximum erreicht und danach wieder abfällt, erreicht H_{EB} bei etwas größerer Dicke ein Plateau, welches für steigende Dicken konstant bleibt [SCP07] oder nur langsam abfällt [PSD06].

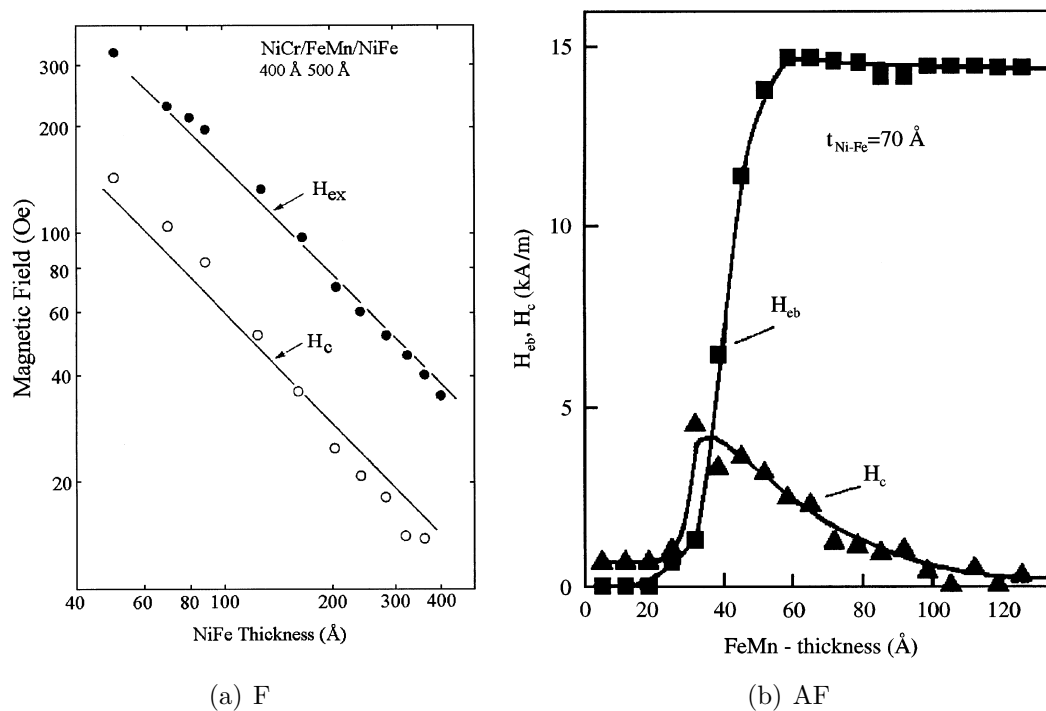


Abbildung 2.3: Beispielhafte Schichtdickenabhängigkeiten von H_{EB} und H_C für das Schichtsystem FeMn/NiFe in Abhängigkeit der Schichtdicke des F (a) [MKS87] und des AF (b) [JCJ94]

Temperaturabhängigkeit

Die Größen H_{EB} und H_C zeigen eine massive Temperaturabhängigkeit [FC72]. Während es bei Temperaturen oberhalb von T_B , bzw. T_N zu keiner Ausbildung einer Vorzugsorientierung kommt, ist die Abhängigkeit bei niedrigeren Temperaturen komplexer [NS99, VDDBL00]. Allgemein lässt sich zeigen, dass bei höheren Temperaturen die Verstärkung der Koerzitivität dominiert, während bei tieferen Temperaturen eine Erhöhung von H_{EB} zu beobachten ist [HFZ00].

Untersuchungen zeigen, dass vor allem für polykristalline Schichtsysteme eine Korrelation zwischen der Temperaturabhängigkeit, der Korngrößenverteilung und der magnetischen Anisotropie des antiferromagnetischen Materials besteht [OFOVF10, VDDBL00].

Der thermische Trainingseffekt

Mehrere aufeinander folgende Hysteresemessungen zeigen, dass sich H_{EB} und in geringerem Maße auch H_C mit der Anzahl der Messzyklen verringern [Bin04]. Dieser Effekt wird als thermischer Trainingseffekt bezeichnet, da er verstärkt bei höheren Temperaturen auftritt [Sch68, BHP05]. Der Abfall folgt einem logarithmischem Verlauf und nimmt mit zunehmender Anzahl der Messzyklen ab [BHP05].

Der athermische Trainingseffekt

Zusätzlich zu der temperaturabhängigen Veränderung von H_{EB} und H_C existiert ein weiterer Trainingseffekt, welcher sich nur im Unterschied zwischen der ersten und zweiten Hystereseschleife zeigt [HG11]. Bei diesem Effekt kommt es temperaturunabhängig zu einer drastischen Veränderung von H_{EB} , H_C und der Form der Hystereseurve [Hof04]. Der Effekt ist erst wieder beobachtbar, nachdem das System erneut einem Feldkühlprozess unterzogen wurde [OFOVF10].

Positiver EB

Die Richtung von \vec{H}_{FC} definiert im Allgemeinen die Richtung der Vorzugsorientierung der unidirektionalen Anisotropie. Bei einer Hysterese-messung mit anfänglichem Magnetfeld parallel zu \vec{H}_{FC} wird H_{EB} negativ. Das Phänomen wird daher auch negativer EB genannt [NLM96]. Für bestimmte Materialien kann es jedoch bei hohen magnetischen Feldern während des Feldkühlprozesses zu einem positiven Wert für H_{EB} kommen [NLM96]. Dies bedeutet, dass die Richtung der Vorzugsorientierung im System antiparallel zu \vec{H}_{FC} induziert wird. Da dieser Fall nur unter speziellen Bedingungen zu Stande kommt, ist unter dem Begriff EB meist der negative Regelfall zu verstehen [NLM96].

Stabilität im Magnetfeld

EB-Systeme zeigen thermische Instabilitäten, wenn sie einem externen Magnetfeld ausgesetzt werden [vdHMdJ98]. Ist dieses Feld antiparallel zu \vec{H}_{FC} und genügend stark, um den Ferromagneten zu sättigen, so verringert sich H_{EB} und H_C in Abhängigkeit der Zeit [OFOVF10]. Diese Reduktion ist umso größer, je höher die Tem-

peratur ist und kann bei geeigneter Wahl der Parameter sogar dazu führen, dass H_{EB} positiv wird [vdHMdJ98, OFOVF10]. Dieser Effekt ist bei zu \vec{H}_{FC} parallelem Magnetfeld umkehrbar [DHVF07], wobei in dieser Konfiguration des Magnetfelds auch eine Vergrößerung von H_{EB} stattfinden kann [PR02]. Analog zum thermischen Trainingseffekt tritt auch dieses Phänomen vorrangig bei polykristallinen Schichtsystemen auf, während es für epitaktische Systeme kaum ausgeprägt ist [NS99].

Verteilung der *Blocking*-Temperaturen

Die zuvor beschriebene thermische Instabilität gegenüber externen Magnetfeldern wird zur Bestimmung der mittleren *Blocking*-Temperatur, bzw. der Verteilung der *Blocking*-Temperaturen von polykristallinen Schichtsystemen genutzt [OFOVF10]. Dazu wird das System nach dem Feldkühlprozess für eine fest definierte Zeit bei einer Temperatur $T_{\text{anti}} < T_{\text{set}}$ einem externen, zu \vec{H}_{FC} antiparallelen Magnetfeld ausgesetzt. H_{EB} und H_{C} werden in Abhängigkeit dieser Temperatur bestimmt, wobei der EB-Effekt nach jedem Zyklus durch ein erneutes Feldkühlverfahren reinitialisiert wird. H_{EB} verändert sich mit steigender Temperatur solange, bis es bei $T_{\text{anti}} = T_{\text{set}}$ den negativen Ausgangswert erreicht hat [OFOVF10]. Es zeigt sich, dass für EB-Systeme eine bimodale Verteilung dieser Temperaturen vorliegt, von denen eine nur bei sehr tiefen Temperaturen beobachtet werden kann [BRZ10, LLP15].

Winkelabhängige Hysterese

Entsprechend Kapitel 2.3.1 beschreibt H_{EB} die Verschiebung der Hysteresekurve entlang der magnetischen Feldachse und der EB-Effekt wurde demzufolge als unidirektionale Anisotropie bezeichnet. Die Feldachse wurde dabei parallel zu \vec{H}_{FC} gewählt. Bei Variation des Winkels zwischen \vec{H}_{FC} und magnetischer Feldachse φ_{ext} wird die azimuthale Abhängigkeit von H_{EB} und H_{C} erhalten [ASC97]. Es zeigt sich, dass $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ ein komplexes Verhalten zeigt (vgl. Abb. 2.4) und sich mitnichten durch eine Kosinus-Funktion darstellen lässt, welche intuitiv aus einer rein unidirektionalen Anisotropie folgen würde [ASC97]. Vielmehr liegt das Betragsmaximum von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ nicht immer in Richtung der leichten Achse des Systems, bei welcher $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ maximal ist. Für verschiedene Materialsysteme unterscheidet sich die Feinstruktur von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ (vergleiche beispielsweise [RWTB05, MSM03] für IrMn, [XKW99] für $\text{Cr}_{45}\text{Mn}_{45}\text{Pt}_{10}$ oder [TOB06] für MnF_2 als AF).

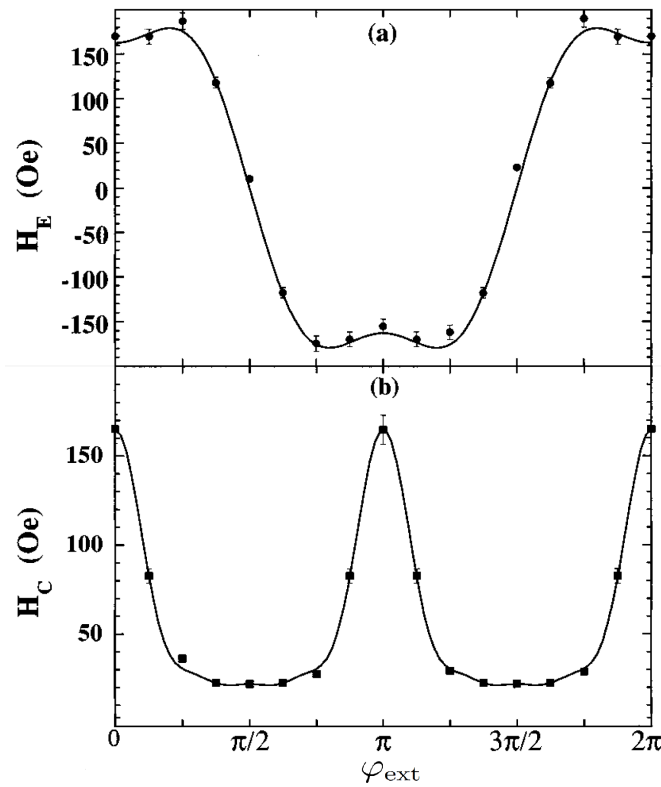


Abbildung 2.4: Abhängigkeit von H_{EB} und H_C von φ_{ext} . Verändert nach [ASC97].

Ummagnetisierungsprozess

Beim Durchlaufen einer Hystereseschleife hängt die Art der Ummagnetisierung vom Winkel φ_{ext} ab. Während der Ummagnetisierungsprozess in vielen Modellen als kohärente Rotation beschrieben wird [RZ08], kommt es zu Nukleation und/oder Domänenwandbewegung, wenn das externe Magnetfeld parallel zu \vec{H}_{FC} gewählt wird [MSM03].

Asymmetrie der Hysteresen

Eine genauere Analyse von Hysteresekurven ergibt außerdem, dass sich der Ummagnetisierungsprozess des aufsteigenden und absteigenden Asts der Hysterese unterscheiden kann [CVFO14], wenn der Ummagnetisierungsprozess zumindest teilweise mittels Nukleation und/oder Domänenwandbewegung stattfindet [MSM03]. Dies ist insbesondere in Verbindung mit dem athermischen Trainingseffekt zu beobachten [MSM03, CVFO14]. Eine Verbindung zwischen Trainingseffekt und Asymmetrie der Hysterese lässt sich jedoch auch allgemein feststellen [FCK12].

Kristallinität und Textur

In den meisten polykristallinen Dünnschichtsystemen mit unidirektionaler Anisotropie lässt sich ein gewisses Maß an Texturierung feststellen [NS99]. Für das in dieser Arbeit verwendete IrMn ist eine parallele Orientierung der $\langle 111 \rangle$ Netzebene zur Oberfläche eine notwendige Bedingung für EB [AHM00, AXBS09]. Durch die Wahl einer geeigneten Keimschicht kann der Grad der Textur und damit der EB-Effekt erhöht werden [AVFK08, ÖYÇ11].

Modifikation durch Ionenbeschuss

Der Beschuss mit keV He-Ionen verursacht Störstellen und Gitterfehler im Festkörper [CBF98]. Die Ionen geben ihre kinetische Energie während des Abbremsprozesses im Material ab, wobei der Großteil der Energie am Ende der Ionentrajektorie abgegeben wird. Die Eigenschaften von magnetischen Systemen werden dadurch beeinflusst; so zeigen Chappert *et al.* [CBF98], dass Koerzitivfeld, magnetokristalline Anisotropie und Curie-Temperatur durch Ionenbeschuss verändert werden können. In späteren Arbeiten zeigte sich, dass auch der EB-Effekt durch Ionenbeschuss beeinflusst wird [MLF00], wobei Stärke und Richtung der Austauschanisotropie verändert werden [MMJ01], wenn ein externes Magnetfeld \vec{H}_{IB} in der Ebene der F/AF-Grenzschicht während des Ionenbeschusses angelegt ist. Bei genügend großen Ionendosen verschwindet der EB-Effekt vollständig [MLF00]. Ein Einfluss findet sogar dann statt, wenn die Ionen ihre Energie lediglich im AF abgeben ohne die F/AF-Grenzfläche zu penetrieren [BSdIV14]. Durch den lokalen Charakter des Ionenbeschusses kann eine lokale Manipulation der Austauschanisotropie vorgenommen werden, was eine magnetische Strukturierung der Systeme zulässt [MPF01, EEW06]. Neben den direkten Modifikationen kommt es nach dem Beschuss außerdem zu einer exponentiell von der Zeit abhängigen Erhöhung von H_{EB} [ESW11].

2.3.2 Modellierung von EB-Systemen

Trotz mittlerweile fast 60 Jahren intensiver Forschung gibt es bis heute noch kein ganzheitliches Modell zur Beschreibung des EB [KDK11]. Dies liegt sowohl daran, dass die zu Grunde liegenden Mechanismen im AF nur schwer experimentell zugänglich sind [NS99, ZMS15], als auch daran, dass neben den magnetischen auch die strukturellen Eigenschaften des EB-Systems einen bedeutenden Einfluss haben [KDK11]. Allerdings sind gerade in den letzten Jahren verschiedene Modelle entwickelt worden, welche zumindest einen großen Teil der Phänomenologie beschreiben können [SV06, OFOVF10, LLP15].

Im Folgenden wird ein Überblick über die zur Beschreibung verwendeten Modelle gegeben. Für die frühen Modelle bis 2006 fand dazu weitgehend eine Orientierung entsprechend [RZ08] statt. Aufbauend auf den einfacheren Modellen, welche nicht die polykristalline Natur der meisten EB-Systeme berücksichtigen [MB56, Mal88b], erfolgt eine Beschreibung der komplexeren und modernen Modelle, bei denen insbesondere die Polykristallinität des AF eine gesonderte Rolle spielt [FC72, SFT96, EJE05, OFOVF10].

Das Modell von STONER und WOHLFARTH

Das Modell von STONER und WOHLFARTH [SW47, SW48] stammt aus der Zeit vor der Entdeckung des EB und liefert eine einfache Beschreibung zum Ummagnetisierungsverhalten von F. Obwohl es keinen direkten Bezug zum EB-Effekt herstellt, dient es dennoch als Grundlage für viele Modelle welche die Austauschanisotropie beschreiben [MB56, RZ08, BYB10].

Im Stoner-Wohlfarth-Modell (SW-Modell) wird angenommen, dass der Ummagnetisierungsprozess vollständig kohärent erfolgt, sodass eine durchgehende parallele Ausrichtung der magnetischen Momente vorliegt. Auf diese Art und Weise muss der Energieterm für die Austauschwechselwirkung nicht berücksichtigt werden [SW48]. Für den F wird eine potentielle Energielandschaft E aufgestellt, welche das externe Magnetfeld H_{ext} (Zeeman-Term) und die Anisotropie berücksichtigt [SW48]. Für den einfachen Fall eines Systems mit uniaxialer Anisotropie K_F ergibt sich so bei Normierung auf die Fläche S

$$\begin{aligned}
 E(\beta_F)/S = & -\mu_0 H_{\text{ext}} M_{\text{sat}} t_F \cos(\varphi_{\text{ext}} - \beta_F) \\
 & + K_F t_F \sin^2(\beta_F - \gamma_F).
 \end{aligned}
 \tag{2.3.1}$$

φ_{ext} , β_F und γ_F sind hier die Winkel, welche externes Magnetfeld \vec{H}_{ext} , magnetisches Moment des F \vec{M}_F und dessen leichte Achse der Anisotropie mit der x -Achse des Koordinatensystems einschließen (vgl. Abb. 2.5). M_{sat} ist die Sättigungsmagnetisierung des F und t_F dessen Dicke. Bei geeigneter Wahl des Koordinatensystems lässt sich $\gamma_F = 0$ setzen. β_F ergibt sich durch Energieminimierung von Gleichung 2.3.1 entsprechend der *perfect delay convention* [NK91]. Dies bedeutet, dass für β_F dasjenige Minimum ausgewählt wird, welches vom Ausgangszustand von \vec{M}_F ohne Überwindung einer Energiebarriere erreicht werden kann [NK91]. Für starke externe Magnetfelder dominiert der Zeeman-Term, für welchen nur ein Minimum existiert, sodass sich $\beta_F \approx \varphi_{\text{ext}}$ ergibt. Bei schwachen Magnetfeldern dominiert hingegen der Term der uniaxialen Anisotropie, wodurch sich zwei Minima ergeben. Welches dieser

Minima populiert ist, hängt von der Magnetisierungshistorie ab. Beim Durchlaufen einer Hystereseschleife mit der magnetischen Feldachse parallel zur leichten Richtung der Anisotropie ist diese Historie bei beiden Ästen der Hysterese unterschiedlich und es ergibt sich eine quantitative Beschreibung für die Koerzitivität [SW48].

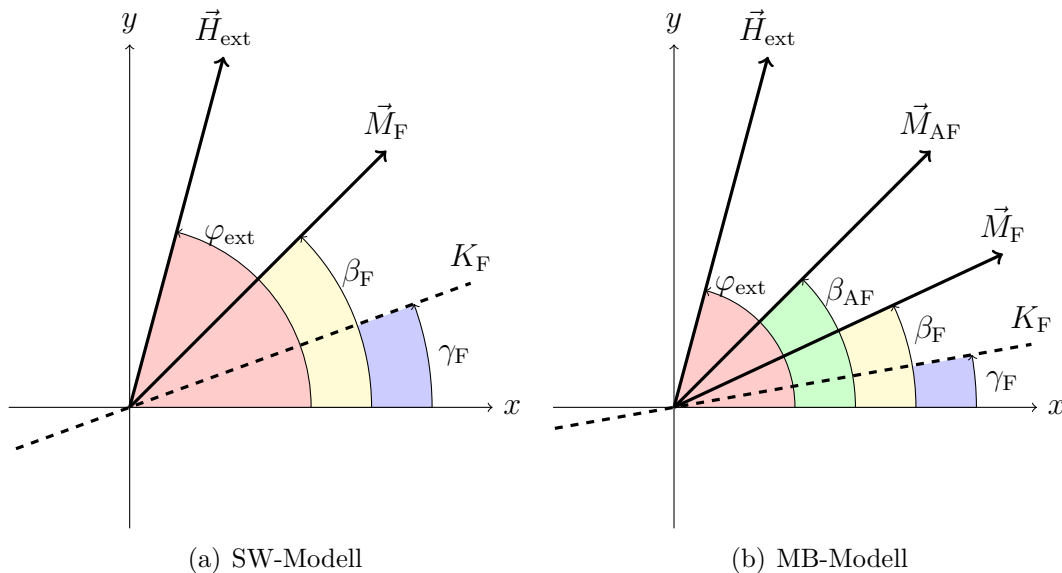


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Geometrien im SW-Modell (a) und im MB-Modell (b). Verändert nach [RZ08].

Das Modell von MEIKLEJOHN und BEAN

Im ersten Modell zur Austauschanisotropie beschrieben MEIKLEJOHN und BEAN (MB-Modell) die Grenzfläche des AF derart, dass lediglich ein Atomtyp der beiden Untergitter vorkommt [MB56]. Das magnetische Moment dieser Atome ist dann nicht mehr durch das zweite Untergitter kompensiert und es verbleibt das sogenannte Grenzflächenmoment \vec{M}_{AF} , welches wiederum mit dem angrenzenden F gekoppelt ist (vgl. Abb. 2.5b). In diesem einfachen Bild lässt sich der Winkel zwischen \vec{M}_{AF} und der x -Achse β_{AF} durch einen Feldkühlprozess über die gesamte Probenoberfläche parallelisieren (vgl. Abb. 2.6). Dazu muss zunächst über T_N geheizt werden, um die magnetische Ordnung im AF zu zerstören [MB56]. Bei der Abkühlung in einem sättigenden Magnetfeld wird die Richtung von \vec{M}_F bei Wiederherstellung der Ordnung im AF auf das Grenzflächenmoment übertragen. Bei genügend tiefer Temperatur ist dieses Grenzflächenmoment stabilisiert und leistet einen permanenten, unidirektionalen Beitrag zur Anisotropie des F. [MB56]. Zur mathematischen Beschreibung erweiterten MEIKLEJOHN und BEAN das SW-Modell um einen uni-

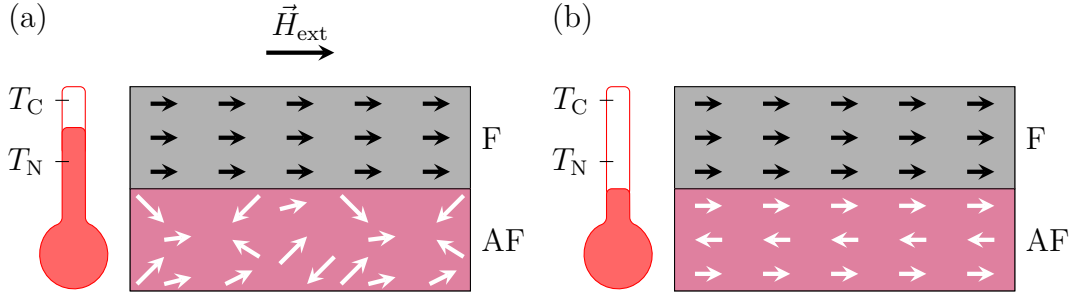


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Initialisierung des EB-Effekts im MB-Modell. Im Temperaturbereich $T_C > T > T_N$ (a) ist der F entsprechend des externen Magnetfelds ausgerichtet, während im AF keine magnetische Ordnung gegeben ist. Durch Kühlung in den Temperaturbereich $T < T_N$ (b) entsteht die Ordnung im AF derart, dass das magnetische Moment der unkompensierten Grenzfläche entsprechend der Magnetisierung des F ausgerichtet ist. So wird ein permanenter, unidirektionaler Beitrag zur Anisotropie des F erzeugt. Verändert nach [Hol15].

direktionalen Anisotropieterm der Energie E_{UDA} , welcher die Austauschenergie der F/AF-Grenzfläche beschreibt. Aus Gleichung 2.3.1 folgt dann

$$\begin{aligned}
 E(\beta_{\text{F}})/S &= -\mu_0 H_{\text{ext}} M_{\text{sat}} t_{\text{F}} \cos(\varphi_{\text{ext}} - \beta_{\text{F}}) \\
 &\quad + K_{\text{F}} t_{\text{F}} \sin^2(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{F}}) \\
 &\quad - J_{\text{EB}} \cos(\beta_{\text{F}} - \beta_{\text{AF}}),
 \end{aligned} \tag{2.3.2}$$

wobei J_{EB} der Flächenenergiedichte der unidirektionalen Anisotropie entspricht. Der Term kann im Detail als die Summe von vielen Energiebeiträgen betrachtet werden (vgl. Gleichung 2.3.2), wobei sich ein Beitrag durch die Wechselwirkung eines AF- und eines F-Moments ergibt [Mal88a]. Dazu müssen alle Paare betrachtet werden, deren Abstand kleiner als die Reichweite der Austauschwechselwirkung ist [Mal88a]. Der Energieterm ergibt sich dann zu

$$E_{\text{UDA}} = \sum_{ij} J_{ij} \mathbf{S}_i^{\text{AF}} \mathbf{S}_j^{\text{F}}. \tag{2.3.3}$$

Durch Energieminimierung ergibt sich mithilfe von Gleichung 2.3.2 für die Verschiebung der Hysterese entlang der leichten Achse

$$H_{\text{EB}} = -\frac{J_{\text{EB}}}{\mu_0 M_{\text{sat}} t_{\text{F}}}. \tag{2.3.4}$$

Gleichung 2.3.4 liefert die antiproportionale Abhängigkeit von H_{EB} von t_{F} und eine lineare Abhängigkeit von der Stärke der Austauschwechselwirkung. Auch für die Winkelabhängigkeit von H_{EB} und H_{C} wird für bestimmte Systeme eine qualitativ gute

Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment erreicht [XKW99, MNR02]. Eine große Unstimmigkeit im MB-Modell ist die Abweichung zwischen den experimentell ermittelten Werten für J_{EB} und den theoretisch ermittelten Werten für eine perfekt unkompenzierte Oberfläche [Mal87]. Die experimentell ermittelten Größen sind dabei zwischen einem Faktor 3 bis hin zu mehreren Größenordnungen kleiner [RES03, MD96, GKE02]. Des Weiteren gibt das MB-Modell unter anderem nicht die Abhängigkeiten von Temperatur und Korngrößen wieder und hat keine Erklärung für positiven EB oder die Trainingseffekte.

Realistisches MB-Modell

MEIKLEJOHN und BEAN erweiterten ihr Modell später um einen weiteren Freiheitsgrad [MB57, Mei62]. Das magnetische Moment des AF, welches bisher als unbeweglich angenommen wurde, darf in diesem realistischeren Modell (RMB-Modell) rotieren. Der AF behält hierbei seine innere Ordnung bei und rotiert als Ganzes. In welchem Maß eine solche Rotation stattfinden kann definiert die Anisotropie des AF. Je größer diese ist, desto unwahrscheinlicher ist eine Rotation des AF weg von der leichten Achse. Gleichung 2.3.2 erweitert sich so nach [Mei62] für einen AF mit uniaxialer Anisotropie zu

$$\begin{aligned}
 E(\beta_{\text{F}})/S = & -\mu_0 H_{\text{ext}} M_{\text{sat}} t_{\text{F}} \cos(\varphi_{\text{ext}} - \beta_{\text{F}}) \\
 & + K_{\text{F}} t_{\text{F}} \sin^2(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{F}}) \\
 & - J_{\text{EB}} \cos(\beta_{\text{F}} - \beta_{\text{AF}}) \\
 & + K_{\text{AF}} t_{\text{AF}} \sin^2(\beta_{\text{AF}} - \gamma_{\text{AF}})^2.
 \end{aligned} \tag{2.3.5}$$

K_{AF} ist die Anisotropiekonstante des AF, γ_{AF} der Winkel zwischen leichter Anisotropieachse und x -Achse des Koordinatensystems und t_{AF} die Dicke des AF. Welchen Wert β_{AF} annimmt, hängt vom energetischen Verhältnis zwischen Anisotropie des AF und der Austauschanisotropie ab. Bei einem großen Betrag für $f_{\text{R}} = J_{\text{EB}}/(K_{\text{AF}} t_{\text{AF}})$ ist die Rotation groß, während die Rotation für kleine Werte von f_{R} vernachlässigbar wird und sich wieder das ursprüngliche MB-Modell ergibt [Mei62]. Für $0.5 < f_{\text{R}} < 1$ folgen die AF Momente den F Momenten auf irreversible Art und Weise, sodass die Rotationsverluste bei Drehmomentsmessungen erklärt werden können [Mei62].

NÉEL-Modell – Domänenwand im AF

Im Modell von NÉEL wird der niedrige experimentelle Wert für J_{EB} dadurch erklärt, dass sich im AF eine partielle Domänenwand parallel zur Oberfläche bildet, in der ein

Teil der Austauschenergie gespeichert ist [Née67]. Dadurch ist die effektive Kopplung zum Ferromagneten kleiner.

Random-Field-Modell

Im *Random-Field-Modell* berücksichtigen MALOZEMOFF *et al.* Rauigkeiten und zufällige Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung an der Grenzfläche und brechen damit mit dem Bild der perfekt unkompensierten Oberfläche des AF [Mal88b]. An der Oberfläche gibt es dadurch antiparallel ausgerichtete Momente, welche der eigentlichen Austauschisotropie entgegen wirken. Es verbleibt lediglich ein Nettomoment, welches sich aus der Vektorsumme der einzelnen Momente ergibt [Mal88a]. Je nach Konfiguration der Oberfläche kann dieses Nettomoment sehr klein werden, sodass sich eine beliebige Dimension von J_{EB} erklären lässt.

MAURI-Modell

Im MAURI-Modell [MSB87] ist das Grenzflächenmoment des AF analog zum RMB-Modell nicht fest, sondern kann rotieren. Allerdings erfolgt laut diesem Modell keine Rotation des kompletten AF, sondern es bildet sich (analog zu dem Modell von NÉEL) eine Domänenwand parallel zur Grenzfläche. Zur Ausbildung einer solchen Domänenwand ist eine bestimmte Dicke des AF notwendig, welche sich aus der Austauschkonstante des AF und dessen Anisotropie berechnet [MSB87].

Weitere Modelle auf Basis von Domänenwänden

Neben dem NÉEL- und MAURI-Modell wurden weitere Ansätze präsentiert, welche den EB-Effekt über die Ausbildung von Domänenwänden im AF erklären. Nennenswert ist hier zum einen der Ansatz von STILES und MCMICHAEL [SM99], welcher die Ausbildung von partiellen Domänenwänden in individuellen AF-Körnern beschreibt, sowie der von KIM und STAMPS [KSM00, KS01a, KS01b]. In diesem Modell wird das Modell einer partiellen Domänenwand sowohl für kompensierte, als auch für unkompensierte oder teils kompensierte Oberflächen beschrieben [Sta00b, Sta00a].

Domain-State-Modell

Beim *Domain-State-Modell* (DS-Modell) handelt es sich um ein mikroskopisches Modell [NMU01, NMU02], bei dem unmagnetische Verunreinigungen im antiferromagnetischen Material berücksichtigt werden [MGG00]. Durch diese Punktdefekte im magnetischen Gitter entstehen Domänen mit einem magnetischen Restmoment (vgl. Abb. 2.7), welche gleichzeitig magnetisch frustriert sind. Die Symmetrie der

Austauschwechselwirkung ist hier gebrochen, sodass das vom Umfeld vorgegebene AF-Gitter von den magnetischen Momenten der Domäne weniger stark präferiert ist [NMU01].

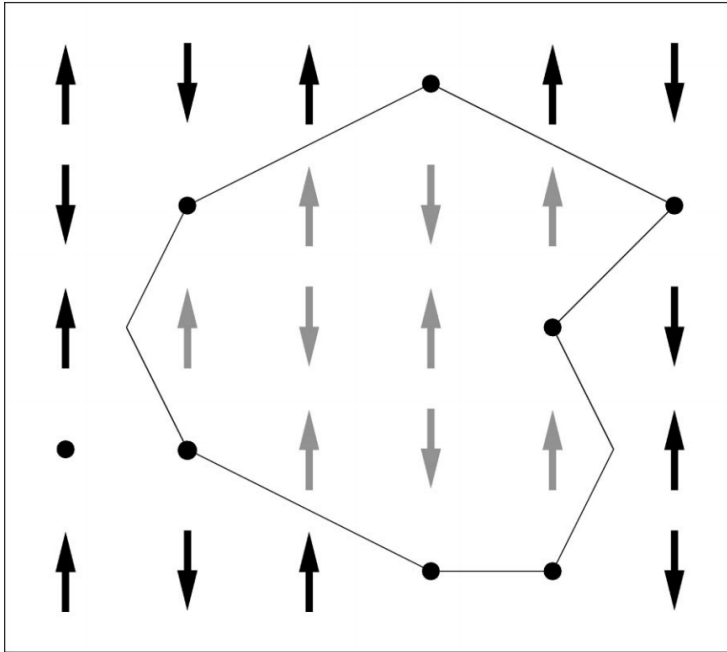


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung von AF-Domänen im DS-Modell. Durch die unmagnetischen Gitterstellen ergeben sich Domänen, welche trotz antiferromagnetischer Ordnung eine Restmagnetisierung besitzen und gleichzeitig eine deutlich schwächere Austauschwechselwirkung zum Rest des AF besitzen. Verändert nach [NUK02].

Das magnetische Restmoment dieser Domäne kann durch die reduzierte Bindung zur antiferromagnetischen Ordnung des Umfelds dem externen Magnetfeld folgen [NMU01]. Der DS kann in diesem Zusammenhang auch als magnetische Phase verstanden werden, welche bei niedrigen Temperaturen und hohen Feldstärken populiert werden kann [NMU01]. So wird er durch Kühlung auf $T < T_B$ im externen Magnetfeld erzeugt und ist dann metastabil, sodass nach Entfernen des externen Felds weiterhin der DS vorliegt [NMU01]. Dieser „eingefrorene“ DS kann dann einen permanenten Beitrag zur Anisotropie des F erzeugen und ist so für den EB verantwortlich. Im Detail korreliert die Ausbildung der Domänen mit dem unmagnetischen Verdünnungsgrad und der statistischen Verteilung der dadurch entstandenen Fehlstellen [NUK02].

Spin-Glas-Modell

Ein weiteres Modell (SG-Modell) zur Erklärung von EB wurde 2005 von RADU *et al.* geliefert [Rad05, RWTB05, RZ08]. Die Oberfläche des AF wird hier als magnetisch frustriert angenommen, sodass sie *spin-glass* ähnliche Eigenschaften besitzt [RZ08]. Es wird angenommen, dass die Anisotropie des AF in der Nähe der Grenzfläche reduziert ist. Auf dieser Basis werden die AF-Momente an der Oberfläche in zwei Kategorien unterschiedlicher Anisotropie eingeteilt (vgl. Abb. 2.8). Die AF-Momente mit größerer Anisotropie werden als „eingefroren“ deklariert, welche im unkompenzierten Fall zu H_{EB} beitragen [RZ08]. Die AF-Momente mit niedrigerer Anisotropie werden als rotierbar bezeichnet, da bei ihnen die Anisotropie so weit reduziert ist, dass sich ihr magnetisches Moment neu ausrichten kann [RZ08].

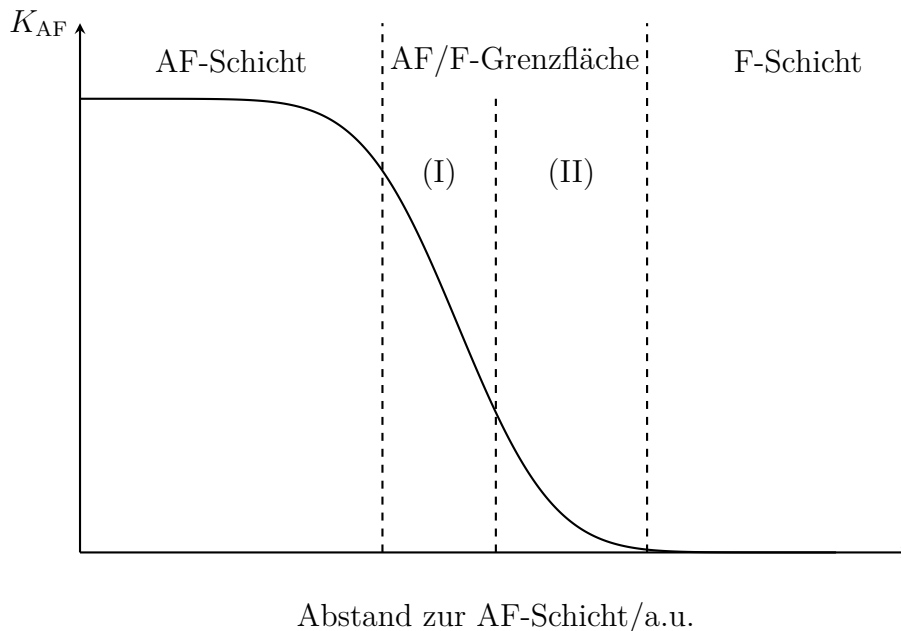


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Anisotropie im SG-Modell. An der Grenze zwischen AF und F ist die Anisotropie reduziert und es lassen sich zwei Bereiche für das magnetische Moment definieren. In Bereich (I) ist das Moment „eingefroren“ und trägt zu H_{EB} bei, während im Bereich (II) die Anisotropie soweit reduziert ist, dass das Moment rotieren kann und so zu H_C beiträgt. Abbildung aus [Hol15] verändert nach [RZ08].

Die reduzierte Anisotropie im Grenzbereich wird darauf zurückgeführt, dass in diesem Bereich Veränderungen der Stöchiometrie, chemische Vermischungen und Rauigkeiten vorliegen [RZ08]. Im Falle niedriger Anisotropie wird die Energielandschaft der AF-Momente von der Austauschanisotropie dominiert, sodass die AF-Momente dem F-Moment folgen können. Diese Momente leisten daher einen Beitrag zur Anisotropie des F, der ihrer aktuellen Ausrichtung entspricht, was sich in der Hysterese

als erhöhte Koerzitivität darstellt [RZ08].

Mathematisch lässt sich dies durch die Einführung eines zusätzlichen Anisotropie-terms berücksichtigen. Dazu werden zunächst die effektive Austauschanisotropiekonstante $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ und die effektive Anisotropiekonstante K_{SG} definiert, welche sich zu

$$\begin{aligned} K_{\text{SG}} &= (1 - f_{\text{SG}}) J_{\text{EB}}, \\ J_{\text{EB}}^{\text{eff}} &= f_{\text{SG}} J_{\text{EB}} \end{aligned} \quad (2.3.6)$$

ergeben [RZ08]. Die Konstante f_{SG} gibt dabei den Anteil der AF-Momente an, welche entsprechend Bereich (I) aus Abbildung 2.8 „eingefroren“ sind und zum EB-Effekt beitragen. Der übriggebliebene Anteil $1 - f_{\text{SG}}$ entspricht dem Bereich (II) und ist frei rotierbar. Die Momente tragen zwar prinzipiell einen unidirektionalen Beitrag zur Anisotropie des F bei, da sie jedoch dem F-Moment folgen können, wird der resultierende Beitrag als uniaxial angenommen [RZ08]. Der zusätzliche Anisotropiebeitrag kann dem RMB-Modell hinzugefügt werden zu

$$\begin{aligned} E(\beta_{\text{F}})/S &= -\mu_0 H_{\text{ext}} M_{\text{sat}} t_{\text{F}} \cos(\varphi_{\text{ext}} - \beta_{\text{F}}) \\ &\quad + K_{\text{F}} t_{\text{F}} \sin^2(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{F}}) \\ &\quad - J_{\text{EB}} \cos(\beta_{\text{F}} - \beta_{\text{AF}}) \\ &\quad + K_{\text{AF}} t_{\text{AF}} \sin^2(\beta_{\text{AF}} - \gamma_{\text{AF}})^2 \\ &\quad + K_{\text{SG}} \sin^2(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{SG}})^2. \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

γ_{SG} ist ein zusätzlich eingebrachter Freiheitsgrad, welcher beschreibt, dass die leichte Achse der rotierbaren AF-Momente von der leichten Achse des F verschieden sein kann [RZ08].

Das Modell liefert eine gute Beschreibung für $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ [RWTB05]. Durch Anpassung der Parameter f_{SG} und γ_{SG} lässt sich auch die Abhängigkeit von Temperatur und Dicke des AF beschreiben [RZ08]. Der Trainingseffekt lässt sich durch irreversible Änderungen der „eingefrorenen“ AF-Momente erklären [RZ08]. Abschließend ist jedoch anzumerken, dass für eine Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie die Parameter f_{SG} und γ_{SG} frei angepasst werden müssen. Dieser Anpassung liegt jedoch kein quantitatives physikalisches Modell zu Grunde.

Polykristalline Modelle

Bei der bisherigen Beschreibung des EB wurde der AF immer als Einheit betrachtet. Im Gegensatz zu monokristallinen Systemen, in welchen der Effekt zwar auch auftritt, haben polykristalline Systeme das höhere Anwendungspotential, da deren

Herstellung deutlich kostengünstiger zu realisieren ist [NS99]. Für solche Systeme ist das Bild des eindomänigen AF zu ungenau [OFOVF10]. Ein erstes Modell, welches die Polykristallinität in solchen Systemen berücksichtigt, ist das Modell von FULCOMER und CHARAP [FC72]. In diesem Modell wird der AF als Ensemble von untereinander nicht wechselwirkenden Körnern angenommen, welche nur mit dem F und nicht untereinander in Wechselwirkung treten. Für jedes dieser Körner, welches einer einzelnen antiferromagnetischen Domäne entspricht, kann eine Betrachtung im Sinne des SW-Modells durchgeführt und so eine Energielandschaft betrachtet werden [FC72]. Die Energie $E_{AF,i}$ für ein solches Korn setzt sich im einfachsten Fall aus der Austauschisotropie und einer uniaxialen Anisotropie zusammen. Sie ergibt sich zu

$$E_{AF,i}(\beta_{AF,i}) = - J_{EB,i} S_{AF,i} \cos(\beta_F - \beta_{AF,i}) + K_{AF,i} V_{AF,i} \sin^2(\beta_{AF,i} - \gamma_{AF,i})^2. \quad (2.3.8)$$

$S_{AF,i}$ ist hierbei die zum EB beitragende Fläche des Korns und $V_{AF,i}$ dessen Volumen. $K_{AF,i}$ ist die Energiedichte der Anisotropie im AF, $\gamma_{AF,i}$ deren Richtungswinkel und $J_{EB,i}$ die lokale Stärke der Austauschisotropie.

Entsprechend Gleichung 2.3.8 ergibt sich für $K_{AF,i} V_{AF,i} > J_{EB,i} S_{AF,i}$ ein Zwei-Niveau-Modell für jedes AF-Moment $m_{AF,i}$ (vgl. Abb. 2.9) [EJE05]. Ohne Austauschisotropie wären diese Niveaus entartet, durch die Wechselwirkung mit dem F liegt jedoch für den Fall ferromagnetischer Kopplung eine energetische Bevorzugung des Zustands vor, bei welchem β_F und β_{AF} identisch sind [EJE05].

Die beiden Zustände sind durch eine Energiebarriere getrennt, welche sich nach Differenzierung von Gleichung 2.3.8 zu

$$\Delta E_i = E_{1,i} - E_{2,i} \left(1 - \frac{E_{2,i}}{4E_{1,i}} \right), \quad (2.3.9)$$

mit :

$$E_{1,i} = K_{AF,i} V_{AF,i},$$

$$E_{2,i} = J_{EB,i} S_{AF,i}.$$

ergibt. Die Energieterme $E_{1,i}$ und $E_{2,i}$ entsprechen den Energiebeiträgen aus Anisotropie, respektive Austauschisotropie des entsprechenden Korns. Ist $K_{AF,i} V_{AF,i}$ besonders groß, so definiert sich die Energiebarriere nahezu nur durch diesen Term, während die Energiebarriere bei zu großem $J_{EB,i} S_{AF,i}$ verschwindet. Entsprechend

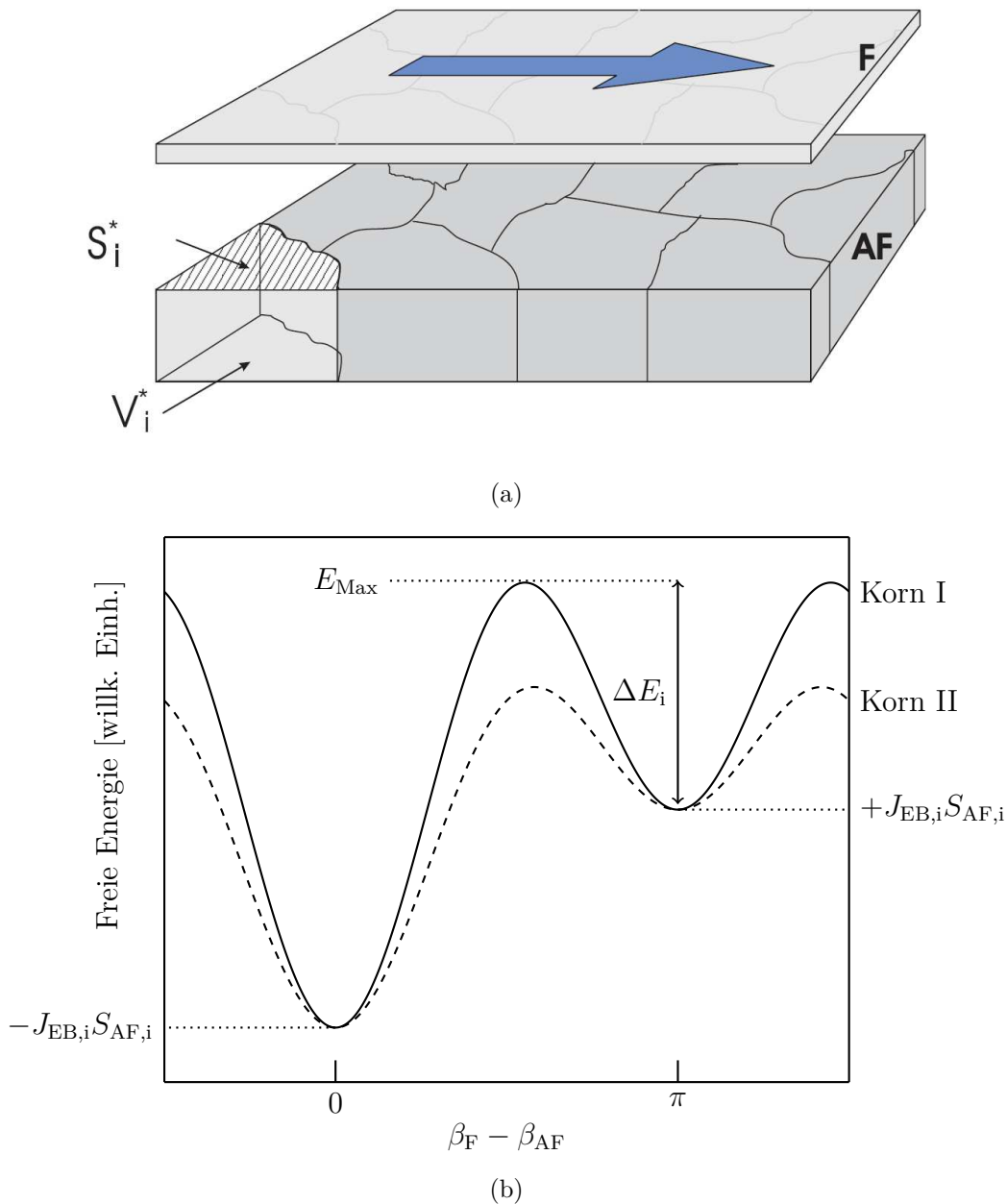


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des polykristallinen Modells (a). Während von einem eindomänigen F ausgegangen wird, besteht der AF aus einem Ensemble verschiedener Körner i , welche sich unter anderem in Volumen $V_{AF,i}$ und Kontaktfläche zum F $S_{AF,i}$ voneinander unterscheiden. In (b) ist das Energiediagramm für das Zwei-Niveau-Modell für zwei verschiedene Körner I und II gezeigt, wobei das Produkt aus Anisotropie und Volumen von Korn II geringer ist als von Korn I. Die beiden Zustände sind durch eine Energiebarriere ΔE_i getrennt, welche für das Korn II deutlich reduziert und so leichter zu überwinden ist. Abbildungen verändert nach [EJE05].

der Verteilung an Energiebarrieren ergibt sich dann eine Verteilung aus daraus resultierenden Übergangsfrequenzen f_i , beziehungsweise Relaxationszeiten τ_i

$$f_i = \frac{1}{\tau_i} = f_0 \cdot \left[\exp\left(-\frac{\Delta E_i}{k_B T}\right) + \exp\left(-\frac{\Delta E_i + 2J_{EB,i}S_{AF,i}}{k_B T}\right) \right]. \quad (2.3.10)$$

f_0 ist hier die Versuchsfrequenz der AF-Körner und liegt in der Größenordnung zwischen $10^9/s$ [FC72] und $10^{12}/s$ [VFAC10]. Der erste Exponentialterm entspricht hier dem Übergang vom lokalen ins globale Minimum, während der zweite Term für den umgekehrten Übergangsprozess steht.

FULCOMER und CHARAP definieren in diesem Zusammenhang T_B eines AF-Korns als die Temperatur, unterhalb derer der magnetische Zustand des AF-Korns innerhalb eines experimentellen Zeitraums nicht relaxieren kann [FC72]. Durch Abgleich der Relaxationszeiten mit der experimentellen Zeitskala definieren SOEYA *et al.* Klassen von AF-Körnern, welche je nach thermischer Stabilität zu H_{EB} oder H_C beitragen [SFT96]. Dieses Konzept wurde in verschiedenen Varianten weiterentwickelt [SM99, GPS02, EJE05, OFOVF10], wobei in aktuellen Varianten eine Einteilung der Körner in bis zu 4 Klassen stattfindet (vgl. Abb. 2.10).

AF-Körner der Klasse 1 besitzen die niedrigste Energiebarriere. Hier ist die thermische Energie in Relation so groß, dass die Besetzung der Minima komplett zufällig ist. Daher werden AF-Körner dieser Kategorie als superparamagnetisch bezeichnet [SFT96]. AF-Körner der Klasse 2 besitzen eine etwas größere Energiebarriere, sodass eine Relaxation in das globale Minimum noch möglich ist, dieser Zustand jedoch instabil ist [SFT96]. Da sich die Position des globalen Minimums im Verlauf einer Hysterese in Abhängigkeit von β_F ändert, tragen diese Körner zu H_C bei. AF-Körner der Klasse 3 und 4 sind so träge, dass sie im Verlauf einer Hysterese keinen Relaxationsprozess durchlaufen [SFT96, EJE05, OFOVF10] und werden daher als „eingefroren“ bezeichnet. Diese Körner tragen prinzipiell zu H_{EB} bei und unterscheiden sich in ihrer thermischen Stabilität während des Feldkühlprozesses [EJE05, OFOVF10]. Während bei Körnern der Klasse 3 bei höheren Temperaturen ein Relaxationsprozess möglich ist, sind Körner der Kategorie 4 auch bei diesen Bedingungen stabil [EJE05, OFOVF10]. Bei einer zunächst statistischen Verteilung der magnetischen Zustände der AF-Körner leisten also nach dem Feldkühlprozess nur Körner der Klasse 3 einen makroskopischen Beitrag zu H_{EB} [EJE05, OFOVF10].

O'GRADY *et al.* betonen in diesem Zusammenhang, dass die obige Einteilung massiv von Temperatur und Zeitskala während Messung und Feldkühlprozess abhängen [OFOVF10]. Für vergleichbare Messungen wurde zu diesem Zweck mit dem YORK-PROTOKOLL ein standardisiertes Messprotokoll eingeführt. Auf diese Art und Weise

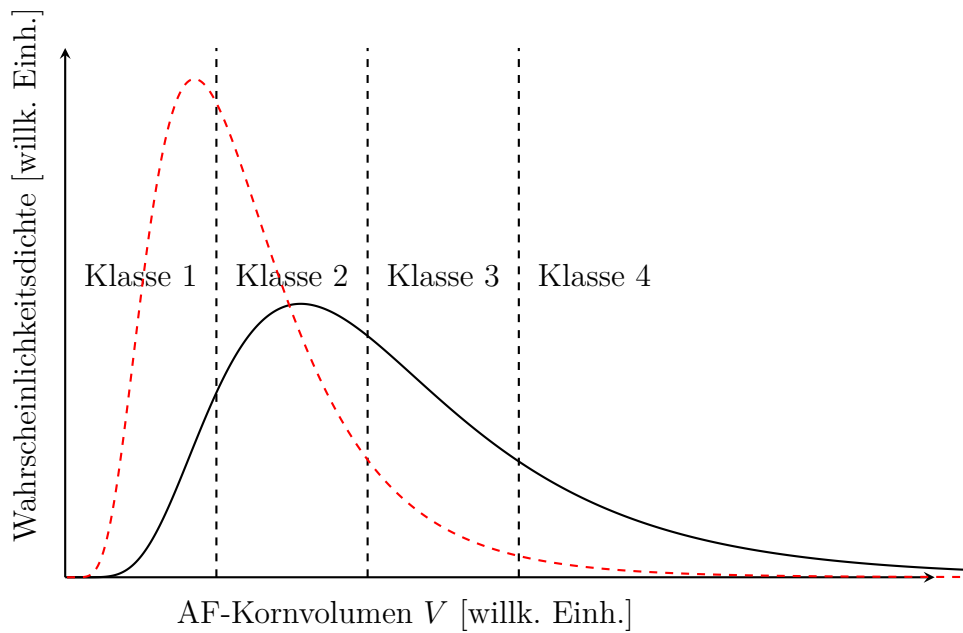


Abbildung 2.10: Schematische Auftragung der Verteilung von Energiebarrieren von AF-Körnern im polykristallinen Modell. Die Wahrscheinlichkeitsdichte folgt dabei entsprechend der Verteilung der Kornvolumina einer logarithmischen Normalverteilung [OFOVF10]. Entsprechend der Höhe der Energiebarrieren erfolgt eine Einteilung der Körner in 4 Klassen. Diese sind superparamagnetische AF-Körner (Klasse 1), zu H_C beitragende Körner (Klasse 2), zu H_{EB} beitragende thermisch stabile Körner (Klasse 3) und bei Feldkühlbedingungen stabile Körner (Klasse 4) [SFT96, EJE05, OFOVF10]. Gezeigt sind zwei Verteilungen mit größerer (schwarz durchgezogen) und kleinerer (rot gestrichelt) mittlerer Korngröße. Für die beiden Verteilungen unterscheidet sich daher die Summe von Körnern in unterschiedlichen Klassen und demzufolge H_{EB} und H_C .

konnte eine direkte Korrelation zwischen H_{EB} und der tatsächlichen Korngrößenverteilung nachgewiesen [VFFOO08] und gezeigt werden, dass die Verteilung der Energiebarrieren in erster Näherung nur von der Volumenverteilung abhängt, da die Anisotropie der AF-Körner ab einer bestimmten Schichtdicke im Mittel nicht vom Volumen abhängt [OFOVF10]. Es wird des Weiteren gezeigt, dass die Energiebarriere in erster Näherung lediglich als Produkt von Volumen und Anisotropie des AF-Korns angenommen werden kann [OFOVF10].

Das polykristalline Modell eignet sich hervorragend zur Erklärung der durch Ionenbeschuss verursachten Modifikationen [EKJ03, Ehr04, EEW06] in EB-Systemen [EJE05, ESW11]. Die beobachteten Effekte lassen sich so erklären, dass sowohl ein lokales Aufheizen, als auch eine Veränderung des Ensembles von Energiebarrieren stattfindet: Die durch den Ionenbeschuss eingebrachte Energie ist deutlich größer als die thermische Energie, welche während des Feldkühlens auftritt [Ehr04, EJE05].

Durch den Ionenbeschuss können also AF-Körner in das globale Minimum relaxieren, welche vom Feldkühlverfahren unbeeinflusst blieben [ESW11]. Des Weiteren werden durch die Bestrahlung mit Heliumionen Defekte erzeugt, welche die Materialparameter verändern. Durch Verringerung der Anisotropie K_{AF} reduziert sich die Höhe der Energiebarriere im Zwei-Niveau-Modell und eine Relaxation ins globale Minimum kann in kürzeren, experimentell zugänglichen Zeitskalen erfolgen. Durch den Beschuss wird jedoch des Weiteren eine Verringerung von $J_{EB,i}$ bewirkt, welche bei genügend hoher Dosis so dominant wird, dass eine Reduktion von H_{EB} erfolgt [ESW11]. So lässt sich mit diesem Modell die zunächst erfolgende Erhöhung von H_{EB} , als auch die mit größerer Dosis erfolgende Reduktion erklären.

Vergleich der Modelle

Auch wenn noch keines der publizierten Modelle den EB-Effekt allumfassend beschreibt, ist vor allem in den letzten 10 Jahren ein großer Fortschritt bei der Modellierung zu erkennen. So sind mit dem DS-Modell, dem SG-Modell und dem polykristallinen Modell in seinen verschiedenen Varianten prinzipiell drei Modelle vorhanden, welche große Teile der Phänomenologie des EB beschreiben [NMU01, RZ08, OFOVF10]. Auch wenn die grundlegenden Überlegungen der Modelle sehr unterschiedlich sind, so ist das Resultat doch immer eine Einteilung in stabile und instabile Elemente, welche zu H_{EB} oder H_C beitragen können. Insgesamt erklärt der polykristalline Ansatz zwar einen größeren Anteil der Phänomenologie, allerdings verbietet dieser Ansatz auch eine einfache Berechnung von Hysteresen auf Basis des Modells von STONER und WOHLFARTH. An dieser Stelle könnte es daher sinnvoll sein zur Beschreibung der anderen Modelle verwendete Elemente derart zu abstrahieren, dass eine einfachere Berechnung des polykristallinen Ansatzes auch mithilfe des Formalismus von STONER und WOHLFARTH möglich ist (vgl. Kap. 6).

2.4 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Eine vielverwendete Methode zur Untersuchung von magnetischen Oberflächen basiert auf dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) [QB99]. Die Wechselwirkung von Licht mit magnetischen Materialien wurde bereits 1845 von FARADAY für die Transmission von Licht in magnetischer Materie entdeckt [Far46]. Der magnetooptische Kerr-Effekt wurde etwa 30 Jahre später von KERR entdeckt und beschreibt die Veränderung von Polarisation und Intensität bei der Reflexion von Licht an magnetischen Oberflächen [Ker77]. Eine erste schlüssige Erklärung für magnetooptische Effekte lieferte MAXWELL, der linear polarisiertes Licht als Superposition von zwei

zirkular polarisierten Komponenten auffasste [Max73]. Diese Komponenten weisen unterschiedliche Propagationsgeschwindigkeiten auf, sodass für solcherlei Materialien ein polarisationsabhängiger Brechungsindex verwendet wird. HULME lieferte 1932 die erste quantenmechanische Erklärung für magnetooptische Effekte [Hul32], indem er den Effekt auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung zurückführte, welche Spin und Bewegung des Elektrons miteinander koppelt. KITTEL konnte zeigen, dass die Veränderung der Wellenfunktionen durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung die richtige Größenordnung in der Differenz der beiden Brechungsindizes liefert [Kit51]. Mithilfe der Störungstheorie konnte ARGYRES letztlich eine vollständige Herleitung für magnetooptische Effekte in Ferromagneten liefern [Arg55]. Der Kerr-Effekt ist sehr sensitiv auf die Magnetisierung an der Oberfläche, da der reflektierte Lichtstrahl bei den meisten Systemen nur etwa 30-40 nm tief in das System eindringt [QB99].

2.4.1 Geometrien

Der MOKE lässt sich in drei Geometrien einteilen, welche durch die Ebene des reflektierten Lichtstrahls und die Richtung des Magnetisierungsvektors definiert sind [QB99, HS98]. Zusätzlich kann für linear polarisiertes Licht noch zwischen p - und s -polarisiertem Licht unterschieden werden [HS98]. p -Polarisation bedeutet hierbei, dass der elektrische Feldvektor des Lichts in der Einfallsebene liegt, während er bei s -Polarisation senkrecht zu dieser Ebene liegt [HS98].

In der polaren Geometrie ist das magnetische Moment senkrecht zur Probenoberfläche orientiert [HS98]. Bei der Reflexion wird sowohl bei s - als auch bei p -Polarisation eine Drehung der Polarisationssebene bewirkt. Bei beiden Polarisierungen findet diese Drehung in die gleiche Richtung statt [HS98, Vav00].

In der longitudinalen Geometrie (vgl. Abb. 2.11) ist das magnetische Moment sowohl parallel zur Oberfläche, als auch parallel zur Einfallsebene des Lichts orientiert [HS98]. Bei der Reflexion findet auch hier eine Drehung der Polarisationssebene statt, die Richtung ist in diesem Fall jedoch für s - und p -Polarisation unterschiedlich. So ist im Experiment eine Unterscheidung zwischen polarer und longitudinaler Magnetisierung möglich [HS98, Vav00].

Der dritte mögliche Fall ist die transversale Geometrie (vgl. Abb. 2.11). In diesem Fall ist das magnetische Moment parallel zur Oberfläche, aber senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Aus dieser Geometrie resultiert eine Änderung der Intensität des reflektierten Lichts für den Fall von p -polarisiertem Licht, während für s -polarisiertes Licht aufgrund der Parallelität von elektrischem Feldvektor und magnetischem Moment gar kein Effekt auftritt [HS98].

Durch geeignete Analyse der Eigenschaften des reflektierten Lichts ist eine Rekonstruktion der Richtung des magnetischen Moments möglich.

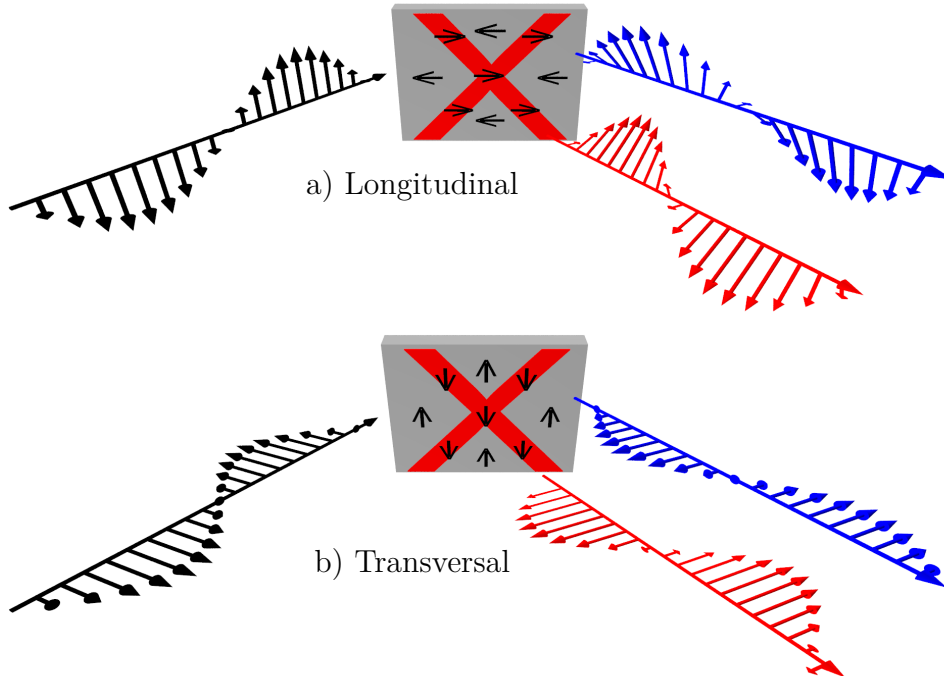


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung von Geometrien des MOKE. a) zeigt die longitudinale Geometrie für s -polarisiertes Licht. Das einfallende linear polarisierte Licht (schwarz) wird in Abhängigkeit des Magnetisierungsanteils gedreht, welcher parallel zur Probenoberfläche und zur Einfallsebene des Lichts ist. b) zeigt die transversale Geometrie für p -polarisiertes Licht. Hier findet eine Änderung der Reflektivität in Abhängigkeit des Magnetisierungsanteils statt, welcher parallel zur Probenoberfläche und senkrecht zur Einfallsebene des Lichts ist.

2.4.2 Makroskopischer Formalismus

Die Wechselwirkung von Licht mit Materie wird in der Optik über die komplexe Permittivität ϵ (mit Realteil ϵ_1 und Imaginärteil ϵ_2), bzw. den komplexen Brechungsindex N (mit Realteil n und Imaginärteil k) modelliert [Voi15]. Die Permittivität beschreibt die Polarisierbarkeit eines Stoffes in einem elektrischen Feld und der Brechungsindex die Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit von Licht in Materie. Die beiden Größen sind laut den Gleichungen von Maxwell direkt miteinander verknüpft [Mes09]. Für nichtmagnetische Materialien ergibt sich

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad \epsilon_2 = 2nk. \quad (2.4.1)$$

Die Permittivität eines Materials ist im Allgemeinen nicht isotrop, sondern richtungsabhängig. Dies wird durch das Einführen eines Permittivitätstensors beschrieben, welcher sich in symmetrische und antisymmetrische Komponenten aufteilen lässt [HS98]. Der symmetrische Part lässt sich durch geeignete Koordinatenwahl diagonalisieren [QB99]. Sind diese drei Komponenten identisch, dann ist das Material isotrop und der symmetrische Teil des Tensors lässt sich wieder durch eine einfache Konstante ϵ_0 ersetzen. Magnetooptische Effekte hängen hingegen nicht vom symmetrischen Anteil ab, sodass in der Literatur für diese Effekte meist von einem isotropen Material ausgegangen wird [QB99]. Für den Permittivitätstensor ergibt sich nach [HS98]

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} 1 & iQ_z & -iQ_y \\ -iQ_z & 1 & iQ_x \\ -iQ_y & -iQ_x & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.4.2)$$

Die antisymmetrischen Elemente ergeben sich aus dem Voigtvektor $\vec{Q} = (Q_x, Q_y, Q_z)$ [Voi08, Voi15], welcher die magnetisierungsabhängige Variation der Permittivität verursacht. Mithilfe eines definierten Tensors für jedes Material eines gegebenen Schichtsystems lassen sich die beiden Eigenschaften Polarisation und Intensität über den 4x4 Transfermatrixformalismus bestimmen [QB99].

Die Transfermatrixmethode geht auf ABELÈS und HANSEN zurück [Abe50, Han68] und wurde von ZAK *et al.* mithilfe des obigen Tensors für magnetische Schichtsysteme erweitert [ZML90b, ZML91, ZML90a]. Ausgangspunkt dieser Modelle ist die Betrachtung der Grenzfläche zweier Medien, die von einer elektromagnetischen Welle getroffen wird. Im einfachsten Fall zweier Dielektrika kann so ein Problem durch die Anwendung der Fresnelschen Formeln gelöst werden [Dem14], welche die Koeffizienten für Transmission und Reflexion der eingestrahnten Welle ergeben. Die Berechnung wird vielschichtiger, wenn die Anzahl der Schichten erhöht wird. Nun müssen die Fresnelschen Formeln für jede einzelne Schicht angewendet werden, dabei ist allerdings zu beachten, dass reflektierte Wellen immer wieder auf andere Grenzflächen treffen können und dabei mit den anderen Teilstrahlen interferieren.

Die Reflektivität des Gesamtsystems hängt im Wesentlichen von zwei Faktoren ab: Den jeweiligen Grenzschichten, an denen Reflexion und Transmission stattfinden, und der Art und Dicke der einzelnen Schichten, da die Art der Interferenz der Teilstrahlen von der Weglänge und der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts in dem Medium abhängig ist [ZML90a]. In Metallen sind die Elektronen nur schwach an das Kristallgitter gebunden und können leicht durch elektromagnetische Strahlung

beeinflusst werden. Eine Folge davon ist die Absorption von Photonen. Solche Absorptionseffekte werden über den Imaginärteil des komplexen Permittivitätstensors berücksichtigt [Dem14].

Trifft Licht auf eine Grenzfläche in der xy -Ebene, so wird ein Anteil des Lichts reflektiert und ein Anteil transmittiert. Das einfallende (i) und reflektierte (r) Licht kann jeweils in einen s - und einen p -polarisierten Anteil mit den entsprechenden elektrischen Feldern $E_s^{(i)}$, $E_s^{(r)}$, $E_p^{(i)}$ und $E_p^{(r)}$ aufgespalten werden. Diese werden in dem Zeilenvektor P (Gleichung 2.4.3) zusammengefasst. Der Zeilenvektor F beschreibt das elektrische Feld E und das magnetische Feld H in x - und y -Richtung.

$$F = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix}, \quad P = \begin{pmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \\ E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{pmatrix}. \quad (2.4.3)$$

Da F und P lediglich unterschiedliche Darstellungen für die gleiche elektromagnetische Welle sind, lassen sie sich ineinander überführen. Die Überführungsmatrix wird dabei als Mediumsbegrenzungsmatrix A definiert.

$$F = AP. \quad (2.4.4)$$

An der Grenzfläche müssen die elektrischen Feldkomponenten in x - und y -Richtung identisch sein, sodass F für beide Medien identisch ist:

$$A_1 P_1 = A_2 P_2. \quad (2.4.5)$$

A lässt sich für beliebige Magnetisierungen $\vec{M} = (M_x, M_y, M_z)$ bestimmen [ZML91, ZML92], zur Vereinfachung wird hier jedoch nur auf den verwendeten Fall der transversalen und longitudinalen Geometrie eingegangen. In transversaler Geometrie ergibt sich mit $M = M_y$ nach [QB00]

$$A_{j,\text{trans}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \alpha_z + iM_j Q_j \alpha_y & 0 & -\alpha_z + iM_j Q_j \alpha_y \\ 0 & -N_j & 0 & -N_j \\ n\alpha_z & 0 & n\alpha_z & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.4.6)$$

θ_j ist der Einfallswinkel im betrachteten Medium j und M_j der zugehörige Magnetisierungsanteil in der betrachteten transversalen Geometrie und liegt zwischen -1 und +1. Dabei gilt des Weiteren $\alpha_y = \sin \theta_j$ und $\alpha_z = \cos \theta_j$.

Für den longitudinalen Fall ergibt sich analog

$$A_{j,\text{long}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} (1 + \alpha_z^2) M_j Q_j & \alpha_z & +\frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} (1 + \alpha_z^2) M_j Q_j & -\alpha_z \\ \frac{i}{2} \alpha_y M_j Q_j N_j & -N_j & \frac{i}{2} \alpha_y M_j Q_j N_j & -N_j \\ \alpha_z N_i & \frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} M_j Q_j N_j & -\alpha_z N_i & -\frac{i}{2} \frac{\alpha_y}{\alpha_z} M_j Q_j N_j \end{pmatrix}. \quad (2.4.7)$$

Der Voigtvektor \vec{Q} wurde in dieser Darstellung als isotrop angenommen, sodass von der Voigtkonstanten Q gesprochen wird. Eine Berücksichtigung der Richtungsabhängigkeit von \vec{Q} ist im gegebenen Formalismus zwar möglich, führt aber zu einer deutlich unübersichtlicheren Darstellung. Des Weiteren liegen in der Literatur kaum Daten bezüglich einer Anisotropie dieser Konstante vor, welche für spätere Berechnungen berücksichtigt werden könnten.

Bei Mehrschichtsystemen muss zudem die Interferenz der einzelnen Teilstrahlen berücksichtigt werden. Dies ist die Funktion der Propagationsmatrix D , welche die Phase beschreibt und sich für den transversalen Fall nach [ZML90a] zu

$$D_{j,\text{trans}} = \begin{pmatrix} U_j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & U_j & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U_j^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & U_j^{-1} \end{pmatrix}, \quad (2.4.8)$$

$$U_j = \exp(-ik_0 N_j d_j \alpha_z) \quad (2.4.9)$$

ergibt. k_0 ist der Wellenvektor und d_j ist die Dicke der betrachteten Schicht. Für den Fall mit lediglich longitudinalen Magnetisierungskomponenten ergibt sich

$$D_{j,\text{long}} = \begin{pmatrix} 0 & U_j & 0 & 0 \\ -U_j & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -U_j^{-1} \\ 0 & 0 & U_j^{-1} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.4.10)$$

Für ein Mehrschichtsystem ergibt sich entsprechend [ZML90b] aus den Elementen A_i und D_i der einzelnen Schichten der Ausdruck

$$A_1 D_1 P_1 = A_2 D_2 A_2^{-1} A_3 D_3 A_3^{-1} \dots A_N D_N P_N. \quad (2.4.11)$$

Dabei ist zu beachten, dass in der ersten und letzten Schicht die Propagationsmatrix D_i nicht berücksichtigt werden muss. Zusammengefasst ergibt sich die Matrix T zu

$$T = A_1^{-1} \prod_{j=2}^{N-1} (A_j D_j A_j^{-1}) A_N. \quad (2.4.12)$$

Zur vereinfachten Darstellung wird T als Kombination von vier 2x2-Matrizen dargestellt.

$$T = \begin{pmatrix} G & H \\ I & J \end{pmatrix}. \quad (2.4.13)$$

Aus dieser Matrix lassen sich nun die Fresnel-Reflexionskoeffizienten berechnen mit

$$I G^{-1} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}. \quad (2.4.14)$$

Die Intensität des reflektierten Lichts ist für p - und s -polarisiertes Licht

$$\begin{aligned} R_p &= |r_{pp}|^2, \\ R_s &= |r_{ss}|^2. \end{aligned} \quad (2.4.15)$$

Aus den nicht diagonalen Elementen r_{sp} und r_{ps} lässt sich die Rotation der Polarisationsachse (im Folgenden als Kerr-Winkel α_K bezeichnet), sowie die Elliptizität α_E für die beiden Ausgangspolarisationen bestimmen [MPT65].

$$\begin{aligned} \alpha_{K,p} + i\alpha_{E,p} &= \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \\ \alpha_{K,s} + i\alpha_{E,s} &= \frac{r_{ps}}{r_{ss}} \end{aligned} \quad (2.4.16)$$

2.4.3 Möglichkeiten zur Verstärkung des Kerr-Effekts

Die durch den MOKE verursachten Änderungen der Lichteigenschaften sind in der Regel sehr klein [BRP04]. So ist die Drehung des Lichts einer 10 nm dicken Eisen-schicht im longitudinalen Fall in der Größenordnung von $0,02^\circ$. Im polaren Fall ist der Effekt hingegen etwa eine Größenordnung größer [QB99]. Auch im transversalen Fall werden lediglich Intensitätsänderungen im Promillebereich detektiert [BRP04]. Zur Nutzung des MOKE für analytische Zwecke ist also entweder eine sehr sensitive Messung nötig oder ein Verfahren zur Verstärkung des Effekts selbst. Zur Verstärkung dieses Effektes sind in der Literatur verschiedene Ansätze zu finden.

Eine Option zur Verstärkung des MOKE ist das Aufbringen einer dielektrischen Schicht auf den zu untersuchenden Ferromagneten [Lis64, Lis61]. Der Verstärkungseffekt korreliert stark mit der Schichtdicke des Dielektrikums. Für einen maximalen Effekt muss diese Dicke speziellen Werten entsprechen, welche sich aus dem Einfallswinkel des Lichts und den Brechungsindizes der beteiligten Materialien ergeben. Der Verstärkungseffekt geht mit einer Reduktion der Reflektivität einher und kann über Dünnschichtinterferenzeffekte und Mehrfachreflexionen des Lichts innerhalb der ferromagnetischen Schicht erklärt werden [EY74]. Ein Verstärkungseffekt ist für alle Geometrien des MOKE beobachtbar [AF66]. Neben dielektrischen Materialien sind auch Halbleiter wie Silizium für einen solchen Verstärkungseffekt verwendbar [Hun67]. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn die Transparenz durch das Einbringen von Fremdatomen derart erhöht wird, dass die Bandlücke des Halbleiters vergrößert wird [NAA85].

Eine weitere Möglichkeit der Verstärkung ist eine Messung bei gleichzeitiger Anregung von Oberflächenplasmonen [FSW77]. Bei Oberflächenplasmonen handelt es sich um kollektive Elektronendichteschwankungen an der Oberfläche zwischen einem elektrischen Leiter und einem Dielektrikum [Rae88], durch welche lokal eine Erhöhung des elektrischen Felds stattfindet, was eine Verstärkung des MOKE verursacht. Durch diesen Effekt lässt sich der Kerr-Effekt vor allem in der transversalen Geometrie massiv verstärken [BRP04]. Eine solche Verstärkung ist jedoch nur in einer speziell gewählten Messgeometrie für bestimmte Materialsysteme groß [HKL01, SKH94] und erfordert die richtige Kombination an Schichtdicken des Materialsystems. Dennoch konnten für EB-Systeme bereits durch Plasmonanregung induzierte Verstärkungseffekte nachgewiesen werden [KME14].

Kapitel 3

Experimentelle Grundlagen

3.1 Schichtherstellung

Zur Herstellung der Dünnschichtsysteme wurde das Verfahren der Kathodenzerstäubung (englisch *sputtering*) angewendet. Abbildung 3.1 zeigt den schematischen Aufbau der HF-Sputterdepositionsanlage Z400 der Firma LEYBOLD. Beim HF-Sputtern (Hochfrequenz-Sputtern) wird ein Plasma mithilfe einer HF-Diode erzeugt. Dabei handelt es sich um eine Anode und eine Kathode im Vakuum mit einem Basisdruck von etwa 10^{-6} mbar, die bei hohen Frequenzen betrieben wird [Ses12]. In die Anlage wird ein Gas eingeleitet, welches mit der Spannung zwischen Anode und Kathode zu einem Plasma gezündet wird. Als Gas wurde dafür Argon bei einem Arbeitsdruck von 155 sccm verwendet, was einem Gasdruck von etwa $1,2 \cdot 10^{-2}$ mbar entspricht. Aufgrund des starken elektrischen Felds werden die Kationen im Plasma auf die Oberfläche der Kathode beschleunigt und geben dort ihre Energie frei. Damit es nicht zur Überladung der Kathode kommt, werden Kathode und Anode während eines HF-Zyklus kurz umgepolt. Elektronen und Kationen werden so in die entgegengesetzte Richtung beschleunigt und Ladungsaufbau an den Elektroden wird verhindert.

Über die angelegte Leistung kann die Energie und somit die Geschwindigkeit eingestellt werden, mit der die Ionen auf die Kathode auftreffen. Die Oberfläche der Kathode wird durch das Auftreffen der Ionen abgetragen, wobei bei höheren Ionen-geschwindigkeiten eine höhere Anzahl an Teilchen herausgeschlagen wird. Die so frei werdenden Teilchen werden in näherer Umgebung wieder abgeschieden [KA00]. Bei der Anlage Z400 wird die zu beschichtende Probe wenige cm von der Kathode entfernt positioniert, sodass sich die aus der Kathode herausgeschlagenen Teilchen darauf absetzen. Mit Kathodenzerstäubung werden polykristalline Schichten erzeugt [Ros95]. Bei typischen Spannungen von 200 bis 1000 V kommt es zu Abscheideraten

Magnetfeld mit einer Abkühlrate von etwa 5 K/min. Typische Feldkühlparameter sind $T_{\text{set}} = 573.15$ K und $\tau_{\text{set}} = 60$ min.

3.3 Ionenstrahlanlage

Für die Bestrahlung mit keV He-Ionen wurde eine in der Arbeitsgruppe entwickelte Ionenstrahlanlage verwendet. Diese Anlage besteht aus einer Ionenquelle, einer Beschleunigungs- und Fokussierungseinheit, sowie einem Manipulator zur Probenpositionierung, welche folgend beschrieben seien. Eine ausführlichere Abhandlung über den Aufbau dieser Anlage findet sich in [Eng04, LEE12].

3.3.1 Erzeugung der Ionen

Über einen Gaseinlass wird das Betriebsgas Helium in die Penning-Ionen-Quelle geleitet. Dort wird durch Anlegen von Spannung U_q und Strom I_q ein Plasma erzeugt. Die Elektronen werden durch das Anlegen eines äußeren Magnetfelds mit einer Spule mit Spannung U_M auf einer Spiralbahn zur Anode gezwungen, sodass es zu mehr Ionisierungen in der Kammer kommt. Je stärker das angelegte Magnetfeld ist, umso länger wird durch die vergrößerte Spiralbahn auch die zurückgelegte Strecke der Elektronen, sodass sich der Ionisierungsgrad des Heliums erhöht. Eine ausführliche Abhandlung über die Funktionsweise der Penning-Ionen-Quelle findet sich in [Mar84]. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Beschüssen wurden folgende Parameter für die Erzeugung der Ionen verwendet:

1. $U_q = 0,5 - 1,0$ kV
2. $I_q = 1,0 - 2,5$ mA
3. $U_M = 8 - 10$ V

3.3.2 Beschleunigung und Fokussierung

Die zuvor erzeugten He-Ionen werden mit einer Hochspannung von 10 keV (maximal sind bei dieser Anlage 30 keV möglich) in Richtung Probe beschleunigt. Mithilfe von elektrostatischen Linsen findet eine Fokussierung des Ionenstrahls statt (Details in [Jun03]), der danach auf eine verschließbare Blende trifft. Mithilfe verschiedener Blenden lassen sich unterschiedlich große Flächen gleichzeitig mit Ionen beschießen. In dieser Arbeit wurde eine quadratische Fläche von 4 cm² gewählt. Mithilfe eines *Faraday-Cups* lässt sich der Ionenstrom bestimmen. Dieser ist abhängig von der Fokussierung und beträgt bei dieser Anlage maximal 2-3 $\mu\text{A}/\text{m}^2$.

3.3.3 Positionierung der Probe

Die zu beschießende Probe wird auf einem computergesteuerten xy -Verschiebetisch positioniert, sodass unterschiedliche Probenpositionen mit He-Ionen bestrahlt werden können. Mit einem optionalen Permanentmagneten lässt sich der Beschuss in einem externen Magnetfeld \vec{H}_{IB} einer Stärke von etwa 80 kA/m durchführen.

3.4 Optische Lithographie

Für eine orts aufgelöste Bestrahlung von Proben mittels He-Ionen wurde das Verfahren der optischen Lithographie benötigt. Ein Fotolack blockiert die Ionen in ausgewählten Gebieten, sodass eine magnetische Strukturierung möglich ist. Die Methode der magnetischen Strukturierung mithilfe der optischen Lithographie ist in der Arbeitsgruppe etabliert. Eine ausführliche Beschreibung ist in [Gau11] oder [Alb08] zu finden. Aus diesem Grund findet hier nur ein kurzer Abriss der Prozedur statt.

1. Die Auftragung des Fotolacks erfolgt mit einer Lackschleuder. Auf die Proben, die bei 120 °C für 5 min dehydriert werden, wird zunächst der Haftvermittler TI-Prime aufgebracht (4000 rpm, 30 s). Erst dann wird der UV-empfindliche Fotolack AZ-1505 auf die Probe aufgebracht (2000 rpm, 30 s). So entsteht eine Lackschicht von ca. 800-900 nm, die zur Aushärtung für 5 min einer Temperatur von 90 °C ausgesetzt wird.
2. Der Lack wird mithilfe einer Maske mit UV-Strahlung belichtet, welche das Licht lokal blockiert. Dadurch findet eine chemische Veränderung des Positivlacks AZ-1505 in Form einer erhöhten Löslichkeit nur in den nicht durch die Maske verdeckten Bereichen statt. Die notwendige Belichtungszeit liegt je nach Stärke der verwendeten UV-Lampe zwischen 10 s und 80 s.
3. Der bestrahlte Teil des Fotolacks wird mithilfe eines nasschemischen Ätzverfahrens entfernt, indem die Proben für 2 min in 0,8 %iges KOH gegeben werden.
4. Nach dem Ionenbeschuss (vgl. Kap. 3.3) wird die verbliebene Lackstruktur in einem erneuten nasschemischen Ätzverfahren entfernt. Dazu werden die Proben nacheinander in 3 %igem KOH, Aceton und Wasser für je 3-4 min bei 50 °C im Ultraschallbad behandelt.

Kapitel 4

Entwicklung und Aufbau von magnetooptischer Sensorik

Die Analyse magnetischer Schichtsysteme mittels magnetooptischer Messmethoden (vgl. Kap. 2.4) ist zentraler Teil dieser Arbeit (vgl. Kap. 5, 6 und 7). Da zu Beginn der Arbeit allerdings keine ausreichenden magnetooptischen Analysegeräte innerhalb der Arbeitsgruppe EHRESMANN vorlagen, erfolgte die Entwicklung und Konstruktion dreier magnetooptischer Versuchsaufbauten (vgl. Tabelle 4.1).

Tabelle 4.1: Übersicht der entwickelten magnetooptischen Versuchsaufbauten.

Versuchsaufbau	Beschreibendes Kapitel	Verwendungszweck
AR-MOKE	4.6	Analyse des magnetooptischen Ansprechvermögens in longitudinaler und transversaler Geometrie
V-MOKE	4.8	Analyse von Anisotropieeigenschaften und Ummagnetisierungsverhalten
MaSC-Auslesegerät	7.2	Demonstrationsgerät zum Auslesen magnetischer Echtheitszertifikate

Durch den modularen Aufbau der Apparaturen sind viele Komponenten identisch. Deshalb soll an dieser Stelle zunächst eine Beschreibung der gemeinsamen Elemente gegeben und danach auf die Unterschiede der einzelnen Messgeräte eingegangen werden. Grundsätzlich benötigen alle Aufbauten eine polarisierte Lichtquelle, einen Probenhalter mit einstellbarem externen Magnetfeld und ein Detektorsystem, mit welchem sich Reflektivität und/oder Polarisation des Lichts untersuchen lassen. Neben den Neuentwicklungen wurden die erhaltenen Erkenntnisse auch zur Weiterent-

wicklung eines longitudinalen Kerr-Magnetometers mit Oberflächenrastrerfunktion (L-MOKE) verwendet (vgl. Kap. 4.7).

4.1 Lichtquelle

Eine geeignete Lichtquelle für magnetooptische Messungen muss verschiedene Kriterien erfüllen. Neben einer hohen Lichtleistung (vgl. Kap. 4.4.2) und dem Polarisationsgrad sind auch Strahlstabilität, Wellenlänge und Einfallswinkel entscheidend.

4.1.1 Strahlstabilität

Eine hohe Strahlstabilität ist insbesondere für die MOKE-Magnetometer (AR-MOKE, L-MOKE, V-MOKE) entscheidend, da bei Hysteresemessungen nacheinander Intensitätswerte gemessen werden, die neben dem gewünschten Messsignal auch proportional zur Strahlintensität sind (vgl. Kap. 4.4.2). Für das Auslesegerät der magnetischen Sicherheitscodes (MaSC) ist eine konstante Lichtleistung hingegen weniger entscheidend, da hier analog zu konventionellen Kerr-Mikroskopen der räumliche Kontrast entscheidend ist [HS98]. Eine Fluktuation der Lichtintensität betrifft die gesamte Oberfläche gleichermaßen und ruft somit keine Veränderung im Kontrast hervor; dafür ist es wichtig eine gleichmäßige Ausleuchtung der Oberfläche zu erzeugen. Für die MOKE-Magnetometer sind Laser eine geeignete Wahl, da hier hohe Ausgangsleistungen bei hoher Strahlstabilität möglich sind. Für das MaSC-Auslesegerät bietet sich eine kollimierte LED (*light emitting diode*) an, da sie bedingt durch fehlende Kohärenz, und somit ohne störende Interferenzeffekte, die Probenoberfläche gleichmäßig ausleuchten kann.

4.1.2 Polarisation

Ein hoher Extinktionsgrad ist ebenfalls entscheidend, um im polaren und longitudinalen Fall auch feine Unterschiede in der Polarisationssebene des reflektierten Lichts nachweisen zu können. Als Extinktionsgrad wird im Allgemeinen das Verhältnis aus maximal und minimal transmittiertem linear polarisiertem Licht bei Variation des Winkels zwischen Polarisatorachse und Polarisationsachse des Lichts bezeichnet. Lineare Polarisation wird in der Regel durch Absorption, Reflexion oder Brechung der zur gewünschten Polarisationssebene senkrechten elektrischen Feldkomponente erzeugt [Dem14]. Hierbei ist zu beachten, dass der maximal erreichbare Extinktionsgrad unterschiedlicher Polarisatoren massiv von der Wellenlänge abhängig ist (vgl.

Abb. 4.1). Außerdem können bei zu großen Lichtintensitäten Schäden an der Polarisationsoptik entstehen [Tho15e]. Die Wahl des Polarisators ist daher immer von der Wahl der Wellenlänge des Lichts abhängig.

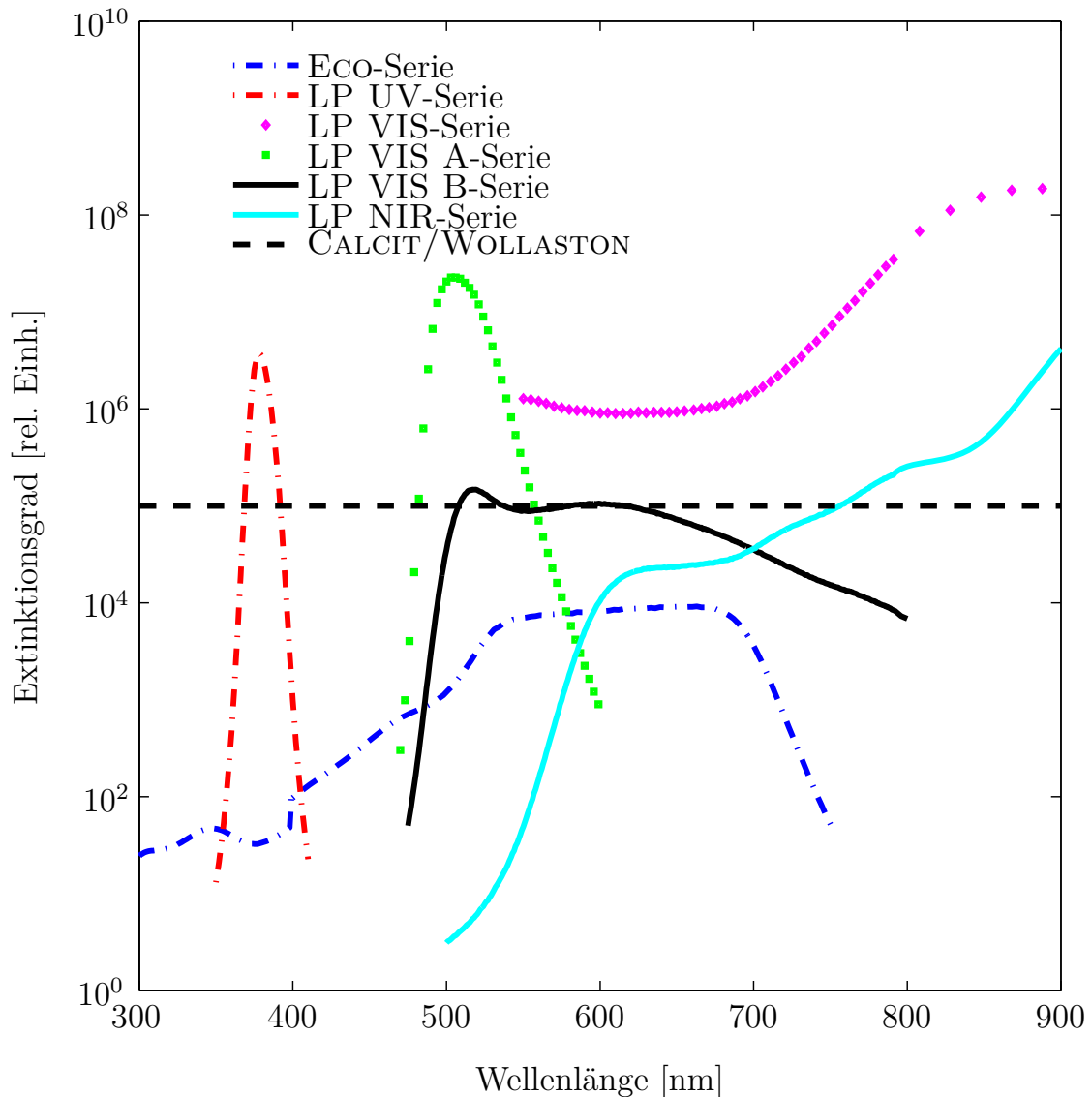


Abbildung 4.1: Abhängigkeit des Extinktionsgrads verschiedener Polarisatoren von der Wellenlänge. Bei der ECO-Serie handelt es sich um einen laminierten Film [Tho15a], bei der LP-Serie handelt es sich um lineare Filme mit einem Komposit aus Nanopartikeln [Tho15d, Tho15c, Tho15e, Tho15f, Tho15g]. Bei CALCIT- und WOLLASTON- Polarisatoren handelt es sich um doppelbrechende Kristalle [Tho15b, Tho15j].

4.1.3 Wellenlänge

Die Wahl der Wellenlänge des Lichts ist für magnetooptische Messverfahren in mehrerer Hinsicht entscheidend. Zum einen ist der physikalische Prozess selbst von der Wellenlänge abhängig (vgl. Abb. 4.2), wobei diese Abhängigkeit zusätzlich vom beobachteten Material abhängt. Zum anderen ist die Sensitivität des Analyseverfahrens ebenfalls von der Wellenlänge abhängig. Neben dem Polarisator ist vor allem die wellenlängenabhängige Quanteneffizienz des Detektors ein entscheidendes Kriterium.

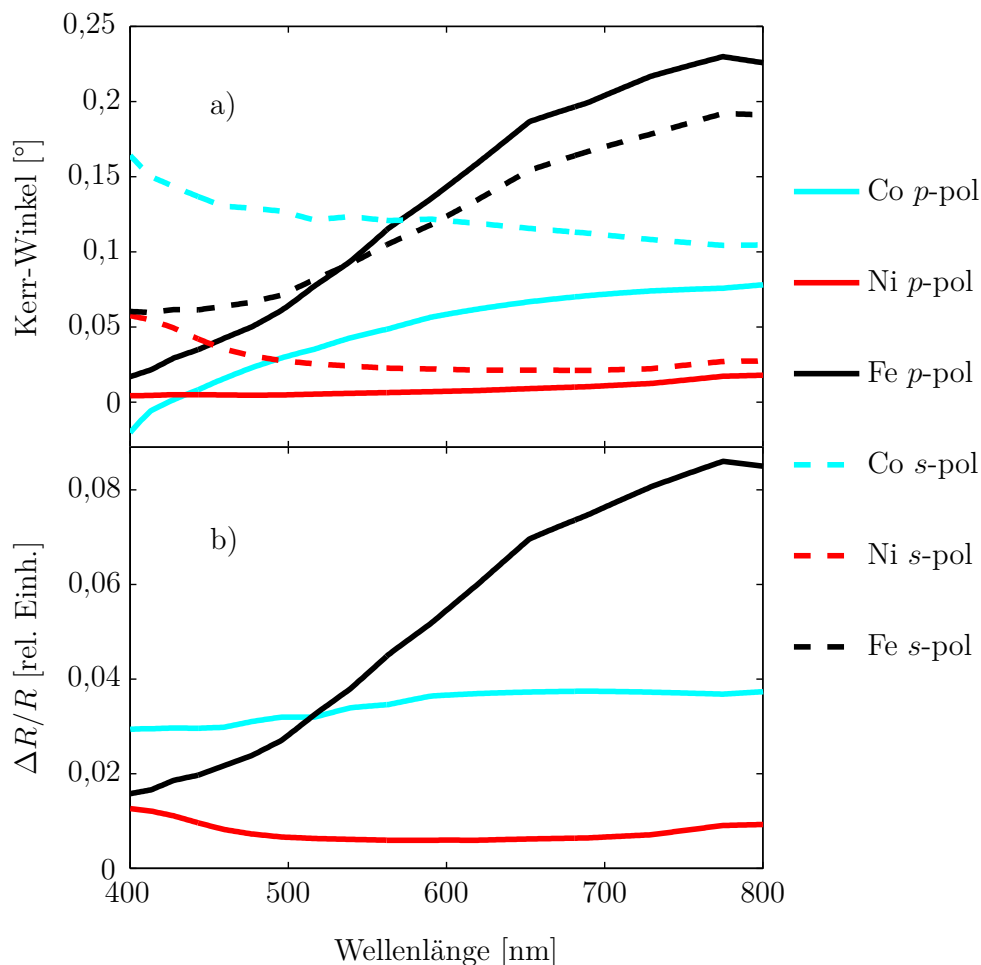


Abbildung 4.2: Mittels Transfermatrixmethode (vgl. Kap. 2.4.2) berechnete charakteristische Größen des MOKE in verschiedenen Geometrien in Abhängigkeit der Wellenlänge für die Materialien Co, Ni und Fe bei einem Einfallswinkel des Lichts von 70° . In a) ist der Kerr-Winkel für linear polarisiertes Licht im Falle der longitudinalen Geometrie und in b) die normierte Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ für die transversale Geometrie gezeigt. Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.1, 8.3 und 8.4 zu finden.

Prinzipiell sind Lichtquellen, Detektoren und Polarisatoren in einem großen Wellenlängenbereich erhältlich, der weit über das sichtbare Spektrum hinausgeht [Tho16].

Ein im sichtbaren Wellenlängenbereich betriebener magnetooptischer Messaufbau ist dennoch ideal, auch wenn das untersuchte Medium in anderen Wellenlängenbereichen ein größeres Antwortsignal liefern würde. Dies liegt vor allem daran, dass die genannten Komponenten hier für einen deutlich geringeren Preis eine deutlich größere Sensitivität aufweisen. So erreichen beispielsweise günstige Siliziumdioden im Bereich von 600-800 nm eine Quanteneffizienz von über 80 % [Tho15i]. Des Weiteren ist die Justage eines optischen Aufbaus leichter und ungefährlicher, wenn im sichtbaren Spektralbereich gearbeitet wird.

4.1.4 Fazit und Auswahl der Komponenten

Für die in dieser Arbeit entwickelten magnetooptischen Messapparaturen wurde eine Wellenlänge von 635 nm gewählt. Das zu analysierende Material $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ verspricht in diesem Wellenlängenbereich ein hohes Antwortsignal und gleichzeitig können günstige Siliziumphotodioden als Detektor eingesetzt werden. Als Polarisator wurde daraus folgend das Modell LPVIS von THORLABS ausgewählt [Tho15e], da dieses bei der Wellenlänge von 635 nm einen idealen Extinktionsgrad von etwa 10^6 besitzt. Als Lichtquelle wurden für die MOKE-Magnetometer ULTRA-LOW NOISE DIODE LASER von COHERENT eingesetzt, welche Abweichungen in der Strahlintensität von unter 0,1 % besitzen [Coh15]. Für das MaSC-Auslesegerät fand die M625L3 LED von THORLABS Verwendung [Tho15h].

4.2 Messgeometrie

Der Einfallswinkel des Lichts hat ebenfalls einen großen Einfluss auf die Sensitivität eines magnetooptischen Messaufbaus. In Abb. 4.3 ist das magnetooptische Antwortsignal für verschiedene Materialien bei der gewählten Wellenlänge von 635 nm gezeigt. In der transversalen Geometrie ist dies die relative Reflektivitätsänderung und für die longitudinale Geometrie der Kerr-Winkel des linear polarisierten Lichts. Die Berechnungen zeigen, dass für beide Geometrien ein Einfallswinkel von etwa 70° einen maximalen Effekt erzeugt. Ein solch streifender Einfall bringt jedoch diverse Nachteile im Experiment mit sich. Für orts aufgelöste Messungen wäre ein senkrechter Lichteinfall ideal, da so die Fokusebene des abbildenden Systems und die Probe parallel zueinander stehen und so überall auf der Probe derselbe Kontrast erreicht wird. Bei größerem Einfallswinkel bilden Schärfeebene und Probe hingegen eine Schnittgerade, welche mit maximaler Schärfe dargestellt wird. Jenseits dieser

Schnittgeraden wird das Bild umso unschärfer je weiter der beobachtete Punkt von dieser Geraden entfernt ist. Durch eine große Schärfentiefe kann dieser Effekt teilweise kompensiert werden.

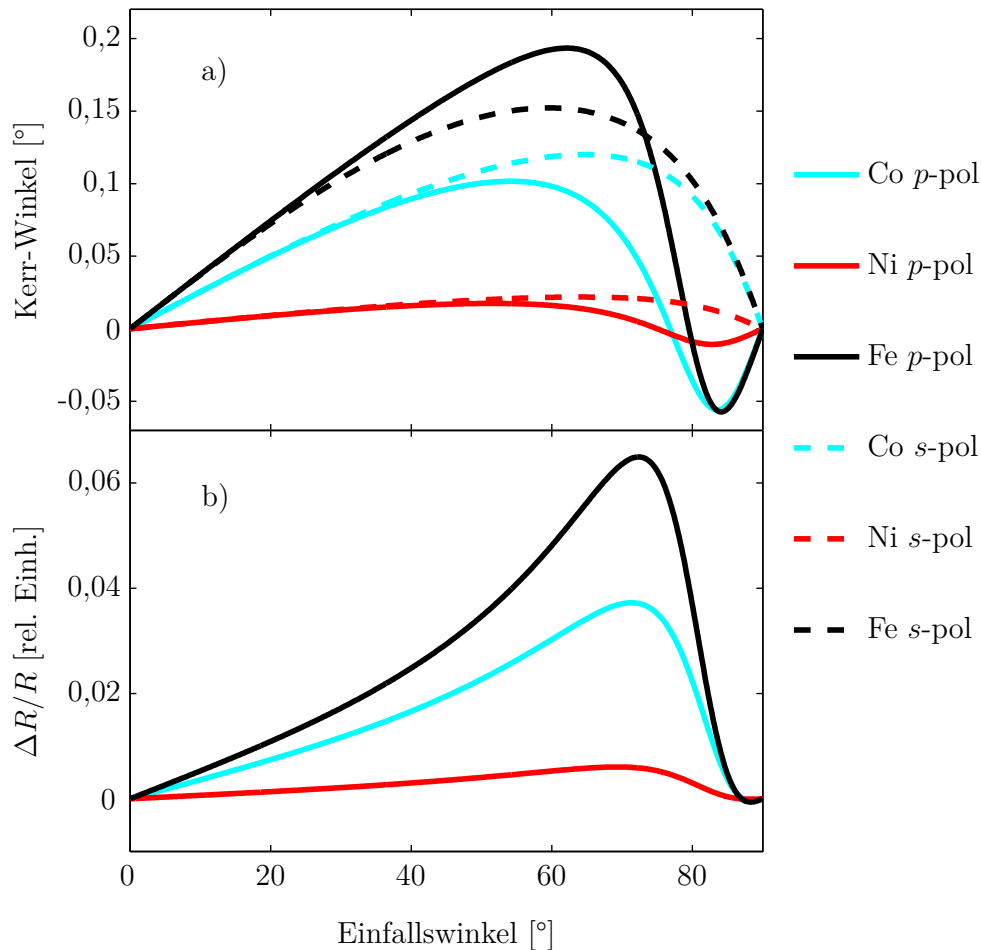


Abbildung 4.3: Mittels Transfermatrixmethode berechnete charakteristische Größen des MOKE in verschiedenen Geometrien in Abhängigkeit des Einfallswinkels für die Materialien Co, Ni und Fe bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm. In a) ist der Kerr-Winkel für linear polarisiertes Licht im Falle der longitudinalen Geometrie und in b) die normierte Reflektivitätsänderung $\Delta R/R$ für die transversale Geometrie gezeigt. Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.1, 8.3 und 8.4 zu finden.

Die für die Erzeugung des Magnetfelds verwendeten Elektromagneten liegen außerdem in der Einfallsebene, wenn dieses Feld in longitudinaler Geometrie erzeugt werden soll. Damit das Magnetfeld in Probennähe möglichst homogen ist, sollten die verwendeten Polschuhe nicht zu klein sein. Daher ist ein zu streifender Einfall für Messungen mit longitudinaler Geometrie nicht möglich, da der Lichtstrahl dann von den Polschuhen blockiert würde. Als Einfallswinkel wurde daher ein Wert von etwa 45° gewählt, da hier der Kerr-Effekt noch relativ groß ist, aber die oben genannten

geometrischen Aspekte berücksichtigt werden können. Eine Ausnahme ist hier das AR-MOKE, bei dem der Einfallswinkel des Lichts variabel ist.

4.3 Erzeugung des externen Magnetfelds

Zur Erzeugung der externen magnetischen Felder werden in allen Aufbauten Elektromagneten verwendet. Für jede Magnetisierungs-komponente liegt dazu ein System aus zwei Spulen mit Eisenkern vor, welche auf jeweils gegenüberliegenden Seiten der Probe positioniert sind (vgl. Abb. 4.4). Die probenseitigen Grundflächen der Polschuhe haben eine Fläche von etwa 10 cm^2 , sodass ein hinreichend homogenes Feld bei den deutlich kleineren Proben gewährleistet ist.

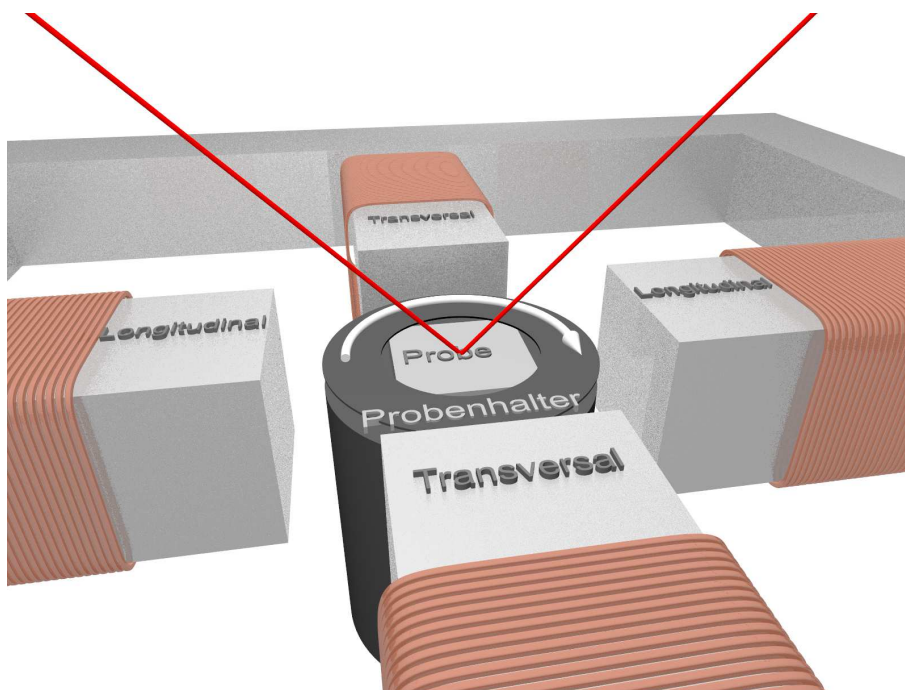


Abbildung 4.4: Darstellung des Elektromagneten und des Probenhalters des V-MOKE. Zur Bereitstellung des externen magnetischen Felds werden zwei Elektromagneten in longitudinaler und transversaler Geometrie verwendet, deren Polschuhe auf gegenüberliegenden Seiten der Probe enden. Der Luftspalt zwischen den beiden Polschuhen ist etwa 7 cm groß.

Mit Ausnahme des V-MOKE besitzen die Aufbauten nur jeweils eine Magnetisierungs-komponente, wobei beim AR-MOKE zwischen transversaler und longitudinaler Geometrie gewählt werden kann. Beim V-MOKE kann durch Superposition der beiden Magnetfelder ein innerhalb der Probenebene beliebig rotierbares Magnetfeld erzeugt werden. Das maximale Magnetfeld dieser Elektromagnetsysteme liegt in etwa bei 100 bis 200 kA/m.

4.4 Detektorsysteme

4.4.1 Fokussierung

Das von der Probe reflektierte Licht wird mittels eines Linsensystems auf das Detektorsystem fokussiert. Für die Messsysteme ohne Ortsauflösung ist eine solche Fokussierung theoretisch nicht nötig, da der Detektor so positioniert werden könnte, dass der reflektierte Lichtstrahl des Lasers direkt trifft. In der Praxis hat sich jedoch das Einbringen eines Systems aus zwei Sammellinsen bewährt. Durch ungenaue Positionierung der Probe oder durch Schrägheiten auf der Probenoberfläche ist eine gewisse Streuung in der Position des reflektierten Lichts zu beobachten. Durch ein Sammellinsensystem lassen sich diese Ungenauigkeiten im Ausfallswinkel des Lichts kompensieren und nach einem Probenwechsel ist keine Neujustage des Detektorsystems nötig. Für das MaSC Auslesegerät ist hingegen eine abbildende Optik ähnlich einer klassischen Mikroskopoptik notwendig.

4.4.2 Polarisationsanalyse

In der Literatur sind verschiedene Ansätze zu finden, um die veränderten Lichteigenschaften nach der Reflexion zu detektieren [HS98, ZSZ96, KBW11, Wei09]. Für den transversalen MOKE findet eine Änderung in der Reflektivität statt, sodass hier lediglich die reflektierte Intensität mittels einer Photodiode gemessen werden muss. Die im longitudinalen und im polaren Fall stattfindende Polarisationsänderung ist hingegen schwieriger zu detektieren. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn sich die verschiedenen Fälle überlagern [Vav00, KBW11]. Polarisationsänderungen können im einfachsten Fall mit Hilfe eines zweiten Polarisators detektiert werden, der als Analysator fungiert [HS98]. Der Analysator ist dabei so justiert, dass seine Polarisationsachse in etwa 90° zur Polarisationsachse des ersten Polarisators ausgerichtet ist. Kleine Polarisationsänderungen führen so zu einer relativ großen Veränderung der Intensität des transmittierten Lichts, welche über eine Fotodiode detektiert werden kann.

Analytisch lässt sich ein solches System über den Jones-Formalismus beschreiben [Jon41]. In diesem auf Matrizenrechnung basierenden Formalismus lässt sich der Einfluss kaskadierter optischer Bauelemente auf Licht unter Berücksichtigung der Polarisation berechnen.

$$J_{\text{final}} = \prod_i M_i \cdot J_{\text{ini}}, \quad \text{mit : } J_{\text{ini}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} E_0 e^{i(kz - \omega t)}. \quad (4.4.1)$$

J_{ini} beschreibt das eingestrahlte Licht als Vektor mit den p - und s -polarisierten Beiträgen zum elektrischen Feld E_0 der Lichtwelle $e^{i(kz-\omega t)}$. J_{final} ist der Jones-Vektor des resultierenden Lichtstrahls. Die 2×2 Matrixelemente M_i beschreiben jeweils die Wechselwirkung des Lichts mit dem optischen Bauteil i , wobei die Nummerierung beim letzten Element der Reihe beginnt. Im Folgenden wird die Herleitung der Detektorintensität exemplarisch für s -polarisiertes Licht gezeigt. Es lässt sich jedoch leicht zeigen, dass das Ergebnis auch für p -polarisiertes Licht gültig bleibt. Für das oben genannte System aus Polarisator, reflektierender Probe und Analysator ergibt sich

$$M = \begin{pmatrix} \sin^2 \theta_A & \cos \theta_A \sin \theta_A \\ \cos \theta_A \sin \theta_A & \cos^2 \theta_A \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_{\text{ss}} & r_{\text{sp}} \\ r_{\text{ps}} & r_{\text{pp}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.4.2)$$

θ_A ist dabei der Winkel, um welchen der Analysator verdreht ist. Hierbei wurde vereinfacht von idealen Polarisatoren ausgegangen, welche eine vollständige Polarisation des Lichts ermöglichen. M lässt sich dann vereinfachen zu

$$M = \begin{pmatrix} \sin^2 \theta_A r_{\text{ss}} + \cos \theta_A \sin \theta_A r_{\text{ps}} & 0 \\ \cos^2 \theta_A r_{\text{ps}} + \cos \theta_A \sin \theta_A r_{\text{ss}} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.4.3)$$

und J_{final} ergibt sich daraus folgend zu

$$J_{\text{final}} = \begin{pmatrix} \sin^2 \theta_A r_{\text{ss}} + \cos \theta_A \sin \theta_A r_{\text{ps}} \\ \cos^2 \theta_A r_{\text{ps}} + \cos \theta_A \sin \theta_A r_{\text{ss}} \end{pmatrix} \cdot E_0 e^{i(kz-\omega t)}. \quad (4.4.4)$$

Die am Detektor gemessene Intensität I ist

$$\begin{aligned} I &= |J|^2 \\ &= I_0 \cdot \begin{pmatrix} |r_{\text{ps}}|^2 \cdot \cos^2 \theta_A + |r_{\text{ss}}|^2 \cdot \sin^2 \theta_A \\ + \Re(r_{\text{ss}}) \Re(r_{\text{ps}}) \cdot \sin(2\theta_A) \\ + \Im(r_{\text{ss}}) \Im(r_{\text{ps}}) \cdot \sin(2\theta_A) \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.4.5)$$

Bei einer Veränderung des Magnetisierungsanteils in longitudinaler und/oder polarer Geometrie findet eine Variation von r_{ps} statt. Die vom Detektor gemessene Intensität besteht in diesem Fall aus dem von der Magnetisierung unabhängigen Anteil $|r_{\text{ss}}|^2 \cdot \sin^2 \theta_A$, sowie mehreren von r_{ps} abhängigen Termen. In erster Näherung ist r_{ps} direkt proportional zur Magnetisierung, sodass der Term $|r_{\text{ps}}|^2 \cdot \cos^2 \theta_A$ für

die beiden Sättigungsmagnetisierungen $M = 1$ und $M = -1$ identisch ist. Für die relative Intensitätsänderung $\Delta I/I_0$ ergibt sich demnach

$$\begin{aligned} \Delta I/I_0 &= 2 \sin(2\theta_A) \cdot \Re(r_{ss})\Re(r_{ps}) \\ &\quad + 2 \sin(2\theta_A) \cdot \Im(r_{ss})\Im(r_{ps}). \end{aligned} \quad (4.4.6)$$

Durch Anpassung der Phasenbeziehungen der beiden senkrecht zueinander stehenden Lichtkomponenten mithilfe eines Kompensators, wie zum Beispiel eines $\lambda/4$ -Plättchens, haben beide Terme das gleiche Vorzeichen. In solchen Fällen wird in der Literatur eine vereinfachte Form für $\Delta I/I_0$ gewählt [HS98]. Es gilt

$$\Delta I/I_0 = 2 \sin(2\theta_A) A_R A_K. \quad (4.4.7)$$

A_R und A_K werden dabei als reflektierte und Kerr-Amplitude bezeichnet [HS98]. Da in der Regel $\Re(r_{ss}) > \Im(r_{ss})$ gilt, ist A_R in erster Näherung mit $\Re(r_{ss})$ identisch. Es lässt sich des Weiteren zeigen, dass A_K die entscheidende Größe für die Sensitivität von magnetooptischen Messungen ist [HS98].

Wird wie in dieser Arbeit auf ein optisches Bauelement zur Phasenanpassung verzichtet, so kann es vorkommen, dass die beiden Terme in Gleichung 4.4.6 unterschiedliche Vorzeichen haben und sich daher teilweise gegenseitig kompensieren. Die magnetooptische Sensitivität ist in solchen Fällen reduziert. Um analog zu A_K auch in solchen Fällen eine charakteristische Größe zur Beschreibung dieser Sensitivität zu haben, wird an dieser Stelle die effektive Kerr-Amplitude A_K^{eff} eingeführt.

$$A_K^{\text{eff}} = \Re(r_{ps}) + \frac{\Im(r_{ss})\Im(r_{ps})}{\Re(r_{ss})}. \quad (4.4.8)$$

Mit der Näherung $A_R \approx \Re(r_{ss})$ von oben lässt sich der Formalismus aus [HS98] adaptieren, sodass

$$\Delta I/I_0 = 2 \sin(2\theta_A) A_R A_K^{\text{eff}}. \quad (4.4.9)$$

gilt. Ist die Magnetisierung nicht innerhalb der longitudinalen oder transversalen Geometrie gesättigt, so hat auch der erste Term in Gleichung 4.4.5 einen Einfluss auf die gemessene Intensitätsdifferenz. Durch die Abhängigkeit vom Betragsquadrat von r_{ps} ist dieser Anteil nicht mehr abhängig von der Richtung der Magnetisierung und verfälscht so die direkte Abhängigkeit zwischen M und ΔI . Da r_{ps} in der Regel deutlich kleiner ist als r_{ss} , kann dieser Term in der Regel vernachlässigt werden. Le-

diglich für besonders geringe Werte von r_{ss} oder sehr kleine Winkel des Analysators ist der Einfluss des Terms spürbar.

4.4.3 Signal-Rausch-Verhältnis

Gleichung 4.4.9 zeigt, dass ΔI proportional zu $\sin(2\theta_A)$ ist, sodass das maximale Messsignal bei einem Analysatorwinkel von 45° erreicht wird. Allerdings ist bei diesem Winkel auch die Gesamtintensität des detektierten Lichts besonders groß, was sich bei genauerer Betrachtung von Gleichung 4.4.5 zeigt. Da r_{ss} und r_{pp} deutlich größer sind als die diagonalen Elemente, ist der Großteil der Intensität des detektierten Lichts auf den zweiten Term dieser Gleichung zurückzuführen. Für steigende Winkel θ_A wächst dieser Anteil aufgrund der $\sin^2 \theta_A$ -Abhängigkeit merklich schneller als ΔI , sodass der erhaltene Kontrast kleiner wird [HS98]. Da das Rauschen einer Photodiode merklich von der eingestrahlten Intensität abhängt, ist ein zu großer Analysatorwinkel nicht wünschenswert. Wird das Signal-Rausch-Verhältnis unter Berücksichtigung weiterer Rauschquellen betrachtet, so lässt sich keine allgemeingültige Aussage über einen idealen Analysatorwinkel treffen. Dies liegt daran, dass die Anteile der verschiedenen Rauschursachen, wie das Dunkelrauschen der Detektoren oder das Rauschen durch die Signalverstärkung der Dioden, primär von der Qualität der Bauteile abhängen. In den Experimenten dieser Arbeit wurde daher der Analysatorwinkel in einem Winkelbereich von 1 bis 10° jeweils so angepasst, dass sich ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis ergab.

4.4.4 Fortgeschrittene Detektionssysteme

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Polarisationsanalyse mittels eines einfachen Polarisators beschrieben. In der Literatur existieren jedoch auch komplexere Detektionsverfahren.

Ein beliebter Ansatz ist die Verwendung eines WOLLASTON-Prismas, welches das reflektierte Licht in zwei Komponenten aufspaltet [WSC04]. Diese beiden Komponenten werden von je einer Photodiode detektiert und die Differenz der Signale wird verstärkt. Jede dieser Photodioden detektiert ein Signal entsprechend Gleichung 4.4.9, wobei sich die Analysatorwinkel θ_A und θ_B zu $\theta_B = \theta_A - \pi/2$ ergeben. Bei einem Winkel von 45° ist die magnetisierungsabhängige Signaländerung $\Delta I = I_0 \Re(r_{pp}) \Delta \Re(r_{sp})$ und somit deutlich größer als bei einem Aufbau mit einem Polarisationsfilter. Allerdings ist auch die Lichtintensität, welche durch die $\sin^2 \theta_A$ -Abhängigkeit auf die Detektoren fällt, deutlich größer, sodass der Kontrast $\Delta I/I$ zunächst einmal reduziert ist. Da aber lediglich die Differenz der Signale verstärkt

wird, wird das entstehende Rauschen merklich reduziert. Der Nachteil einer solchen Konstruktion ist die aufwendige Justage des strahlteilenden WOLLASTON-Prismas und die niedrigere Robustheit gegenüber Variationen im Ausfallswinkel des reflektierten Lichts.

Eine andere Variante ergibt sich durch die Verwendung eines photoelastischen Modulators (PEM) im Strahlengang [ZSZ96, KBW11]. Hier wird der Analysatorwinkel auf 45° eingestellt und der Modulator mit einer Frequenz im kHz Bereich betrieben. Durch einen *Lock-in*-Verstärker kann dann das frequenzmodulierte Signal derart detektiert werden, dass eine Unterscheidung zwischen dem rotativen und dem elliptischen Anteil des reflektierten Lichts möglich ist.

4.4.5 Fazit zur Detektoreinheit

Zur Polarisationsanalyse der in dieser Arbeit entwickelten magnetooptischen Messaufbauten wurde der einfachste Ansatz mit lediglich einem Polarisationsfilter als Analysator gewählt. Mittels eines solchen Aufbaus lässt sich das magnetooptische Antwortsignal zwar nicht so detailliert analysieren wie in den vorgestellten fortgeschritteneren Detektorsystemen, er ist jedoch deutlich flexibler was die unterschiedlichen Anforderungen in dieser Arbeit angeht. So ist diese Variante auch in ortsauflösenden Aufbauten mit divergenter Reflexion anwendbar, was in einem WOLLASTON-Aufbau nicht zu realisieren ist. Gleichzeitig kann durch das Hinzufügen eines geeigneten Linsensystems eine hohe Robustheit gegenüber Variationen im Ausfallswinkel erreicht werden. Die Messungen sind außerdem schneller als mit einem PEM, da hier direkt die Intensität gemessen werden kann und das Messsignal nicht aus der Amplitude eines oszillierenden Signals ermittelt wird. Die im Vergleich zu diesem fortgeschrittenen Aufbau geringere Sensitivität wird teilweise kompensiert, indem die gemessene Lichtintensität ohne *Lock-in*-Technik in der gleichen Zeit über einen viel größeren Zeitraum gemittelt werden kann. So ist das Detektorsystem des in dieser Arbeit konstruierten V-MOKE (vgl. Kap. 4.8) in der Lage, Unterschiede des Kerr-Winkels mit einer Auflösung von etwa 10^{-4}° zu detektieren (Messung einer Hysterese eines Systems mit einer F-Dicke von etwa 1 nm in hinreichender Auflösung). Die Sensitivität ist somit ähnlich wie bei Aufbauten mit PEM und *Lock-in*-Technik [ZSZ96]. Gleichzeitig ist ein solcher Aufbau auch mit deutlich geringeren finanziellen Mitteln zu gewährleisten. Dies ist insbesondere für den in dieser Arbeit konstruierten ortsauflösenden Aufbau von Bedeutung, da dieser als Prototyp für möglichst kostengünstige magnetooptische Auslesegeräte in Serienproduktion fungiert.

4.5 Messablauf

Zur Aufnahme der Messdaten wird zunächst das gewünschte Magnetfeld angelegt. Daraufhin erfolgt eine kurze Wartezeit, in der sich das Magnetfeld vollständig ausbilden kann. Diese Wartezeit hängt vom jeweils verwendeten Elektromagnet ab und wurde für jeden Aufbau so gewählt, dass es sich um den kürzest möglichen Zeitraum handelt, bei dem das Magnetfeld keine Zeitabhängigkeit mehr aufweist. Dieser entspricht bei den Elektromagneten mit Eisenkern einer Dauer von etwa 30-50 μs . Nach dieser Zeit erfolgt das Auslesen des Detektors. Für das Auslesen kann für jeden Aufbau eine Anzahl an Messwerten ausgewählt werden, welche zur Erzeugung des Signals gemittelt werden. Bei einer maximalen Ausleserate von 10.000 Werten pro Sekunde werden typischerweise 50-500 Werte gemittelt, sodass die Auslesezeit in etwa der Wartezeit entspricht. So entsteht ein idealer Kompromiss aus Messgeschwindigkeit und Messgenauigkeit.

Die Stärke des Magnetfelds des Elektromagneten wird über eine zum Strom des Spulennetzteils proportionale Steuerspannung geregelt. Zur Quantifizierung des exakten Magnetfelds bei jedem Hystereseschritt wird dieses entweder parallel mittels einer Hallsonde ausgemessen (L-MOKE) oder mittels einer zuvor bestimmten Kalibrierkurve aus der angelegten Spannung am Elektromagneten bestimmt (V-MOKE und AR-MOKE). Hystereseeffekte des Kernmaterials des Elektromagneten werden hierbei berücksichtigt.

4.6 *angular-resolved*-MOKE-Magnetometer

Das MOKE-Magnetometer mit variablem Einfallswinkel (folgend als AR-MOKE bezeichnet) wurde zur Messung des magnetooptischen Ansprechvermögens verwendet (vgl. Kap. 5). Der Aufbau geht auf die Arbeiten von KERSTIN KÄMPF und SEBASTIAN KÜBLER zurück, in welchen Messungen zum transversalen MOKE bei gleichzeitiger Anregung von Oberflächenplasmonen durchgeführt wurden [Käm09, Küb10, Müg12, Küb14]. Im Zuge dieser Arbeit erfolgte eine Weiterentwicklung, sodass auch Messungen des longitudinalen Kerr-Effekts möglich sind.

Der Aufbau wurde um einen optionalen Analysator, welcher direkt an der Detektionseinheit befestigt ist, erweitert (vgl. Abb. 4.5). Außerdem wurde ein zweiter Probenhalter hinzugefügt, sodass nicht nur Messungen in der Kretschmann-Geometrie, sondern auch Reflexionsmessungen im klassischen Sinn möglich sind. Die Probenfassung ist dabei identisch mit der ersten Version des MaSC-Auslesegerätes, welches als Kerr-Mikroskop Verwendung findet. Der Elektromagnet wurde des Weiteren so

modifiziert, dass das externe Magnetfeld nach kürzerem Umbau sowohl in longitudinaler als auch in transversaler Geometrie angelegt werden kann.

In Abhängigkeit des Einfallswinkels lassen sich mit Hilfe des externen Magnetfelds Hysteresekurven aufnehmen, aus welchen sich ΔI entsprechend Gleichung 4.4.9 entnehmen lässt, ohne dass sich der in den Linsen auftretende Faraday-Effekt störend auswirkt (vgl. Kap. 5.1). Durch Verwendung des Aufbaus ohne Analysator entspricht die an der Photodiode gemessene Spannung der reflektierten Intensität.

4.7 Longitudinales MOKE-Magnetometer

Das in der Arbeitsgruppe vorhandene longitudinale Kerr-Magnetometer mit Ortsauflösung (folgend als L-MOKE bezeichnet) ist im Rahmen dieser Arbeit umgebaut und mit einer automatisierten Messsoftware ausgestattet worden, sodass der Optikaufbau des Detektorsystems funktionsgleich zum AR-MOKE ist. Eine Beschreibung des Ursprungsaufbaus ist in [Wei09] zu finden. Es wird *s*-polarisiertes Licht verwendet, damit das Messsignal nicht durch den transversalen MOKE verfälscht wird. Der Probenhalter befindet sich auf einem computergesteuerten *xy*-Verschiebetisch, durch den ein Abrastern der Probe möglich ist. Des Weiteren ist es möglich die Probe manuell zu drehen, wobei der Rotationsvektor parallel zur Probenoberflächennormalen verläuft.

4.8 Vektor-MOKE-Magnetometer

Das dritte in dieser Arbeit verwendete Magnetometer wird folgend als Vektor-MOKE-Magnetometer (kurz V-MOKE) bezeichnet, da mit diesem Gerät eine Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors möglich ist [Vav00]. Es ist zu großen Teilen baugleich mit dem L-MOKE, besitzt aber als Weiterentwicklung desselben eine erhöhte Funktionalität. Der erste Unterschied befindet sich im Strahlengang des einfallenden Lichts (vgl. Abb. 4.6). Durch den Einbau eines Strahlteilers und eines zusätzlichen Detektors (Detektor 1) ist es möglich Intensitätsschwankungen des Lasers *in situ* zu messen und in der Auswertung zu berücksichtigen.

Des Weiteren kann der Polarisator mit Hilfe dieses Detektors kalibriert werden. Dazu wird das Signalverhältnis zwischen am Strahlteiler transmittiertem (Intensität von Detektor 2) und reflektiertem Licht (Intensität von Detektor 1) betrachtet (vergleiche Abbildungen 4.6 und 4.8). Für *s*-polarisiertes Licht ist dieses Verhältnis minimal und für *p*-polarisiertes Licht maximal. An dieser Stelle ist zu beachten, dass das transmittierte Licht erst nach Reflexion an der Probe aufgezeichnet wird. Da-

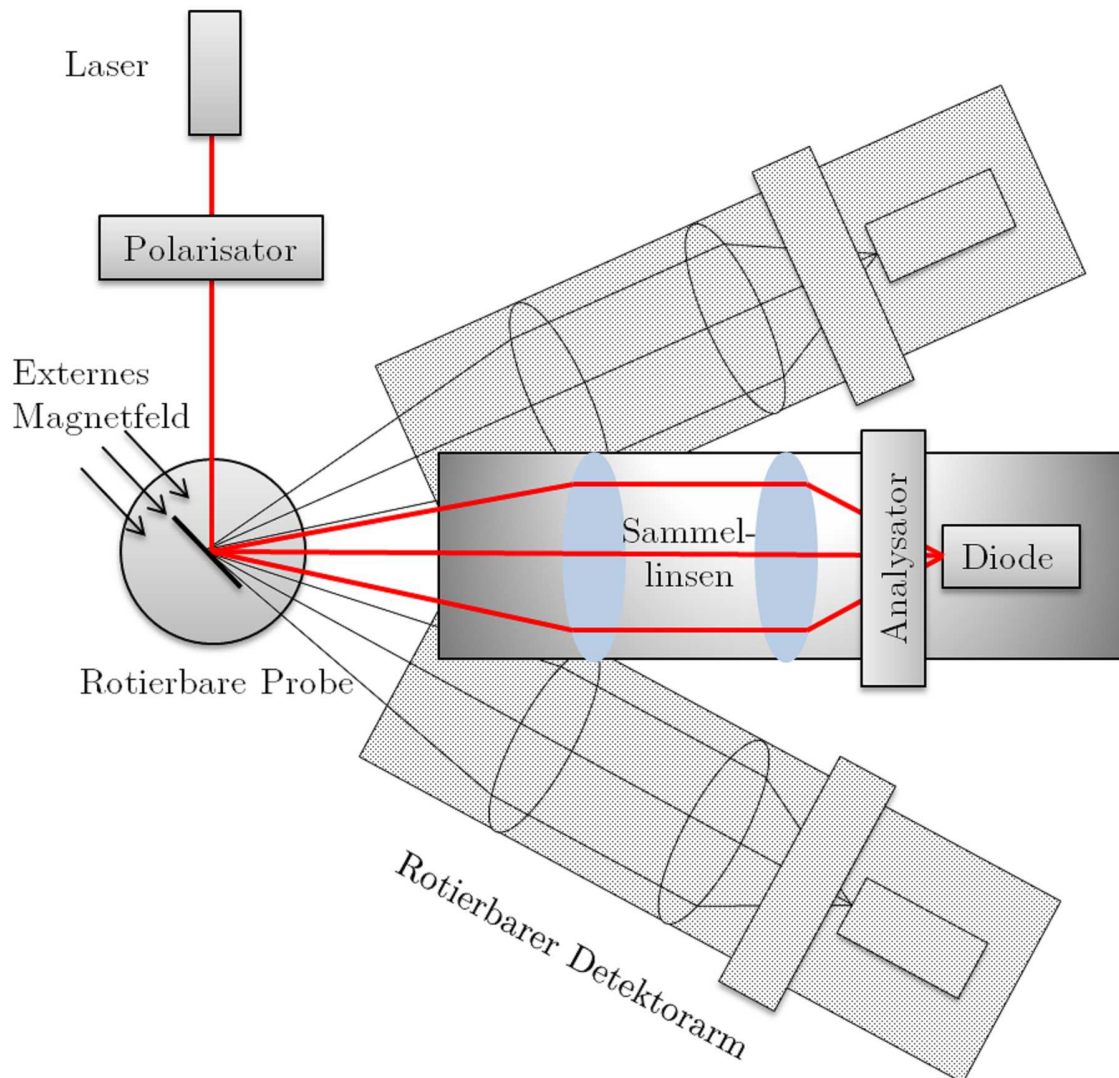


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des AR-MOKE. Das polarisierte Licht trifft auf die Probe, welche auf einem rotierbaren, elektronisch steuerbaren Probenhalter gelagert ist. Das reflektierte Licht wird von einem Sammellinsensystem kollimiert und auf den Detektor fokussiert. Nach Bedarf kann ein Analysator hinzugefügt werden. Mit Hilfe des Sammellinsensystems kann ein Winkelbereich von 10° abgedeckt werden. Zur Abdeckung eines größeren Messbereichs ist der komplette Detektorarm drehbar gelagert. Insgesamt lässt sich ein Einfallswinkelbereich von 25 bis 65° vermessen.

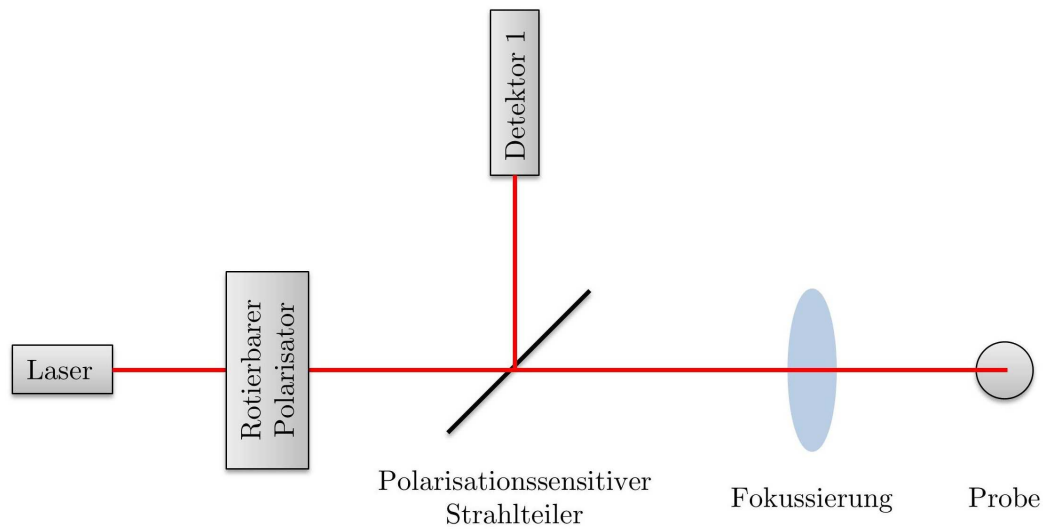


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Strahlengangs des einfallenden Lichts beim V-MOKE. Als Lichtquelle dient ein Laser der Wellenlänge 635 nm [Coh15]. Das Licht trifft zunächst auf einen drehbaren Polarisator und wird danach in einem polarisationssensitiven Strahlteiler aufgespalten, welcher ein polarisationsabhängiges Transmissions-/Reflexionsverhältnis zwischen 96:4 (p -Polarisation) und 88:12 (s -Polarisation) besitzt. Der Strahl mit der geringeren Intensität I_0 trifft auf Detektor 1, welcher die Intensitätsschwankungen des Lasers aufzeichnet, während der am Strahlteiler transmittierte Strahl nach Passieren einer fokussierenden Sammellinse auf die Probe trifft.

her ist das Verhalten des obigen Signalverhältnisses invertiert, wenn eine Probe für p -polarisiertes Licht eine deutlich geringere Reflektivität aufweist als im Fall von s -Polarisation. Die ins Messgerät integrierte Polarisationskalibrierung erlaubt so einen einfachen Wechsel zwischen p - und s - polarisiertem Licht, um eine Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors auch für Systeme ohne starke *in-plane*-Anisotropie durchführen zu können [KBW11].

Der zweite Unterschied zum L-MOKE ist der Elektromagnet. Bei diesem handelt es sich im Falle des V-MOKE um einen Quadrupolmagneten, welcher *in-plane*-Magnetfelder in transversaler und longitudinaler Geometrie erzeugen kann (vgl. Abb. 4.4). Durch Superposition der beiden Komponenten ist ein beliebiger Magnetfeldvektor innerhalb der Probenebene möglich. Der Probenhalter des V-MOKE ermöglicht eine Rotation der zu untersuchenden Probe innerhalb dieser Ebene mit Hilfe eines computergesteuerten Goniometers. Ein Winkelbereich von über 540° ist auf diese Art und Weise anschlussfrei nutzbar. Der Probenhalter ist derart konstruiert, dass sich die Oberfläche der Probe unabhängig von deren Dicke immer an der selben Po-

sition des Strahlengangs befindet (vgl. Abb. 4.7), sodass eine Neujustage der Optik nach Wechsel von Proben nicht notwendig ist.

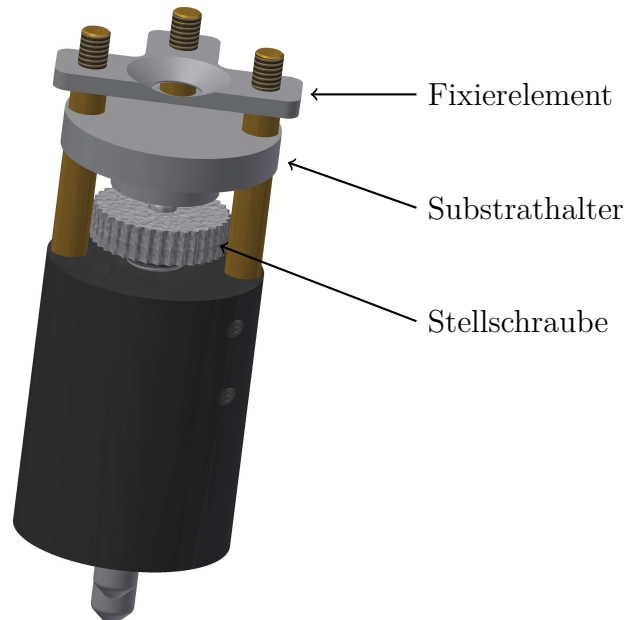


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des Probenhalter des V-MOKE. Die Probe wird auf dem Substrathalter positioniert und mithilfe der Stellschraube leicht gegen das Fixierelement gedrückt. Die Position des Fixierelements definiert die vertikale Position der Probenoberfläche.

Der vierte Unterschied zum L-MOKE ist im Detektorsystem zu finden. Da eine Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors innerhalb der Probenebene auch die Analyse des transversalen MOKE erfordert, ist eine Differenzierung zwischen Änderungen von Reflektivität und Polarisationsachse notwendig, welche in einem Aufbau mit nur einem Detektor nicht möglich ist. Im Gegensatz zu den Ansätzen in [KBW11] und [WSC04] wurde dazu ein System aus Strahlteiler und zwei einzelnen Photodioden gewählt (vgl. Abb. 4.8). Mithilfe von Detektor 2 wird die reflektierte Intensität bestimmt, sodass aus dem Signal von Detektor 3 entsprechend den Gleichungen 4.4.7 und 4.4.5 die Kerr-Amplitude bestimmt werden kann (vgl. Kap. 6.3).

Durch die einfache Kombination mit zwei Sammellinsen ist der Aufbau sehr robust gegenüber kleinen Variationen in der Richtung des von der Probe reflektierten Lichts. Im Vergleich zum AR-MOKE sind die Linsen jedoch deutlich kleiner und weiter von der Probe entfernt positioniert, sodass der Faraday-Effekt in den Linsen für diesen Aufbau vernachlässigt werden kann.

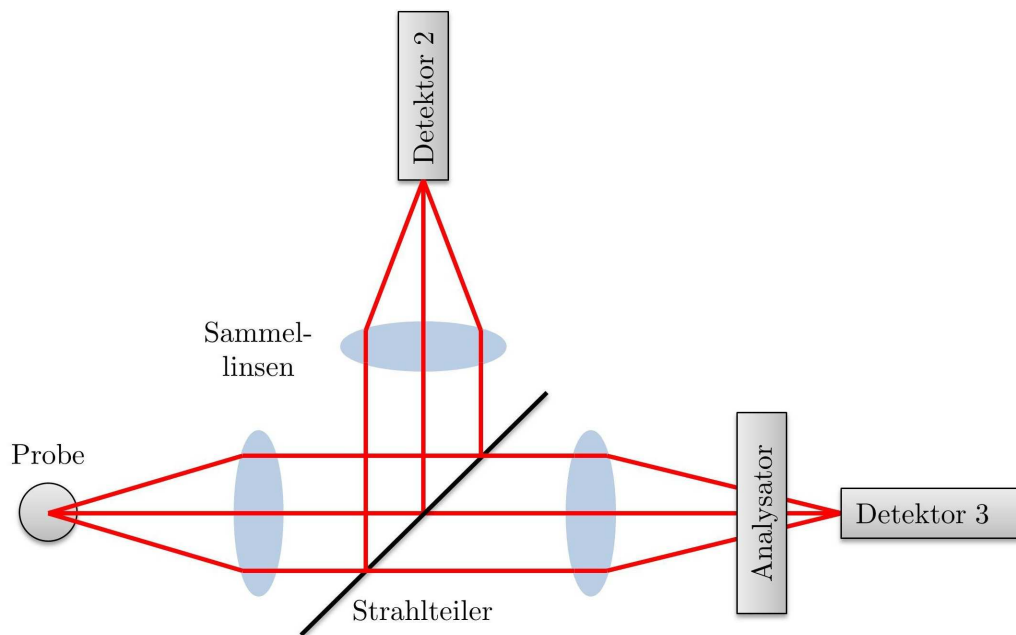


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung der Optik des Detektorsystems des V-MOKE. Das von der Probe reflektierte Licht trifft zunächst auf eine Sammellinse der Brennweite 30 cm; dies entspricht dem Probenabstand. Das in der optischen Achse parallelisierte Licht trifft dann auf einen Strahlteiler, der ein Intensitätsverhältnis von 1:1 besitzt. Beide Teilstrahlen werden jeweils mithilfe einer weiteren Linse mit Brennweite von 10 cm auf die in den Brennpunkten befindlichen Detektoren 2 und 3 fokussiert, wobei sich zwischen der fokussierenden Linse und Detektor 3 ein Analysator befindet.

Kapitel 5

Systematische Untersuchung des magnetooptischen Ansprechvermögens

Magnetooptische Messmethoden sind sehr verbreitete und wirkungsvolle Verfahren zur Analyse magnetischer Oberflächen [HS98]. Ein Nachteil dieser Methoden ist es jedoch, dass oft mehrere Messzyklen gemittelt werden müssen, um ein hinreichendes Signal-Rausch-Verhältnis zu gewährleisten [OFOVF10]. Im Falle von EB-Systemen birgt diese Art der Messung Probleme, da sich die Hystereseigenschaften aufgrund des Trainingseffekts (vgl. Kap. 2.3.1) mit fortschreitender Anzahl an Messzyklen ändern [Bin04]. Die Mittelung erfolgt so nicht über gleichartige Messungen und ist daher fehlerbehaftet. Das Signal-Rausch-Verhältnis S/N als allgemeines Maß für die Qualität einer Messung kann nicht nur durch sensitive Messaufbauten gesteigert werden, sondern auch durch Anpassung der magnetooptischen Eigenschaften einer Probe [KSA88, ZZL94, HS98, GHA07, GM11, ZGX14, KS14].

Für die Untersuchung dieser Eigenschaften ist ein Bewertungsfaktor notwendig, der mit S/N korreliert, welcher aber im Gegensatz zu S/N nicht vom verwendeten Messsystem abhängt. Die Literatur zeigt jedoch in dieser Frage für den polaren und longitudinalen Kerr-Effekt keine Einigkeit [MCG82, Man86, TWH92, Cha95, HS98]. Die prominenteste Größe ist in diesem Zusammenhang der Kerr-Winkel α_K , welcher die Drehung der Polarisationsachse des linear polarisierten Lichts beschreibt [ZGX14, KS14]. In einem Aufbau bestehend aus Analysator und Photodiode beschreibt diese Größe in erster Näherung das Verhältnis aus der Amplitude des senk-

recht zur Ausgangspolarisationsebene polarisiertem Licht A_K und der Amplitude des Lichts mit Ausgangspolarisation A_R

$$\alpha_K = A_K/A_R. \quad (5.0.1)$$

Eine Optimierung von α_K führt daher zu einem maximalen Kontrast [HS98]. Neben α_K ist aber vor allem die Kerr-Amplitude A_K selbst entscheidend [HS98]. Für den Fall, dass Schrotrauschen (engl. *shot noise*) die Hauptursache des Rauschens ist, deklarieren HUBERT und SCHÄFER A_K sogar als die einzige entscheidende Größe [HS98], während die Gesamtamplitude A_R des reflektierten Lichts und somit der Kerr-Winkel irrelevant sei. Allerdings wird in dieser Arbeit auch beschrieben, dass eine weitere Optimierung des Signals durch Anpassung des Analysatorwinkels θ_A möglich sei, obwohl θ_A und A_R zumindest für kleine Winkel identisch in die Formeln für Signal- und Hintergrundintensität eingehen [HS98]. Wäre der Einfluss von A_R tatsächlich irrelevant, sollte auch eine Veränderung von θ_A keine Optimierung erlauben. Daher wurde der Einfluss der Reflektivität und demnach des Kerr-Winkels in dieser Arbeit ebenfalls berücksichtigt.

Im Formalismus von HUBERT und SCHÄFER ergeben sich α_K und A_K für ein Optiksytstem mit Kompensation der Phasen [HS98], während S/N ohne eine solche Kompensation reduziert ist. In Kapitel 4.4.2 wurde die effektive Kerr-Amplitude A_K^{eff} eingeführt, welche analog zu A_K als Bewertungsfaktor für Systeme ohne Phasenkompensation zu verstehen ist. Eine Optimierung bezüglich dieser Größe ist besonders sinnvoll, da gerade in einfachen, weniger sensitiven Systemen, in denen aus ökonomischen Gründen nur die wesentlichsten Optikkomponenten genutzt werden, eine Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses sinnvoll ist. Der zweite Bewertungsfaktor α_K ist durch die erhöhte Elliptizität, welche aus der fehlenden Phasenkompensation resultiert, ebenfalls als effektive Größe zu verstehen.

Neben Wellenlänge des Lichts, Messgeometrie (vgl. Kap. 4) und magnetischem Material gibt es noch weitere Faktoren, welche die magnetooptischen Bewertungsfaktoren beeinflussen (vgl. Kap. 2.4.3). Bereits in den 80er Jahren ist durch das Aufkommen von magnetooptischen Speichermedien viel Forschungsarbeit in diesem Bereich geleistet worden [DKT84, NAA85]. Zu dieser Zeit fand jedoch eine Fokussierung auf den polaren Kerr-Effekt statt [WRS91, WR89], da dieser die größte Sensitivität versprach. Auch wenn sich diese Medien nicht durchgesetzt haben, so besitzen die verwendeten Konzepte auch für die Analytik von magnetischen Systemen ein hohes Anwendungspotential. Besonders die Verwendung von Deckschichten mit antireflektiven Eigenschaften [HS98, WRS91], welche eine Erhöhung von A_K bei Reduktion

von A_R bewirken [KS14], ist vielversprechend. Durch diese findet weder eine Beeinflussung des magnetischen Systems statt, noch werden sonstige hohe Anforderungen an das System gestellt.

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, inwiefern sich der longitudinale MOKE von EB-Systemen beeinflussen lässt. Hierzu wurde Si als antireflektive Deckschicht verwendet, um eine höhere Sensitivität für die *in-plane*-Magnetisierung dieser Proben zu erlangen. Für den longitudinalen MOKE ist neben den Probeneigenschaften auch der Einfallswinkel des Lichts θ ein entscheidender Faktor [KS14]. Im Gegensatz zum polaren MOKE wird der maximale Effekt nicht bei senkrechtem Lichteinfall erreicht (vgl. Abb. 4.3), sodass sich ein zusätzlicher zu untersuchender Freiheitsgrad ergibt. Dazu fand zunächst eine allgemeine Untersuchung der magnetooptischen Eigenschaften von EB-Systemen bezüglich der Parameter A_K^{eff} und α_K in Abhängigkeit von θ , sowie diverser Schichtparameter statt. Für die experimentellen Untersuchungen wurde dazu das AR-MOKE (vgl. Kap. 4.6) und für die Simulationen die 4x4 Transfermatrixmethode (vgl. Kap. 2.4.2) verwendet. Im zweiten Schritt wurde der Einfluss einer amorphen Siliziumschicht auf den longitudinalen MOKE für verschiedene Materialsysteme untersucht. Die Untersuchungen wurden bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm durchgeführt, da dieser Wellenlängenbereich für magnetooptische Magnetometer etabliert ist (vgl. Abb. 4.1.3).

5.1 Methode zur Bestimmung des longitudinalen magnetooptischen Ansprechvermögens

Im Folgenden sei die Auswertemethode zur Erlangung von A_K^{eff} und α_K beispielhaft am Schichtsystem $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Ta}^{5 \text{ nm}}$ gezeigt (vgl. Abb. 5.1). Beide Größen können im AR-MOKE Aufbau jedoch nicht direkt bestimmt werden, da sich die an der Photodiode gemessene Intensität bei eingebautem Analysator entsprechend Gleichung 4.4.5 neben A_K^{eff} hauptsächlich aus dem Analysatorwinkel θ_A und A_R ergibt. Zur Bestimmung von A_K^{eff} wurde daher ebenfalls die reflektierte Intensität ohne Analysator I_{ref} (vgl. Abb. 5.1a) bestimmt. Durch Normierung auf die Ausgangsintensität des einfallenden Lichts I_0 ergibt sich die Reflektivität R (vgl. Abb. 5.1b) zu

$$I_{\text{ref}}/I_0 = R = A_R^2 + A_K^2 \approx A_R^2. \quad (5.1.1)$$

Zur Bestimmung von I_0 wurde die reflektierte Intensität I_{tot} eines halb-zylindrischen Glasprismas in Kretschmann Geometrie für Einfallswinkel von 45 bis 50° schrittweise

bestimmt und über diesen Bereich gemittelt. In diesem Winkelbereich liegt Totalreflexion vor, sodass die gemessene Lichtintensität der einfallenden Lichtintensität entspricht. Zusätzlich ist zu beachten, dass das Licht erst in das Prisma eindringen muss und es nach der Totalreflexion die Luft/Glas Grenzfläche erneut passiert. An beiden Grenzflächen treten optische Verluste durch Reflexion auf, welche durch die Fresnelschen Formeln abgeschätzt werden können. Durch die Geometrie des halbzylindrischen Prismas ist die Grenzschicht jeweils senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts, sodass sich für die Reflektivität $R_{\text{Luft/Glas}}$ vereinfacht

$$R_{\text{Luft/Glas}} = R_{\text{Glas/Luft}} = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 = \left(\frac{1 - 1,5}{1 + 1,5} \right)^2 = 4\% \quad (5.1.2)$$

ergibt. n_1 und n_2 sind die Brechungsindizes der beteiligten Medien Glas und Luft. Durch den senkrechten Einfall wird an beiden Grenzflächen der selbe Anteil an Licht reflektiert, sodass sich ein Transmissionsgrad von 92,16 % ergibt. Daher wird I_0 im Folgenden als $I_0 = I_{\text{tot}}/0,9216$ abgeschätzt. Die Bestimmung von I_0 mittels Totalreflexion im selben Aufbau hat den Vorteil, dass die Einflüsse anderer optischer Bauteile bereits berücksichtigt sind. Aus Abbildung 5.1 a) wird ersichtlich, dass die reflektierte Intensität des totalreflektierenden Glasprismas nicht über den betrachteten Winkelbereich konstant ist. Die beobachtete Abweichung der Intensitäten von knapp 2 % lässt sich durch das Sammellinsensystem erklären: In Abhängigkeit des Einfallswinkels werden die Linsen in unterschiedlichen Winkeln getroffen, sodass es zu unterschiedlichen Lichtverlusten kommt. Zur Normierung der reflektierten Intensität wurde für die hier gezeigten Daten der Mittelwert verwendet. Die in b) dargestellte Reflektivität ist ebenfalls mit dieser Unsicherheit behaftet. Da die gezeigten Messreihen aus Einzelmessungen bei unterschiedlichen Positionen des Detektorarms erhalten wurden, sind für manche Einfallswinkel mehrere Punkte zu sehen. Die Intensitätsabweichung von ebenfalls 2 % lässt sich auf die unterschiedlichen Einfallswinkel im Sammellinsensystem zurückführen. Durch Bestimmung der Totalreflexion an jedem Messpunkt ließe sich diese Unsicherheit minimieren, allerdings wäre die technische Umsetzung dafür relativ aufwendig, da das Glasprisma sehr genau justiert werden müsste, um bei exakt gleichen Einfallswinkeln zu messen. Außerdem wäre ein Prisma mit einem höheren Brechungsindex notwendig, um Totalreflexion auch bei Einfallswinkeln kleiner 42° (Grenzfläche Glas/Luft) zu gewährleisten. Da eine Abweichung von 2 % tolerierbar ist, wurde auf diese Schritte verzichtet.

Entsprechend Gleichung 4.4.9 ist die Intensitätsdifferenz zwischen den beiden Sättigungsmagnetisierungen für s - beziehungsweise p - polarisiertes Licht in longitudinaler Geometrie einer Probe proportional zu A_K^{eff} . Für die Bestimmung ist es jedoch

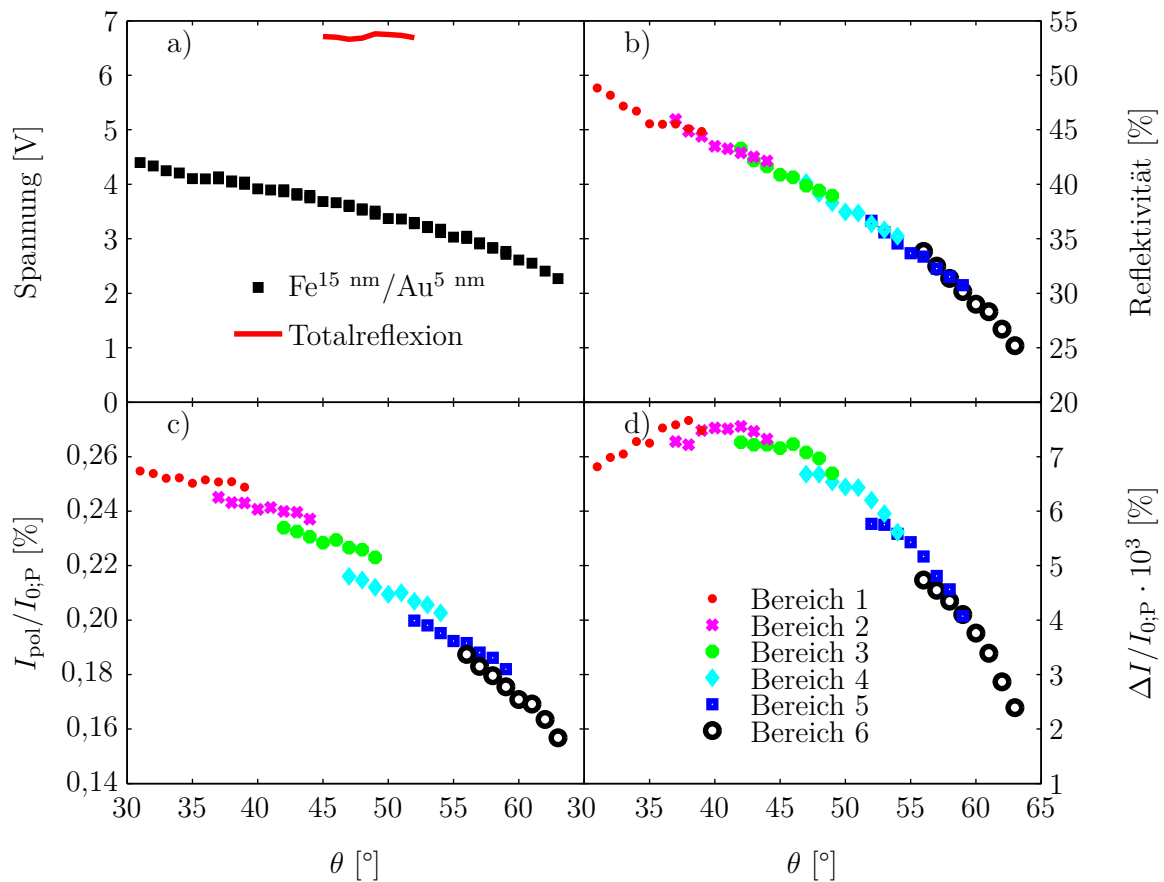


Abbildung 5.1: Messdaten zur Bestimmung des magnetooptischen Ansprechvermögens in Abhängigkeit des Einfallswinkels:

a) Reflektierte Intensität (in Form der Ausgangsspannung der Photodiode) des Schichtsystems $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Ta}^{5 \text{ nm}}$ (schwarze Quadrate) und I_0 (rote Linie).

b) Reflektivität des Schichtsystems berechnet aus Gleichung (5.1.1).

c) Normierte reflektierte Intensität $I_{\text{pol}}/I_{0,\text{P}}$ bei Verwendung des Analysators.

d) Normierte Differenz $\Delta I/I_{0,\text{P}}$ entsprechend Gleichung 5.1.4.

Die Messreihen ergeben sich aus Einzelmessungen verschiedener Positionen des Detektorarms (dargestellt durch unterschiedliche Farben), um einen größeren Einfallswinkelbereich abdecken zu können.

nicht ausreichend ein genügend starkes externes Magnetfeld zu verwenden, die Probe magnetisch zu sättigen und dann jeweils die Intensität der Photodiode auszulesen. Durch die Nähe des Sammellinsensystems zum externen Magnetfeld (vgl. Abb. 4.5) findet bedingt durch den Faraday-Effekt [Far46] eine zusätzliche, zum Magnetfeld proportionale Drehung des linear polarisierten Lichts im Glas statt. Um zwischen den Einflüssen auf die Intensität zu unterscheiden, welche aus Probenmagnetisierung und Faraday-Effekt resultieren, wurde daher für jeden Einfallswinkel eine Hystereseschleife durchlaufen (vgl. Abb. 5.2). Bei dieser wurde die Intensität I der Photodiode

in Abhängigkeit des externen Magnetfelds H_{ext} bestimmt.

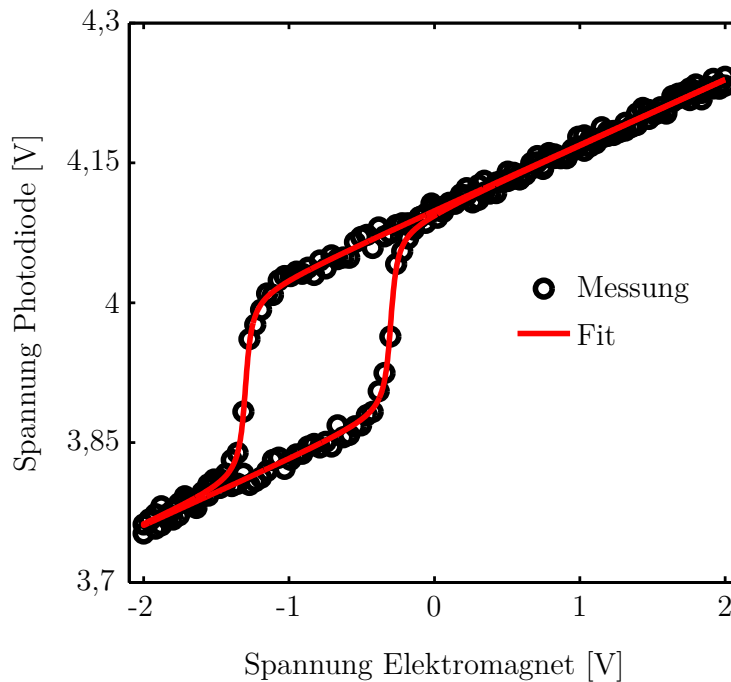


Abbildung 5.2: Abhängigkeit der Intensität des reflektierten Lichts (gemessen als Ausgangsspannung der Photodiode) von der Steuerspannung des Elektromagneten (schwarze Symbole). Als rote, durchgezogene Linie ist ein Fit mittels Gleichung 5.1.3 dargestellt, mit dem eine Auftrennung der hysteretischen und linearen Komponenten der Messung möglich ist.

Die so erhaltenen Intensitätskurven zeigen eine Superposition aus einer klassischen Hysteresekurve eines EB-Systems (vgl. Abb. 2.2) und einer linearen Funktion, welche aus dem Faraday-Effekt resultiert. Der von der Probe stammende Anteil von $I(H_{\text{ext}})$ wurde mittels einer Fitfunktion extrahiert. Diese Fitfunktion beschreibt den Faraday-Effekt im Linsensystem mittels einer linearen Funktion und die Hysterese selbst über eine Arkustangensfunktion und ergibt sich zu

$$I(H_{\text{ext}}) = \frac{\Delta I}{\pi} \tan^{-1} \left(\frac{H_{\text{EB}} \pm H_C - H_{\text{ext}}}{A} \right) + I_{\text{pol}} + B \cdot H_{\text{ext}}. \quad (5.1.3)$$

ΔI ist der Hub der Hysterese und A ein zur Streckung der Arkustangensfunktion benötigter Fitfaktor. I_{pol} ist der magnetfeldunabhängige Anteil des Lichts und B der Proportionalitätsfaktor, welcher den Faraday-Effekt beschreibt. Während einer Messreihe, bei der eine Variation des Einfallswinkels stattfand, wurden nur ΔI , I_{pol} und B angepasst, da die Größen H_{EB} , H_C und A das magnetische System charakterisieren und damit unabhängig von der Messgeometrie sind.

Zur Normierung von ΔI und I_{pol} wurde erneut I_{tot} verwendet. Allerdings ist bei der verwendeten Konfiguration zusätzlich ein Analysator im Aufbau, welcher nicht

bei der Bestimmung von I_{tot} verwendet wurde. Daher wurde der maximale Transmissionsgrad des Analysators von 72 % [Tho15e] als zusätzlicher Korrekturfaktor verwendet, sodass sich für den Normierungsfaktor

$$I_{0;\text{P}} = I_{\text{tot}}/0,9216 \cdot 0,72. \quad (5.1.4)$$

ergibt. Bei Betrachtung von $I_{\text{pol}}/I_{0;\text{P}}$ in Abbildung 5.1 c) sind die Abweichungen zwischen den Einzelmessungen mit 5 % viel größer als bei der Reflektivität. Solche Abweichungen sind jedoch nicht im Differenzsignal ΔI zu beobachten, bei dem lediglich die zuvor beobachteten 2 % Signalvariation vorliegen.

Aus den normierten Messgrößen $I_{\text{pol}}/I_{0;\text{P}}$, $\Delta I/I_{0;\text{P}}$ und I_{ref}/I_0 erfolgt die Bestimmung der charakteristischen Größen $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ und α_{K} über die Gleichungen (4.4.9), (4.4.5) und (5.1.1):

$$\begin{aligned} I_{\text{pol}}/I_{0;\text{P}} &= A_{\text{K}}^{\text{eff}^2} \cdot \cos^2 \theta_{\text{A}} + A_{\text{R}}^2 \cdot \sin^2 \theta_{\text{A}}. \\ \Delta I/I_{0;\text{P}} &= 2A_{\text{R}}A_{\text{K}}^{\text{eff}} \cdot \sin(2\theta_{\text{A}}). \\ I_{\text{ref}}/I_0 &= A_{\text{R}}^2 + A_{\text{K}}^{\text{eff}^2}. \end{aligned} \quad (5.1.5)$$

Durch Lösen des Gleichungssystems ergeben sich die Unbekannten θ_{A} , A_{R} und $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$. Da hierbei keine einfache analytische Lösung möglich ist, wurde für jeden Einfallswinkel ein numerisches Verfahren verwendet, welches θ_{A} , A_{R} und $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ solange anpasste, bis eine optimale Übereinstimmung mit den Messwerten vorlag. Der Kerr-Winkel wurde mit Hilfe von $\alpha_{\text{K}} = A_{\text{K}}^{\text{eff}}/A_{\text{R}}$ bestimmt und ist aufgrund der Verwendung von $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ ebenfalls als effektive Größe zu verstehen.

Das Ergebnis dieser Auswertemethode für das Beispielsystem $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Ta}^{5 \text{ nm}}$ ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Der Winkel θ_{A} zeigt eine starke Abhängigkeit vom Einfallswinkel, obwohl der Analysator während der Messung nicht verändert wurde. Im Detail zeigt sich, dass diese Variation mit den unterschiedlichen Positionen des Detektorarms korreliert. So ist der berechnete Analysatorwinkel zu Beginn jeder Messreihe immer am kleinsten und am Ende immer am größten. Innerhalb jeder Messreihe ist das Verhalten nahezu identisch, wobei die Steigung für größere Einfallswinkel etwas größer wird. Dieselbe Abhängigkeit ist bereits im Messsignal $I_{\text{pol}}(\theta)$ zu beobachten, das Verhalten überträgt sich allerdings fast nur auf θ_{A} , während die relativen Abweichungen bei $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ und α_{K} deutlich kleiner sind. Es liegt daher Nahe, dass der Winkel zwischen der Polarisationssebene des Analysators und der Polarisationssebene des Lichts tatsächlich bei unterschiedlichen Detektorarmpositionen verschieden ist, da das Material des Linsensystems eine Rotation des Lichts bewirkt. Da der Faraday-Effekt durch den Fit bereits berücksichtigt wur-

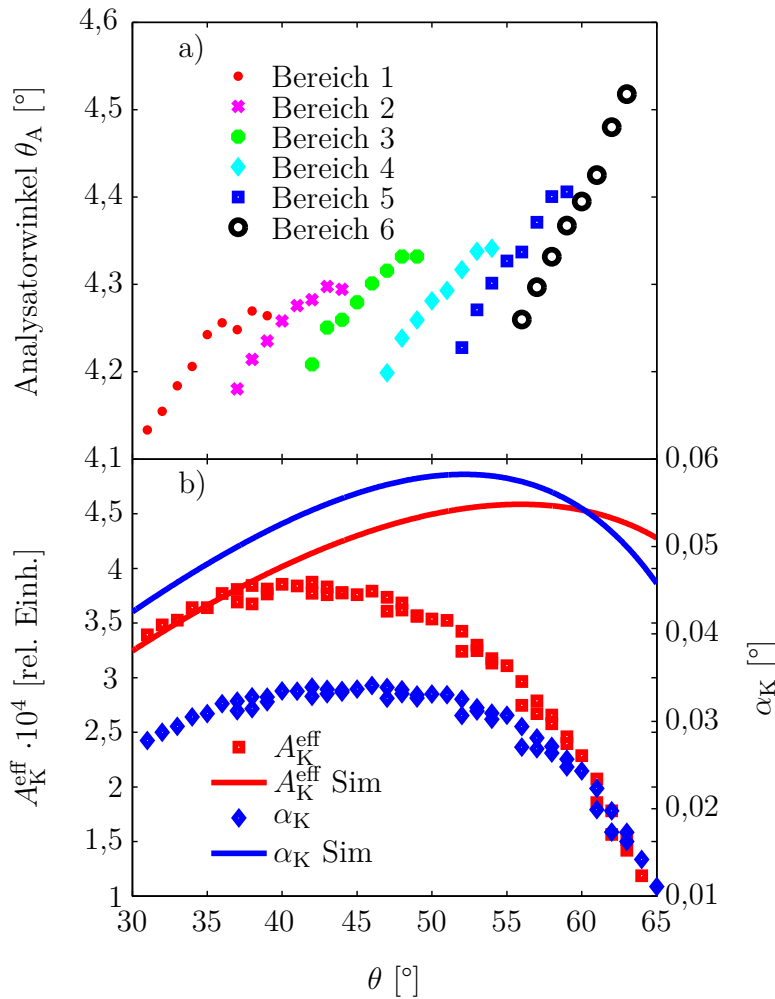


Abbildung 5.3: Durch numerisches Lösen des Gleichungssystems aus 5.1.5 erhaltene Größen in Abhängigkeit des Einfallswinkels des Lichts für das Schichtsystem $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Ta}^5 \text{ nm}$. Dargestellt sind in a) der Analysatorwinkel θ_A , sowie in b) die effektive Kerr-Amplitude A_K^{eff} und der effektive Kerr-Winkel α_K für Experiment und Simulation.

de, ist es wahrscheinlich, dass das verwendete Sammellinsensystem zusätzlich eine optische Aktivität besitzt [Hec05]. Bedingt durch unterschiedliche Weglängen des Lichts innerhalb der Sammellinsen wäre die induzierte Rotation des Lichts für unterschiedliche Detektorarmpositionen unterschiedlich. Obwohl ein Sammellinsensystem, welches neben dem Faraday-Effekt auch optische Aktivität zeigt, für die Analyse magnetooptischer Kenngrößen suboptimal ist, zeigen A_K^{eff} und α_K kaum Abhängigkeit von der Position des Detektorarms. Dies spricht dafür, dass der entwickelte Auswertungsalgorithmus sehr robust ist. Die Verwendung eines Sammellinsensystem ohne optische Aktivität würde die Sensitivität zukünftiger Messungen weiter verbessern. Die Bewertungsfaktoren A_K^{eff} (rote Quadrate) und α_K (blaue Diamanten) des Beispielsystems zeigen für das hier verwendete s -polarisierte Licht ein Maximum für

den Einfallswinkelbereich von etwa 40 bis 45° (vgl. Abb. 5.3 b). Damit zeigen die hier ermittelten Größen nur eine qualitative Übereinstimmung mit Berechnungen, bei der das System mittels 4x4 Transfermatrixmethode (vgl. Kap. 5.2) simuliert wurde. In den Simulationen ist das Maximum von A_K^{eff} und α_K bei größeren Winkeln und die berechneten Größen im Mittel um etwa 50 % größer. Diese Abweichungen lassen sich mit den vielen Vereinfachungen im Berechnungsmodell begründen, hängen aber auch stark mit den in der Simulation verwendeten optischen Konstanten zusammen. Gerade für dünne Schichten können diese Werte stark von den verfügbaren Literaturwerten abweichen, welche meist nur für *bulk*-Materialien vorliegen. Eine weitergehende Diskussion bezüglich dieser Thematik ist in [Küb14, Müg12] zu finden. Berechnungen mittels 4x4 Transfermatrixmethode sind in dieser Arbeit daher lediglich als erster Hinweis für die magnetooptische Aktivität.

5.2 Numerische Bestimmung der magneto-optischen Bewertungsfaktoren

In dieser Arbeit findet neben der experimentellen Charakterisierung des magneto-optischen Ansprechvermögens auch eine theoretische Betrachtung auf Basis der 4x4 Transfermatrixmethode statt. Mithilfe dieser Methode lassen sich die komplexen Reflexionskoeffizienten von Mehrschichtsystemen bestimmen (vgl. Kap. 2.4.2), aus welchen sich relativ einfach die komplexe Kerr-Amplitude und der Kerr-Winkel ergeben (vergleiche Gleichung 2.4.16 oder [ZML91]). Diese Werte sind aber nur bedingt mit der in dieser Arbeit untersuchten (realwertigen) effektiven Kerr-Amplitude zu vergleichen, da im verwendeten Versuchsaufbau keine Berücksichtigung der Phasenbeziehungen des Lichts vorgenommen wurde. Um dennoch ein Vergleich zu theoretischen Daten zu ermöglichen, wurde das Optiksyste über den Jonesformalismus abgebildet [Jon41]. Der am Detektor vorliegende Lichtvektor J lässt sich so analog zu Kapitel 4.4.2 mit

$$J_{\text{Ana}}(\vec{M}) = M_{\text{Analyisator}} \cdot M_{\text{Reflexion}} \cdot M_{\text{Polarisator}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot e^{i(kz - \omega t)}, \quad (5.2.1)$$

$$J_{\text{ref}} = M_{\text{Reflexion}} \cdot M_{\text{Polarisator}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot e^{i(kz - \omega t)}$$

$$\begin{aligned}
 \text{mit: } M_{\text{Analyзатор}} &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta_A & \cos \theta_A \sin \theta_A \\ \cos \theta_A \sin \theta_A & \cos^2 \theta_A \end{pmatrix}, \\
 M_{\text{Reflexion}} &= \begin{pmatrix} r_{\text{ss}} & r_{\text{sp}} \\ r_{\text{ps}} & r_{\text{pp}} \end{pmatrix}, \\
 M_{\text{Polarisator}} &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta_P & \cos \theta_P \sin \theta_P \\ \cos \theta_P \sin \theta_P & \cos^2 \theta_P \end{pmatrix}
 \end{aligned} \tag{5.2.2}$$

beschreiben. J_{Ana} und J_{ref} ergeben sich dabei für Aufbauten mit und ohne Analyser, wobei J_{Ana} zusätzlich über $M_{\text{Reflexion}}$ von der Richtung des Magnetisierungsvektors \vec{M} abhängig ist. θ_P ist der Winkel des Polarisators, welcher für s -polarisiertes Licht 0° und für p -polarisiertes Licht 90° ist. Über $I = |J|^2$ lassen sich die Intensitäten $I_{\text{Ana}}(\vec{M})$ und I_{ref} bestimmen. In den Berechnungen wurde dabei $\theta_A = 5^\circ$ für s -polarisiertes Licht und $\theta_A = 95^\circ$ für p -polarisiertes Licht verwendet. \vec{M} wurde derart gewählt, dass es den beiden Sättigungsmagnetisierungen \vec{M}_1 und \vec{M}_2 in longitudinaler Geometrie entspricht, sodass sich die beiden Intensitäten $I_{\text{Ana}}(\vec{M}_1)$ und $I_{\text{Ana}}(\vec{M}_2)$ ergeben. Die Bestimmung von $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ und α_{K} aus den berechneten Intensitäten erfolgte dann analog zu Kapitel 5.1 über Gleichung 5.1.5.

5.3 Magnetooptisches Ansprechvermögen von EB-Systemen ohne Verstärkungseffekte

Bevor der Einfluss sensitivitätsverstärkender Effekte untersucht werden konnte, musste zunächst die magnetooptische Aktivität der normalerweise verwendeten Systeme bestimmt werden. Über den Kerr-Effekt typischer ferromagnetischer Materialien wie Co, Fe oder Ni sind bereits seit 50 Jahren Studien publiziert worden [Rob63, KA68, BVEJ83, OIRJ97], allerdings sind die damals gewonnenen Ergebnisse durch den speziellen Fokus der hier durchgeführten Untersuchung auf EB-Systeme für diese Arbeit nur begrenzt nutzbar. Außerdem werden in EB-Systemen häufig Legierungen eingesetzt, bei welchen keine detaillierten Daten zu $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ vorliegen. Die erste Messreihe zur Untersuchung von $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ ist daher dem Einfluss des ferromagnetischen Materials, sowie dessen Dicke gewidmet.

In EB-Systemen werden als reine Materialien meist Co, aber auch Fe und Ni eingesetzt. Die am häufigsten verwendeten Legierungen sind $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Permalloy) aufgrund seiner zu vernachlässigenden magnetokristallinen Anisotropie und CoFe in ver-

schiedenen Zusammensetzungen aufgrund seiner hohen Sättigungsmagnetisierung bei vergleichsweise weichen magnetischen Eigenschaften [HMF00, IXP02, Sou05]. Da eine Überprüfung sämtlicher in Frage kommender ferromagnetischer Materialien den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, fokussierte sich diese Untersuchung auf die Legierung $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$, sowie deren reine Komponenten Fe und Co. Als weitere Komponenten des EB-Systems wurden $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}$ als AF, $\text{Au}^{5\text{nm}}$ als Oxidationsschutz und Si $\langle 100 \rangle$ als Substrat gewählt.

5.3.1 Theoretische Charakterisierung

Mithilfe von Simulationen auf Basis der 4x4 Transfermatrixmethode (vgl. Kap. 5.2) wurde zunächst der Schichtdickenbereich des F abgeschätzt, in welchem wesentliche Veränderungen der magnetooptischen Bewertungsfaktoren zu erwarten sind. Die Berechnungen (vgl. Abb. 5.4) konnten lediglich mit den reinen Materialien durchgeführt werden, da für $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ keine magnetooptischen Konstanten vorlagen.

Sowohl für Co, als auch für Fe zeigen sich ähnliche Trends, was die Abhängigkeit von Schichtdicke und Einfallswinkel angeht. $|A_K^{\text{eff}}|$ wird mit steigender Schichtdicke größer, wobei dieser Anstieg für Fe ab einer Dicke von 20 bis 25 nm deutlich geringer ausfällt und bereits bei 40 nm einen Sättigungseffekt zeigt. Für Co ist der Sättigungstrend erst bei größeren Schichtdicken zu beobachten. Fe zeigt außerdem insgesamt größere Werte für $|A_K^{\text{eff}}|$ als Co. Für *s*-polarisiertes Licht ist der ideale Einfallswinkel für beide Materialien erst jenseits der betrachteten 65° zu finden, während dieser für *p*-polarisiertes Licht bei dünnen Schichtdicken im Bereich von 45° zu finden ist. Das Maximum von $|A_K^{\text{eff}}(\theta)|$ ist im *p*-polarisiertem Fall für steigende Schichtdicken des F zu größeren Werten von θ verschoben.

Insbesondere für größere Einfallswinkel zeigt sich, dass $|A_K^{\text{eff}}|$ für *s*- und *p*-polarisiertes Licht unterschiedlich ist. Dies ist eine Besonderheit der effektiven Kerr-Amplitude, da $|A_K|$ für beide Polarisierungen identisch ist [HS98]. Ohne Phasenkompensation kann ΔI kleiner werden (vergleiche Kapitel 4.4.2), sodass ein kleinerer Wert für $|A_K^{\text{eff}}|$ erhalten wird. Da $|A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ besonders für größere Einfallswinkel gegenüber $|A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ reduziert ist, scheint sich die fehlende Phasenkompensation besonders bei diesen Versuchsparametern negativ auszuwirken.

5.3.2 Experimentelle Charakterisierung

Für die experimentelle Charakterisierung wurden drei Probensätze des Schichtsystems $\text{Si}\langle 100 \rangle/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{F}/\text{Au}^{5\text{ nm}}$ mit den ferromagnetischen Materialien Co (Probensatz MO1), Fe (MO2), und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ (MO3) mittels Kathodenerstäubung

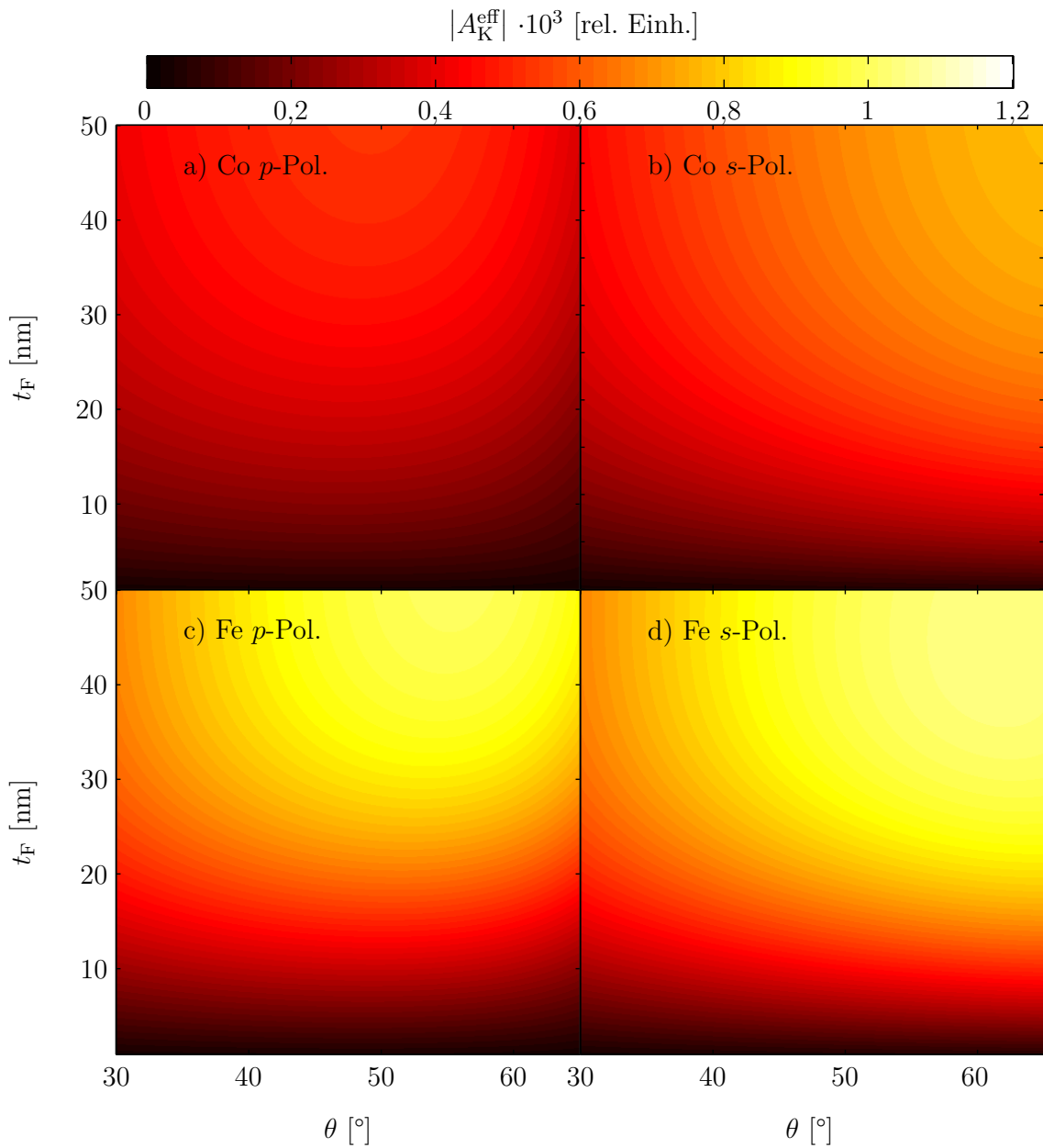


Abbildung 5.4: Mittels 4x4 Transfermatrixmethode berechneter Absolutbetrag der effektiven Kerr-Amplitude $|A_K^{\text{eff}}|$ des Materialsystems Si/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/F/Au^{5 nm}/Luft in Abhängigkeit der Dicke des F und des Einfallswinkels des Lichts bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Gezeigt sind jeweils Ergebnisse für die F Co und Fe für s- und p-polarisiertes Licht. Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.1,8.2 und 8.3 im Anhang zu finden.

hergestellt (vgl. Kap. 3.1 für Informationen zum Herstellungsprozess und Tabelle 8.6 für die Herstellungsparameter). Jeder Probensatz besteht aus 6 Proben mit Schichtdicken des F t_F von 5, 10, 15, 20, 25 und 50 nm. Die Vermessung mittels AR-MOKE (vgl. Kap. 4.6) und Auswertung entsprechend Kapitel 5.1 lieferte A_K^{eff} der Systeme

(vgl. Abb. 5.5). In Abbildung 5.6 ist ein Vergleich der Materialsysteme für einen Einfallswinkel des Lichts von $\theta = 45^\circ$ gezeigt.

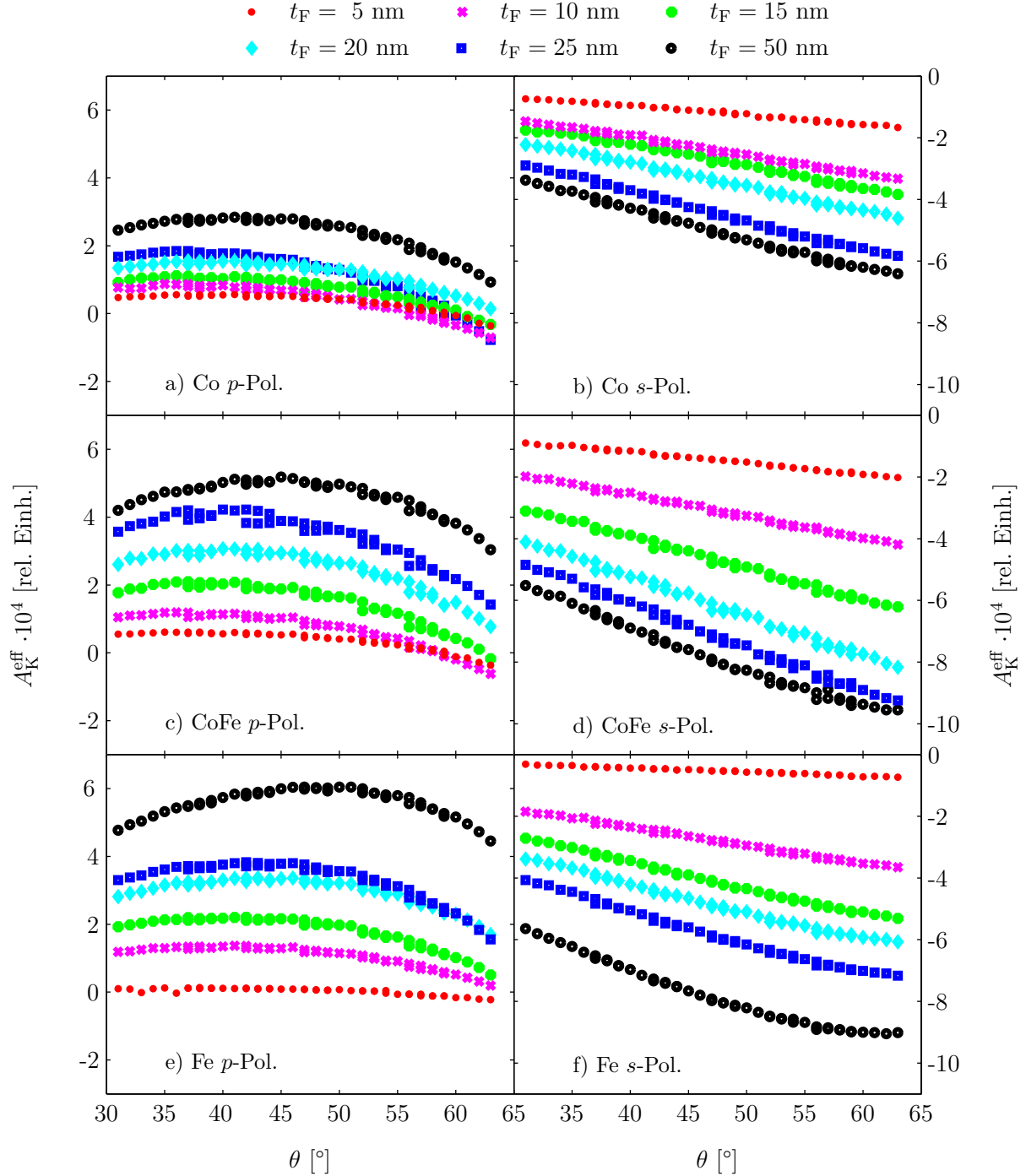


Abbildung 5.5: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} für die Schichtsysteme $\text{Si}<100>/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{F}/\text{Au}^{5\text{ nm}}$ für *p*- und *s*-polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Als F wurden die Materialien Co, Fe und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ in unterschiedlicher Dicke verwendet. Parameter der Schichtherstellung sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden.

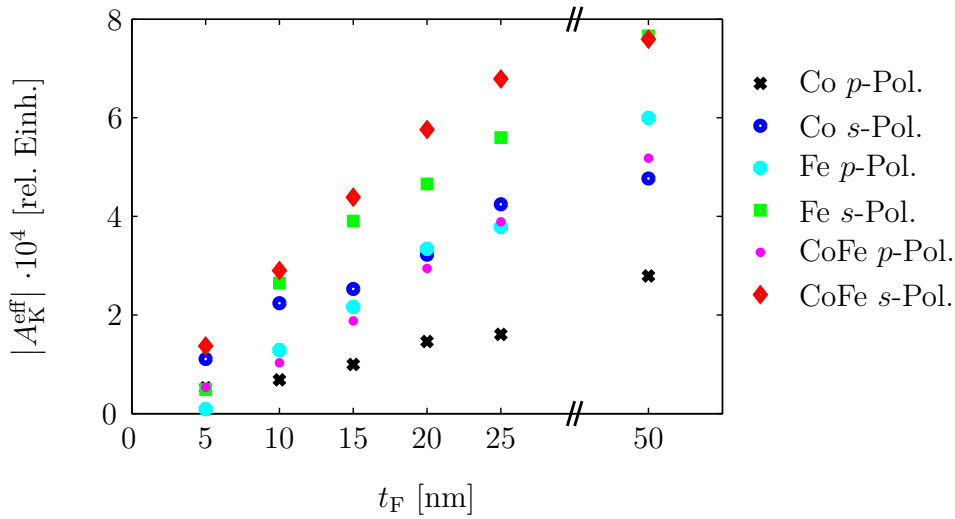


Abbildung 5.6: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} für die Schichtsysteme $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}} / \text{F} / \text{Au}^5 \text{ nm}$ für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit der Dicke des F für $\theta = 45^\circ$ bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Als F wurden die Materialien Co, Fe und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ verwendet. Parameter der Schichtherstellung sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden.

Für das Materialsystem mit Co (vgl. Abb. 5.5 a+b) als F entspricht die Form von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ in erster Näherung einer nach unten geöffneten Parabel. $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ ist für den betrachteten Bereich meist größer null, wird aber für sehr große Einfallswinkel negativ. Das Maximum der Kurve verschiebt sich für größere t_F zu größeren Werten von θ bei gleichzeitig steigenden Werten von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$. Für größere Werte von θ liefern Systeme mit mehr ferromagnetischem Material nicht mehr zwangsläufig eine größere A_K^{eff} , da der Vorzeichenwechsel der Parabel nicht für alle Systeme beim gleichen Einfallswinkel stattfindet. Für s -polarisiertes Licht ist das Verhalten weniger komplex. Hier ist $A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ immer negativ und $|A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ steigt für größere Werte von θ und t_F jeweils nahezu linear an. Lediglich für die Probe mit $t_F = 50$ nm ist keine große Steigerung von $|A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ mehr zu erkennen (vgl. Abb. 5.6). Damit ergibt sich eine gute qualitative Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten in Abbildung 5.5 und den Berechnungen aus Abbildung 5.4. Sowohl die allgemeine Kurvenform, als auch der eintretende Sättigungseffekt stimmen miteinander überein. Die experimentellen Daten für $|A_K^{\text{eff}}|$ sind lediglich etwas kleiner und die Reduktion von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ für größere Einfallswinkel ist größer. Da für $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ für manche Proben sogar ein Vorzeichenwechsel stattfindet, zeigt sich die Reduktion des Kerr-Effektes durch fehlende Phasenkompensation im Experiment noch stärker als in der Simulation.

Für das Materialsystem mit Fe als F (vgl. Abb. 5.5 e+f) ergibt sich ein ähnliches Bild wie für das System mit Co. Die positiven Werte von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ sind in erster Nähe-

rung ebenfalls parabelförmig. Die Scheitelpunkte sind jedoch allgemein bei größeren Einfallswinkeln zu beobachten. Ein Vorzeichenwechsel ist daher im beobachteten Bereich von θ nicht zu beobachten, wobei eine gedachte Weiterführung der Kurve über den gemessenen Bereich hinaus einen Vorzeichenwechsel bei sehr großen θ schlüssig erscheinen lässt. Für die s -Polarisation wurden erneut negative Werte für $A_{\text{K},s\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ bestimmt. $|A_{\text{K},s\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ ist allerdings erneut größer als $|A_{\text{K},p\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$. Im Gegensatz zum Materialsystem mit Co ist der Anstieg von $|A_{\text{K},s\text{-Pol}}^{\text{eff}}|$ mit θ nicht über den gesamten Bereich linear, sondern flacht ab einem Einfallswinkel von 55° etwas ab. Weiterhin ist festzuhalten, dass $|A_{\text{K}}^{\text{eff}}|$ für die Fe-Systeme um einen Faktor von 1,5-2 größer ist als bei den Co-Systemen. Qualitativ ergibt sich auch hier eine gute Übereinstimmung mit den Simulationsdaten aus Abbildung 5.4.

Die Schichtsysteme mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ als F ähneln in ihrer Charakteristik sehr stark den Systemen mit Fe als F. Obwohl der Co-Anteil mit 70 % deutlich größer ist, ist $|A_{\text{K}}^{\text{eff}}|$ ungefähr so groß wie bei den Fe-Systemen. Der Einfluss von Co wird jedoch bei den Messungen mit p -polarisiertem Licht sichtbar, da hier die Systeme mit $t_{\text{F}} = 10$ nm und 15 nm einen Vorzeichenwechsel bei großen Werten für θ zeigen. Es ist außerdem zu beobachten, dass die Systeme mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ bereits bei kleineren t_{F} einen Sättigungseffekt hinsichtlich maximalem $|A_{\text{K}}^{\text{eff}}|$ zeigen (vgl. Abb. 5.6). So ist der Unterschied bei $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ zwischen der 25 nm Probe und der 50 nm Probe deutlich geringer als bei den Fe-Systemen. Die prinzipiell sehr große magnetooptische Aktivität von CoFe lässt sich über dessen hohe Sättigungsmagnetisierung erklären. So ist diese für die hier verwendete Legierung aus 70 % Co und 30 % Fe größer als für die reinen Materialien [Sou05]. $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ist daher nicht nur aus magnetischer Sicht ein interessantes Material, sondern auch aufgrund seiner magnetooptischen Eigenschaften.

Fazit zum magnetooptischen Ansprechvermögen von EB-Systemen ohne Verstärkungseffekte

In der Messreihe wird deutlich, dass die magnetooptische Aktivität von EB-Systemen mit den ferromagnetischen Materialien Co, Fe und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ eine starke Abhängigkeit von der Schichtdicke und dem Einfallswinkel zeigt. Die Ergebnisse in Experiment und Simulation zeigen dabei eine qualitative Übereinstimmung. Allgemein steigt die magnetooptische Aktivität mit steigender Schichtdicke an, wobei ab einer Dicke von etwa 25 nm ein Sättigungseffekt eintritt und eine weitere Erhöhung der Schichtdicke nur geringen Einfluss hat. Für p -polarisiertes Licht ergibt sich die maximale magnetooptische Aktivität für den Einfallswinkel von etwa 40 bis 50° , während im Falle s -polarisierten Lichts im betrachteten Einfallswinkelbereich eine nahezu lineare Ab-

hängigkeit vom Einfallswinkel besteht und insgesamt größere magnetooptische Aktivität vorliegt. Allgemein ist das magnetooptische Ansprechvermögen von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ am größten und für Co am kleinsten.

5.4 Optimierung des magnetooptischen Ansprechvermögens durch Verwendung einer Si- Deckschicht

Zur Optimierung der magnetooptischen Eigenschaften bietet sich die Verwendung einer antireflektiven Deckschicht AD an [HS98]. Dafür sind dielektrische Materialien [HS98], aber auch Halbleiter wie amorphes Silizium geeignet [NAA85]. Als Ursache für den verstärkenden Effekt werden in der Literatur zum einen Mehrfachreflexionen innerhalb des magnetischen Materials genannt, sodass die effektive Weglänge des Lichts im Material erhöht wird. Zum anderen spielen auch Interferenzeffekte eine große Rolle, wodurch im Idealfall der gedrehte Anteil des Lichts konstruktive und der Anteil des Lichts mit Ausgangspolarisation destruktive Interferenz erfährt. Für eine Optimierung dieses Effekts ist daher eine Anpassung des Deckschichtmaterials an das magnetische System hinsichtlich seiner optischen Eigenschaften notwendig [KS14]. Entscheidende Faktoren dabei sind Dicke und komplexer Brechungsindex des Materials. Für den hier verwendeten longitudinalen MOKE ist außerdem der Einfallswinkel des Lichts ein entscheidendes Kriterium [KS14].

5.4.1 Genereller Einfluss der Deckschicht auf das magneto-optische Ansprechvermögen

Zur Abschätzung des Deckschichteinflusses wurden erneut Simulationen mittels 4x4 Transfermatrixmethode durchgeführt. Dazu wurde ein System bestehend aus $\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{AD}/\text{Luft}$ auf Silizium gewählt und $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ in Abhängigkeit von der Dicke t_{AD} und dem komplexem Brechungsindex $n_{\text{AD}} + i \cdot k_{\text{AD}}$ des Deckschichtmaterials bestimmt (vgl. Abb. 5.7).

Die effektive Kerr-Amplitude zeigt eine periodische Abhängigkeit von t_{AD} , wobei mit steigender Dicke abwechselnd Minima und Maxima durchlaufen werden. Variation von n_{AD} (vgl. Abb. 5.7 a) führt zu einer Veränderung der Periodizität, wobei das erste Maximum bei umso dünneren Deckschichtdicken erreicht wird, je größer n_{AD} ist. Dieses Verhalten ist über die effektive Weglänge des Lichts im Deckschichtmaterial zu erklären [AF66]. Je größer n_{AD} ist, desto kürzer ist die Wellenlänge des

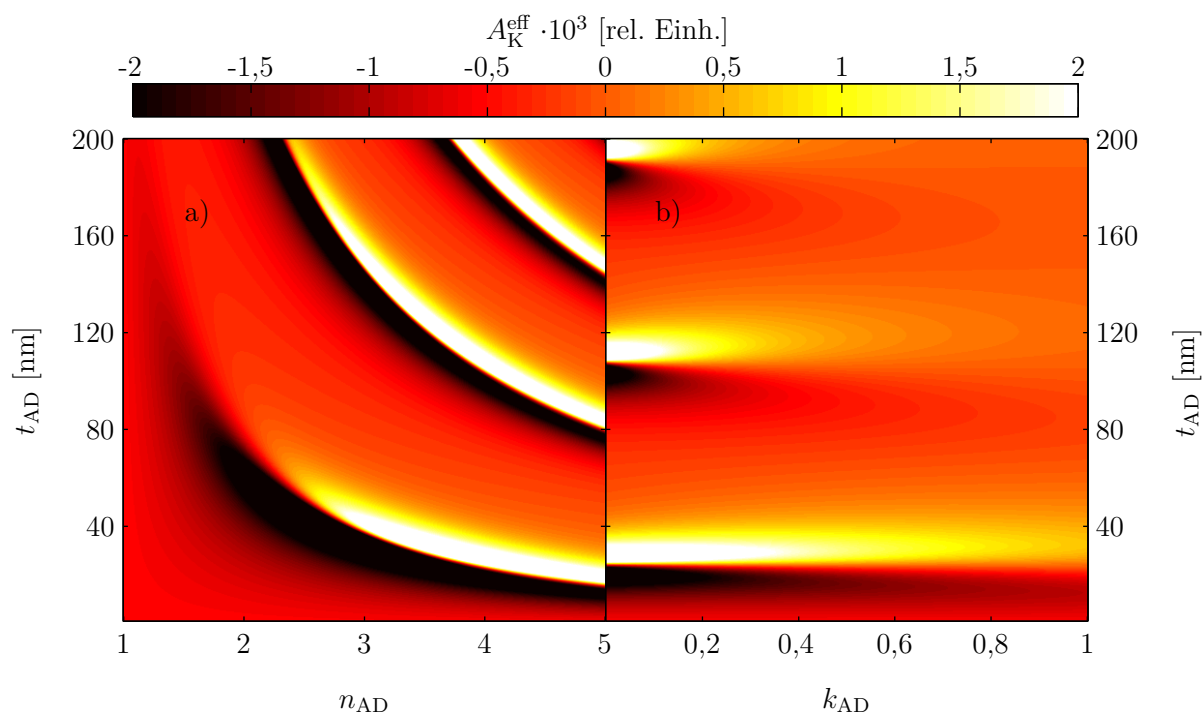


Abbildung 5.7: Mittels 4x4 Transfermatrixmethode bestimmte A_K^{eff} für das Schichtsystem Si/Cu^{50 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/Co^{15 nm}/AD/Luft unter einem Einfallswinkel von 45° und einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm bei *s*-Polarisation. a) zeigt $A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ in Abhängigkeit von t_{AD} und n_{AD} bei $k_{\text{AD}} = 0$ und b) die Abhängigkeit von t_{AD} und k_{AD} bei $n_{\text{AD}} = 4$. Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.2 und 8.3 im Anhang zu finden.

Lichts innerhalb des Materials. Ein in der Deckschicht auftretender Interferenzeffekt, welcher mit einer bestimmten Weglänge verknüpft ist, tritt demnach bei Systemen mit kleinerem n_{AD} erst bei dickerer Deckschicht auf [AF66].

Besitzt der Brechungsindex des Deckschichtmaterials einen Imaginärteil, so ist das periodische Verhalten von A_K^{eff} gedämpft (vgl. Abb. 5.7b). Bei steigenden Werten von k_{AD} bleibt die Periodizität zwar unverändert, Maxima und Minima bei dickeren Deckschichten sind jedoch deutlich kleiner. Bereits bei einem Wert für k_{AD} von etwa 0,6 ist die periodische Struktur kaum noch zu erkennen. Dies ist mit Absorptionsverlusten zu erklären, welche bei einem absorbierenden Material mit $k_{\text{AD}} > 0$ umso mehr auftreten, je dicker das Material ist.

In den hier gezeigten Simulationen sind die Werte für $|A_K^{\text{eff}}|$ bei den Minima und Maxima deutlich größer als für das simulierte System mit 5 nm Au als Deckschicht (vgl. Abb. 5.4). Eine an das System angepasste Deckschicht hat demnach einen massiven Einfluss auf das magnetooptische Ansprechvermögen [AF66]. Die typischerweise als Deckschicht verwendeten Metalle Au, Ta oder Ti lassen sich jedoch nicht für den hier gezeigten Resonanzeffekt verwenden, da sie wie alle Metalle einen sehr großen Ima-

ginärteil des Brechungsindex besitzen und daher zu viel Licht absorbieren [Hay14]. Ein ideales Deckschichtmaterial hat aus magnetooptischer Sicht nur verschwindend geringe Werte für k_{AD} , aber gleichzeitig einen großen Realteil des Brechungsindex. Dieses Material zeigt bereits bei kleinen Dicken den Resonanzeffekt, sodass nur wenig Licht absorbiert werden kann. Typischerweise werden daher dielektrische Materialien ($k_{AD} \approx 0$) verwendet um die Absorptionsverluste gering zu halten. Besonders geeignet ist jedoch auch der Halbleiter Si, für welchen bei einer Wellenlänge von 635 nm $n = 3,8737$ und $k = 0,00085$ gilt [VfV93]. Da n von Si deutlich größer ist als bei den meisten Dielektrika und als Halbleiter auch einfach mittels Sputterdeposition herzustellen ist [Ses12], wurde sich im Folgenden dafür entschlossen Systeme mit Si als Deckschicht zu untersuchen.

5.4.2 Theoretische Charakterisierung von EB-Systemen mit Si als Deckschicht

Für die Berechnungen wurde das Materialsystem $\text{Si}/\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Si}/\text{Luft}$ verwendet und A_K^{eff} des Systems in Abhängigkeit von der Dicke der Siliziumschicht t_{Si} und θ ermittelt (vgl. Abb. 5.8).

In der Kalkulation zeigt sich, dass die Größen A_K^{eff} und α_K im betrachteten Wertebereich von t_{Si} stärker beeinflusst werden als von θ . Es zeigt sich die bereits in Abbildung 5.7 beobachtete Struktur aus Minimum und Maximum (Resonanzbereich) bei Variation von t_{Si} . Der ideale Einfallswinkel θ_{max} , bei dem $|A_K^{\text{eff}}|$ eines Schichtsystems maximal ist, ist nicht für alle Dicken identisch, sondern oszilliert ebenfalls. So ist θ_{max} im Dickenbereich der Resonanz ($t_{\text{Si}} \approx 30 \text{ nm}$) bei deutlich kleineren Winkeln zu finden, als in dem Dickenbereich ohne Verstärkungseffekt (nicht resonanter Bereich), wo sich für θ_{max} ähnliche Einfallswinkel ergeben wie bei den Systemen mit Au-Deckschicht. θ_{max} ist dabei für p -polarisiertes Licht jeweils bei kleineren Winkeln zu beobachten. Für kleine t_{Si} entsprechen die Vorzeichen von p - und s -polarisiertem Licht dem Verhalten von Systemen mit Au-Deckschicht, sodass auch hier die Vorzeichen von A_K^{eff} für beide Polarisierungen unterschiedlich sind.

Das Verhalten von α_K ist dem von A_K^{eff} prinzipiell ähnlich, wobei besonders im s -polarisierten Fall kaum Unterschiede in den Kurvenstrukturen zu erkennen sind. Für p -polarisiertes Licht ist der Unterschied zwischen resonantem und nicht resonantem Dickenbereich jedoch besonders groß. Dies liegt daran, dass in diesem Bereich nicht nur eine Erhöhung von A_K^{eff} stattfindet, sondern gleichzeitig die Reflektivität minimiert wird. Daher profitiert α_K in zweifacher Weise vom Resonanzphänomen.

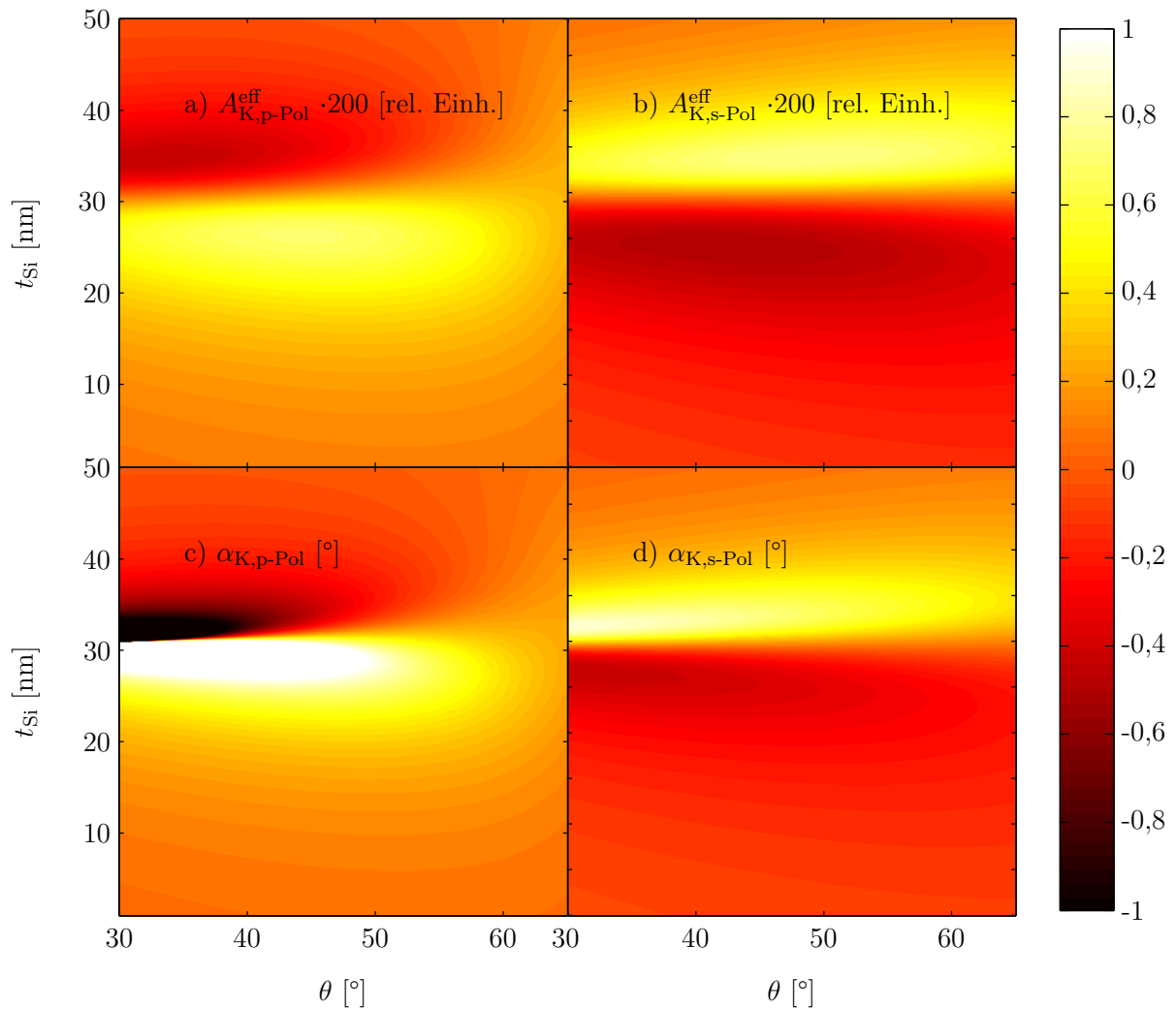


Abbildung 5.8: Mittels 4x4 Transfermatrixmethode bestimmte Werte für $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ und α_{K} für das Schichtsystem Si/Cu^{50 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/Co^{15 nm}/Si/Luft bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm.

a) $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .

b) $A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .

c) $\alpha_{\text{K,p-Pol}}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .

d) $\alpha_{\text{K,s-Pol}}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .

Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.2 und 8.3 im Anhang zu finden.

5.4.3 Experimentelle Charakterisierung von EB-Systemen mit Si als Deckschicht

Für die experimentelle Charakterisierung des Einflusses von Si auf $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ wurden drei Probensätze des Schichtsystems Si<100>/Cu^{50 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/F^{15 nm}/Si mit den ferromagnetischen Materialien Co (Probensatz MO4), Ni₈₁Fe₁₉ (MO5), und Co₇₀Fe₃₀ (MO6) mittels Kathodenzerstäubung hergestellt (vgl. Kap. 3.1 für Informationen

zum Herstellungsprozess und Anhang 8 für die Herstellungsparameter). Jeder Probensatz wurde mittels AR-MOKE (vgl. Kap. 4.6) vermessen und entsprechend Kapitel 5.1 ausgewertet.

Für das System mit Co als F wurde t_{Si} im Bereich von 10 bis 25 nm variiert. In diesem Schichtdickenbereich ist gemäß den Simulationen (vgl. Abb. 5.8) der erste Übergang zwischen resonantem und nicht resonantem Bereich für $|A_{\text{K}}^{\text{eff}}|(t_{\text{Si}})$ zu erwarten.

Es zeigt sich, dass sowohl für p -, als auch für s -polarisiertes Licht ein Rückgang der Reflektivität R mit steigender t_{Si} zu beobachten ist. Für p -polarisiertes Licht nimmt R dabei für größere Einfallswinkel ab, während sie für s -polarisiertes Licht zunimmt. Der Rückgang von R ist für p -polarisiertes Licht stärker, wobei ein Minimum von etwa 5 % zu verzeichnen ist, während R bei s -polarisiertem Licht im betrachteten Bereich kaum unter 20 % fällt. Während im Falle der p -Polarisation kaum ein Unterschied in der Reflektivität der beiden Systeme mit größter Deckschichtdicke zu erkennen ist, lässt der Trend für s -polarisiertes Licht einen weiteren Rückgang der Reflektivität für t_{Si} erkennen.

$A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ zeigt in erster Näherung für alle betrachteten Schichtdicken die Form einer nach unten geöffneten Parabel. Für größere t_{Si} ergeben sich in qualitativer Übereinstimmung mit der Simulation größere Werte für $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}$. Allerdings verschiebt sich θ_{max} für größere Schichtdicken nicht zu kleineren Werten, sondern vielmehr zu größeren Werten. Des Weiteren ist $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}$ zwar im Scheitelpunkt für größere t_{Si} größer, bei kleineren Einfallswinkeln von 30 bis 40° nimmt $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}$ hingegen mit steigender Deckschichtdicke wieder ab. Auch $A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ ist in erster Näherung parabelförmig, wobei hier aufgrund des Vorzeichens von $A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}$ eine Öffnung nach oben vorliegt. Für größere t_{Si} ist auch hier eine Steigerung von $|A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}|$ am Scheitelpunkt der Parabel zu beobachten, allerdings wird $|A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}|$ hier für $t_{\text{Si}} > 17,5$ nm wieder kleiner. Analog zur Simulation ergibt sich für die s -Polarisation im Resonanzfall eine Verschiebung von θ_{max} zu kleineren Winkeln.

Bei Betrachtung des Kerr-Winkels (vgl. Abb. 5.9 e und f) lässt sich zumindest für s -polarisiertes Licht eine qualitative Übereinstimmung der Kurvenformen mit $A_{\text{K,s-Pol}}^{\text{eff}}$ erkennen. Auch für α_{K} erreicht das System mit 17.5 nm die größten Beträge. Für den p -polarisierten Fall wird $A_{\text{K}}^{\text{eff}}$ mit steigender Schichtdicke des Siliziums über den kompletten Bereich von θ größer und zeigt damit ein anderes Verhalten als $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$. In qualitativer Übereinstimmung mit den Simulationen ist auch hier der Verstärkungseffekt besonders groß, da $\alpha_{\text{K,p-Pol}}$ neben der erhöhten $A_{\text{K,p-Pol}}^{\text{eff}}$ auch von der sehr niedrigen Reflektivität profitiert.

Insgesamt sind die experimentellen Werte von $|A_{\text{K}}^{\text{eff}}|$ und α_{K} deutlich geringer als in

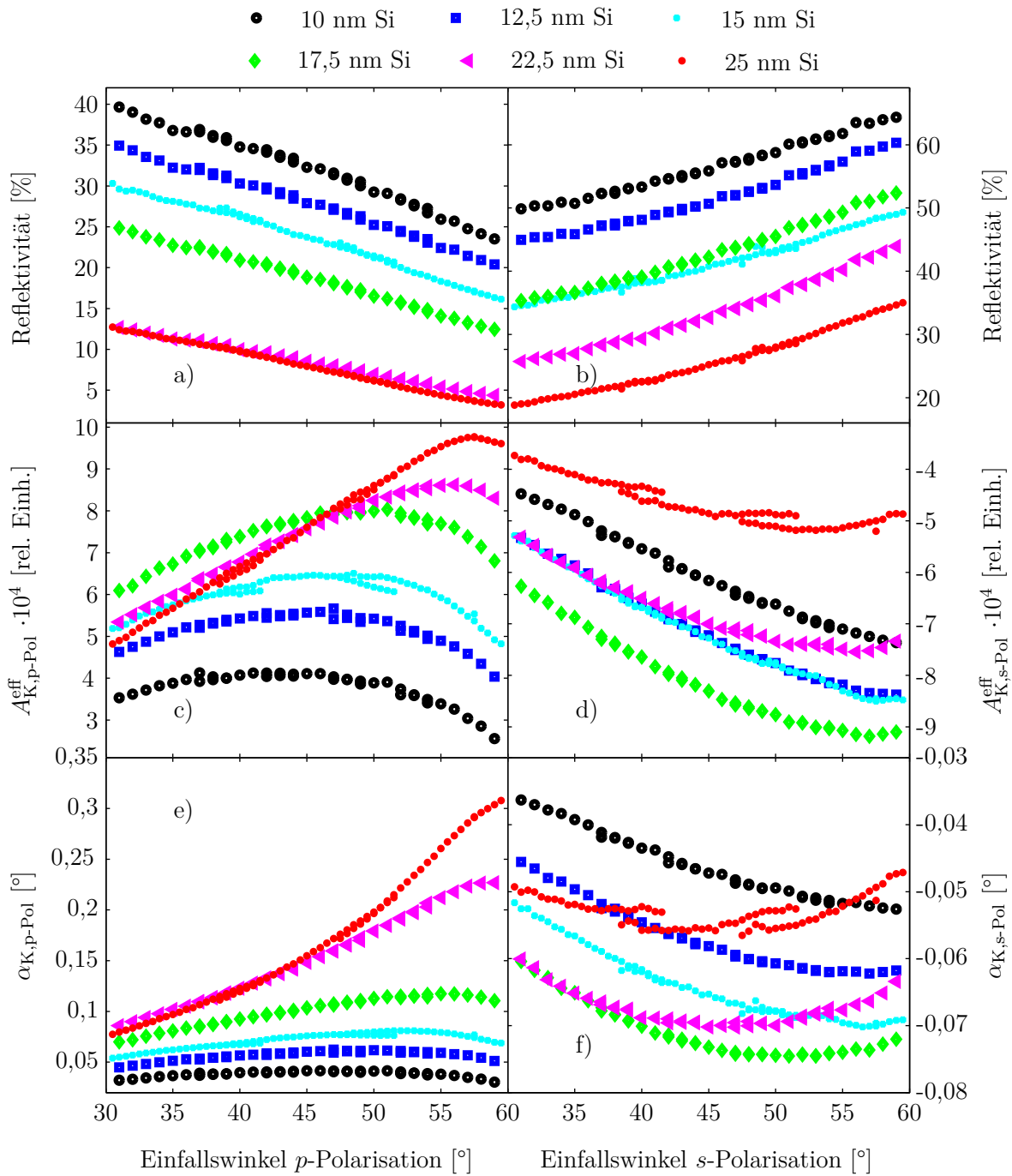


Abbildung 5.9: Mittels AR-MOKE ermittelte Reflektivität, A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem $\text{Si}_{<100>}/\text{Cu}^{50 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Si}$ für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Parameter der Schichtherstellung sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden.

den numerischen Simulationen, wobei der Unterschied zwischen Experiment und Simulation im Resonanzfall besonders groß ausfällt. Diese Abweichungen lassen sich vor allem mit den großen Unsicherheiten im theoretischen Modell erklären. Im Modell werden ideal glatte Schichten angenommen, während im Experiment Rau-

igkeiten vorliegen [NS99]. Da der zu beobachtende Effekt auf Interferenz basiert und die Weglängen und Phasenbeziehungen der Teilstrahlen eine große Rolle spielen [AF66], sind kleine lokale Variationen besonders im Resonanzfall entscheidend. Ähnliche Effekte wurde auch bei der Verstärkung des transversalen Kerr-Effekts durch gleichzeitige Plasmonanregung beobachtet [Küb14]. Trotz dieser Differenzen ist jedoch hervorzuheben, dass $|A_K^{\text{eff}}|$ bei geeigneter Schichtdicke des Si für beide Polarisierungen deutlich größer ist als bei den typischerweise verwendeten Au- oder Ta-Deckschichten.

Der Einfluss der Si-Deckschicht wurde auch für Materialsysteme mit $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ untersucht. Im Falle des Permalloy wurde ein Probensatz des Schichtsystems $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{20\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}^{15\text{ nm}}/\text{Si}$ (Probensatz MO5) verwendet, wobei für t_{Si} Werte zwischen 10 und 60 nm gewählt wurden, sodass neben dem Maximum von A_K^{eff} auch der Vorzeichenwechsel mit nachfolgendem Minimum beobachtet werden kann (vgl. Abb. 5.10).

Die Kurvenformen für A_K^{eff} und α_K von MO5 ähneln denen des Co-Systems. So ergibt sich das Maximum von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}(t_{\text{Si}})$ für kleinere Einfallswinkel erneut für kleinere t_{Si} und die Kurvenformen von $A_K^{\text{eff}}(\theta)$ der beiden Materialsysteme ist in qualitativer Übereinstimmung. Allerdings wird das erste Maximum von $|A_K^{\text{eff}}|$ für beide Polarisierungen erst bei größeren t_{Si} erreicht. So ist die ideale Schichtdicke für *s*-polarisiertes Licht nicht wie im Falle des Co-Systems 17.5 nm, sondern 25 nm. Für *p*-polarisiertes Licht ergibt sich das Maximum von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ sogar erst bei 30 nm. Auch das Verhalten von α_K ist bis auf die Verschiebung zu größeren Werten von t_{Si} ähnlich. Für große t_{Si} wechseln A_K^{eff} und α_K in qualitativer Übereinstimmung mit den Simulationen das Vorzeichen und erreichen einen Extremwert mit umgekehrtem Vorzeichen, dessen Betrag etwas kleiner als der Extremwert bei dünnerer Schichtdicke ist.

Insgesamt ist das erreichbare Maximum für $|A_K^{\text{eff}}|$ für $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ von etwa $4 \cdot 10^{-4}$ um den Faktor 2 kleiner als für das Co-System. Dies ist jedoch zu erwarten, da Nickel, welches 81 % des ferromagnetischen Materials ausmacht, im verwendeten Wellenlängenbereich von 635 nm kaum magnetooptische Wechselwirkung zeigt (vgl. Abb. 4.2). Dennoch ist $|A_K^{\text{eff}}|$ für das hier optimierte Permalloy-System noch größer als für die Fe- und CoFe-Systeme gleicher F-Dicke mit Au-Deckschicht.

Im Falle des $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ wurde ein Probensatz des Schichtsystems $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{20\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{ nm}}/\text{Si}$ (Probensatz MO6) verwendet, wobei t_{Si} erneut im Wertebereich von 10 bis 60 nm gewählt wurde um den Vorzeichenwechsel von A_K^{eff} beobachten zu können. Die erhaltenen Werte für A_K^{eff} und α_K stimmen für das $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ -System mit den zuvor untersuchten Systemen qualitativ überein (vgl. Abb. 5.11). Mit steigender Schichtdicke des Siliziums werden für beide Polarisierungen zwei Ex-

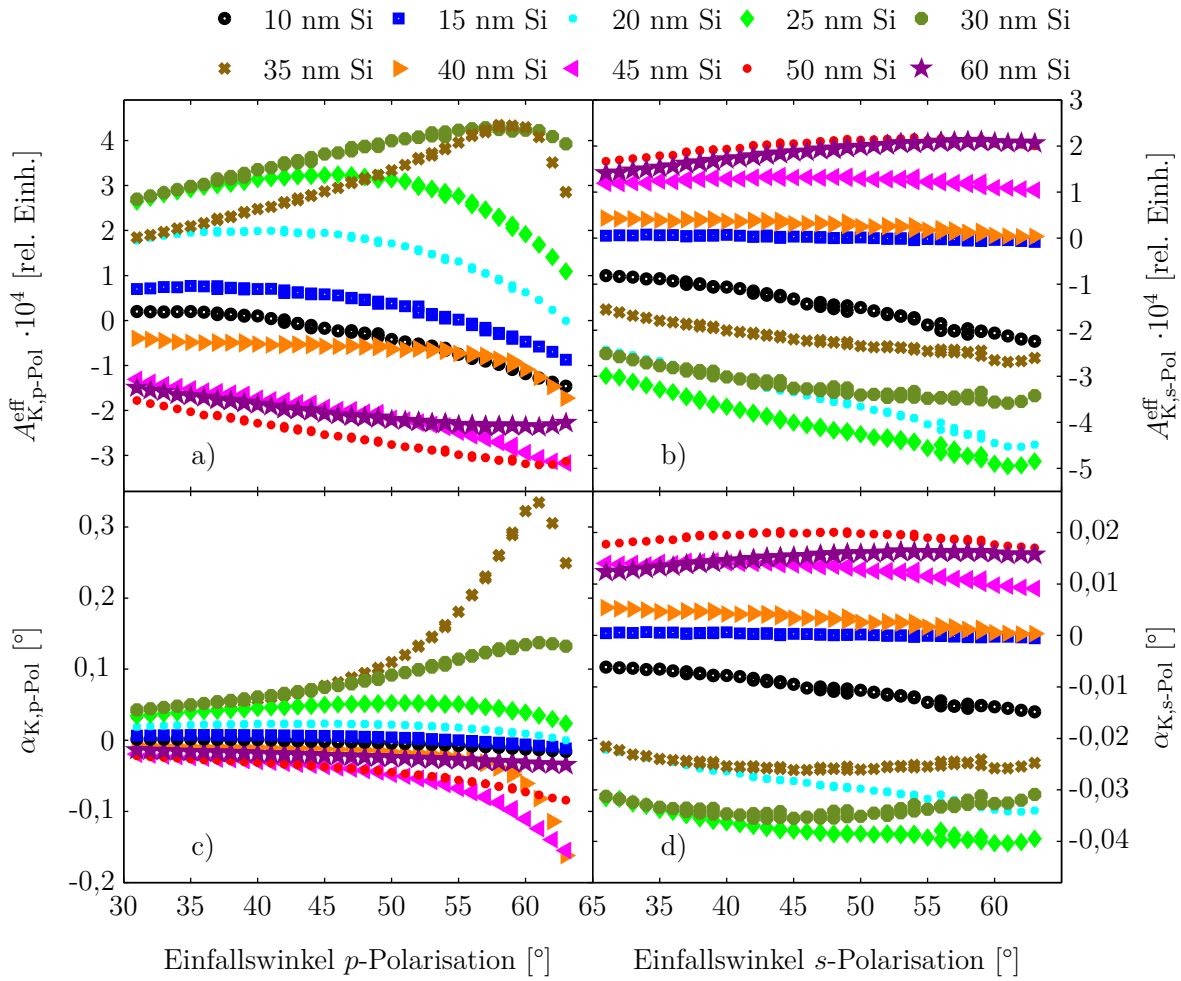


Abbildung 5.10: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem Si<100>/Cu^{20 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/Ni₈₁Fe₁₉^{15 nm}/Si (MO5) für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Parameter der Schichtherstellung sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden. Alle Messungen wurden in Doppelbestimmung durchgeführt, wobei das Mittel der erhaltenen Werte dargestellt ist.

tremwerte für A_K^{eff} und α_K , sowie ein Vorzeichenwechsel bei diesen Größen registriert. Insgesamt zeigt das System mit Co₇₀Fe₃₀ die größte magnetooptische Aktivität. Der sensitivitätssteigernde Effekt der Si-Deckschicht fällt für das Co₇₀Fe₃₀-System im relativen Vergleich zu den Co-Systemen allerdings am kleinsten aus, wie der Vergleich mit den Systemen mit Au-Deckschicht zeigt.

Fazit zum magnetooptischen Ansprechvermögen von EB-Systemen mit Verstärkungseffekten

In der Messreihe wird deutlich, dass sich die magnetooptische Aktivität von EB-Systemen durch eine Si-Deckschicht vergrößern lässt, wobei die Vergrößerung der ma-

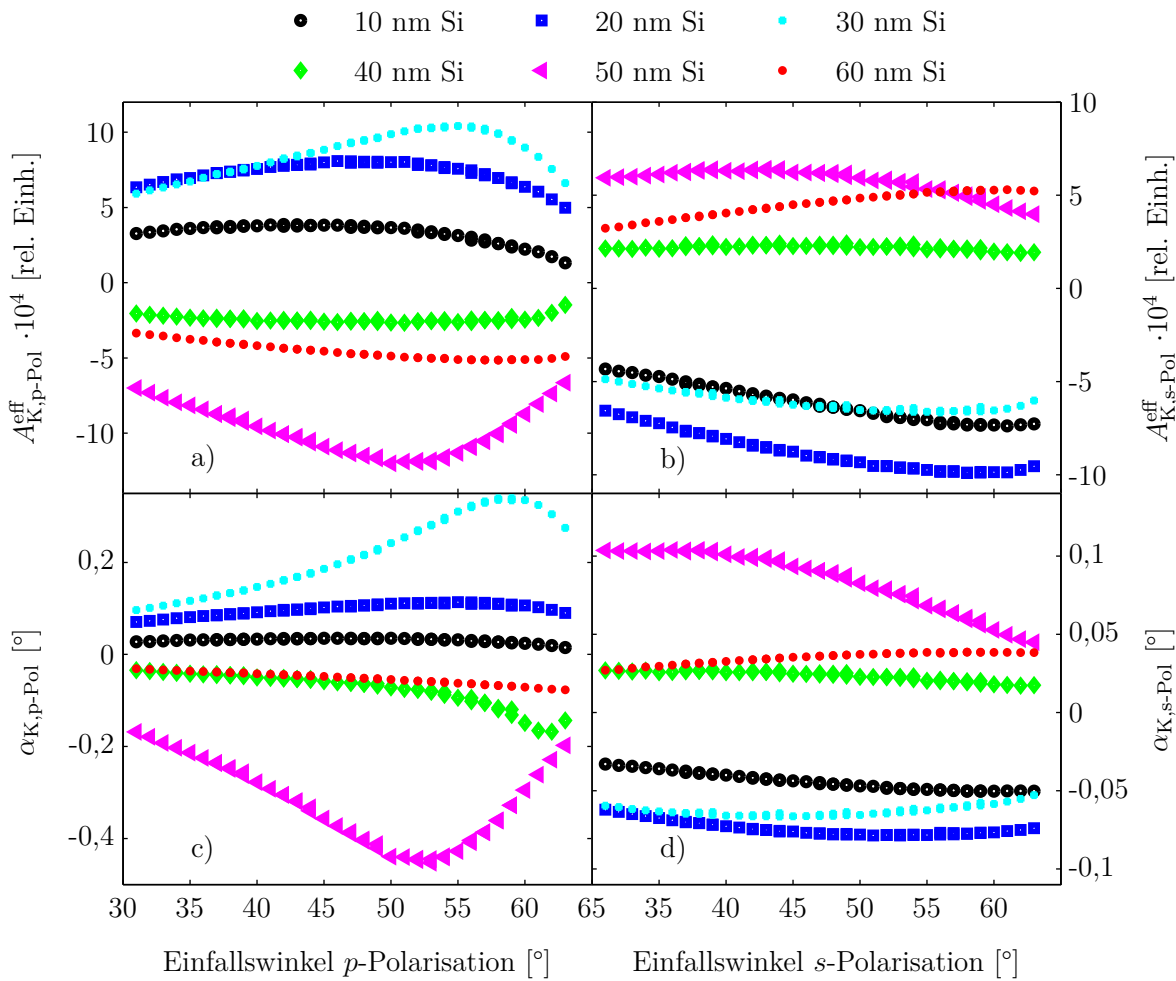


Abbildung 5.11: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{20\text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{ nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{ nm}}/\text{Si}$ für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Parameter der Schichtherstellung sind in Tabelle 8.6 im Anhang zu finden. Alle Messungen wurden in Doppelbestimmung durchgeführt, wobei das Mittel der erhaltenen Werte dargestellt ist.

gnetooptischen Aktivität mit einer Reduktion der Reflektivität einhergeht. Voraussetzung für den Verstärkungseffekt ist eine geeignete Kombination aus der Schichtdicke des Siliziums und dem Einfallswinkel des Lichts. Für die untersuchten $\text{F Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, Co und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ konnte der Verstärkungseffekt jeweils nachgewiesen werden. Die größten Verstärkungseffekte konnten für Si-Schichtdicken von 20 bis 30 nm gezeigt werden, wobei die ideale Schichtdicke und der optimale Einfallswinkel im Detail vom Materialsystem und der Ausgangspolarisation abhängen. Insgesamt erhöht sich die Kerr-Amplitude durch den Verstärkungseffekt in Abhängigkeit von Polarisation und Materialsystem um einen Faktor von bis zu 5.

5.5 Einfluss einer Si-Pufferschicht auf EB-Systeme mit transparentem Substrat

In der bisherigen Untersuchung wurden Systeme verwendet, bei denen die ferromagnetische Schicht nur durch einen Oxidationsschutz von der umgebenden Luft geschützt wurde. Die MOKE-Messung erfolgte dann durch Reflexion von Licht an dieser Oberfläche. Diverse Umstände verhindern jedoch in manchen Fällen eine solche Konstruktion. So ist es für polykristalline EB-Systeme entscheidend, ob bei der Schichtherstellung zuerst der AF oder F aufgebracht wurde, da dies zu unterschiedlichen Schichteigenschaften führt [NS99]. Systeme, bei denen der F zuerst aufgebracht wird, zeigen in MOKE Messungen geringere Sensitivität, da der AF als zusätzliche Deckschicht Licht absorbiert (vgl. Abb. 5.7). Dies gilt insbesondere für das viel verwendete metallische $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$, dessen Absorptionskonstante $k > 3$ ist (vgl. Tabelle 8.2 im Anhang). Es ist weiterhin denkbar, dass durch Funktionalisierung der Oberfläche keine direkte Messung der Oberflächenmagnetisierung stattfinden kann.

Durch Aufbringen des F auf ein transparentes Substrat wie Glas kann die optische Messung durch das Substrat hindurch erfolgen, sodass weitere Schichten und Elemente oberhalb des F aufgebracht werden können. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, inwiefern eine Si-Schicht zwischen Glas und F eine Maximierung des Kerr-Effekts bewirken kann. Die für einen Verstärkungseffekt notwendige Si-Schicht hat in dieser Konfiguration nicht mehr die Funktion einer Deckschicht, sondern wird als Pufferschicht zwischen Glassubstrat und EB-System verwendet. Des Weiteren wurde das EB-System aus F und AF in umgekehrter Reihenfolge gewählt, damit der einfallende Lichtstrahl nicht die AF-Schicht durchdringen muss. Als Oxidationsschutz wurde eine zweite Si Schicht verwendet, hier wäre jedoch auch eine beliebige andere Schutzschicht denkbar, da der Einfluss dieser Schicht gering sein sollte. Für eine bessere Unterscheidbarkeit der beiden Messgeometrien seien die Messungen mit Luft als Ausgangsmedium des Lichts als klassische Geometrie und die Messungen mit Glas als Ausgangsmedium des Lichts als Kretschmanngeometrie bezeichnet.

5.5.1 Theoretische Charakterisierung von EB-Systemen mit transparentem Substrat und Si-Pufferschicht

Für die theoretische Charakterisierung der magnetooptischen Aktivität wurde das Materialsystem $\text{Glas}/\text{Si}/\text{Co}^{15 \text{ nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30 \text{ nm}}/\text{Si}^{10 \text{ nm}}/\text{Luft}$ gewählt. Es zeigt sich, dass sowohl A_K^{eff} als auch α_K eine deutlich komplexere Abhängigkeit von t_{Si} und θ zeigen als im Fall der klassischen Geometrie (vgl. Abb. 5.12).

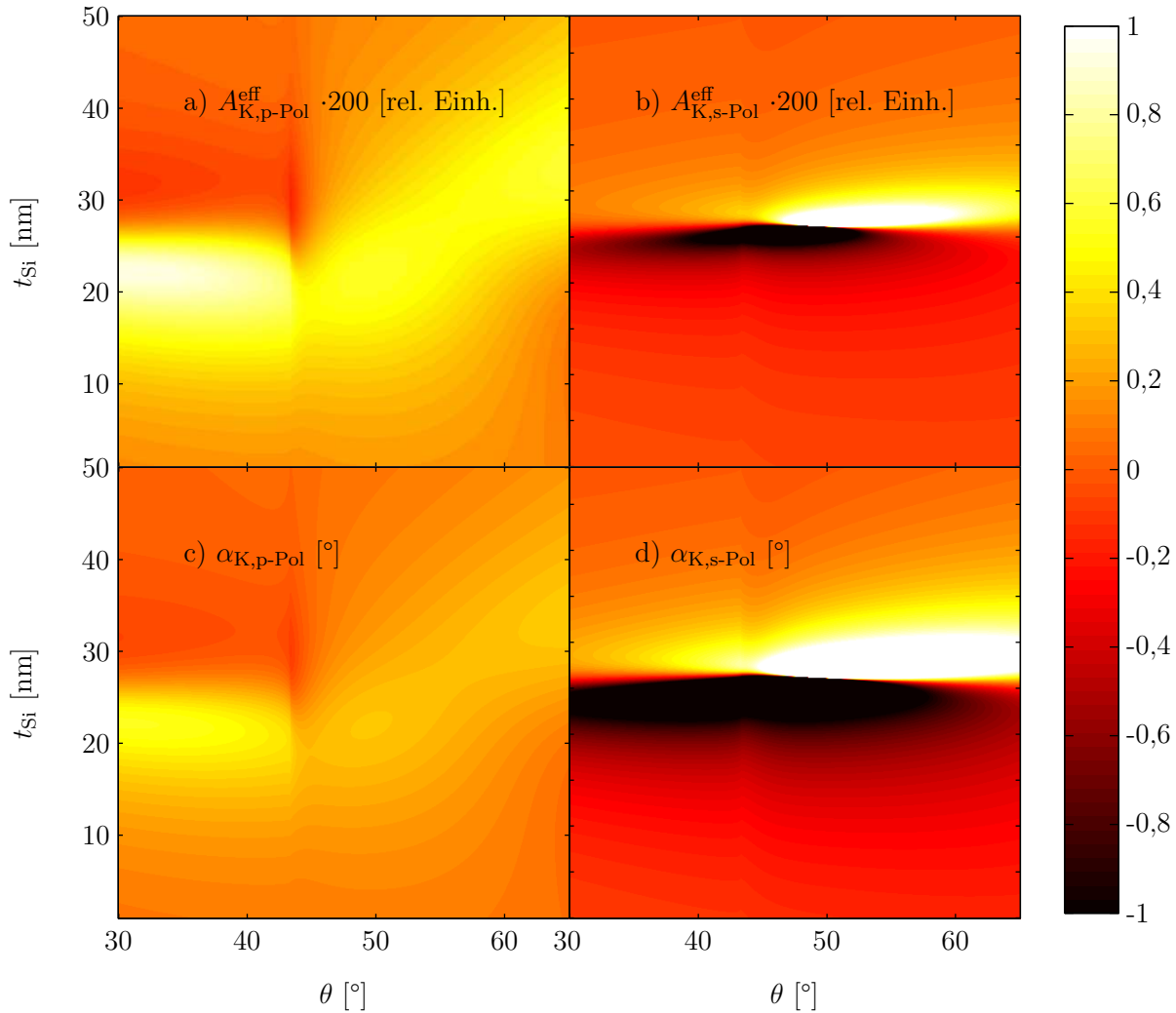


Abbildung 5.12: Mittels 4x4 Transfermatrixmethode bestimmte Werte für A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem Glas/Si/Co¹⁵ nm/Ir₁₇Mn₈₃³⁰ nm/Si¹⁰ nm/Luft bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Die zur Berechnung verwendeten optischen Konstanten sind in den Tabellen 8.2 und 8.3 im Anhang zu finden.

- a) $A_{K,p-Pol}^{eff}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .
- b) $A_{K,s-Pol}^{eff}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .
- c) $\alpha_{K,p-Pol}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .
- d) $\alpha_{K,s-Pol}$ in Abhängigkeit von t_{Si} und θ .

Das auffälligste Merkmal ist, dass $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ und $\alpha_{K,p\text{-Pol}}(\theta)$ eine Modulation bei $\theta \approx 43^\circ$ zeigen, was in etwa dem Totalreflexionswinkel θ_{tot} der Grenzschicht Glassubstrat/Luft entspricht. Da das Schichtsystem relativ dünn ist, scheint auch die an das Schichtsystem angrenzende Luft einen Einfluss auf das Reflexionsverhalten zu haben. In der gewählten Kretschmanngeometrie kann es daher zur Ausbildung einer evaneszenten Welle und daraus folgend zu einer Anregung von Oberflächenplasmonen an der Grenzschicht zur Luft kommen [Rae88]. Da die Anregung von Oberflächenplasmonen prinzipiell nur mit p -polarisiertem Licht möglich ist, ist die beobachtete Struktur für s -polarisiertes Licht nicht zu beobachten [Rae88]. Die Interaktion von Oberflächenplasmonen mit dem Kerr-Effekt kann zwar prinzipiell auch einen Verstärkungseffekt hervorrufen, dieser tritt allerdings vor allem in der transversalen Geometrie auf [BRP04]. Außerdem sind die Anregungsbedingungen der Oberflächenplasmonen für das gewählte System nicht ideal, da relativ dicke Schichten mit großem imaginären Brechungsindex k Verwendung finden, sodass die entstehenden Oberflächenplasmonen gedämpft werden [Rae88, CYS10]. Dennoch ist der Einfluss der Oberflächenplasmonenanregung auf $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ und $\alpha_{K,p\text{-Pol}}$ deutlich zu erkennen, da ein klarer Unterschied für die beiden Einfallswinkelbereiche vor und nach dem Totalreflexionswinkel vorliegt. Insgesamt ist die magnetooptische Aktivität im p -polarisierten Fall im Bereich der Totalreflexion aber reduziert. Für kleinere θ ist das Verhalten sehr ähnlich zu den Systemen mit Si als verstärkende Deckschicht (vgl. Abb. 5.8). In beiden Fällen ist $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ und $\alpha_{K,p\text{-Pol}}$ für kleine t_{Si} zunächst positiv und zeigt für größere t_{Si} die bekannte Struktur mit Maximum und Minimum. Für größere θ liegt hingegen ein vollkommen anderes Verhalten vor. Hier ist zwar auch ein Maximum für größere t_{Si} zu erkennen, allerdings findet im gewählten Bereich kein Vorzeichenwechsel statt und θ_{max} dieses Bereichs verschiebt sich für größere t_{Si} zu größeren Einfallswinkeln. Im s -polarisierten Fall ergibt sich ein deutlich weniger komplexes Bild. Hier stimmt das Verhalten qualitativ mit den Messungen in klassischer Geometrie überein; lediglich beim Totalreflexionswinkel ist eine sehr kleine Modulation in der Signalstärke von $A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ und $\alpha_{K,s\text{-Pol}}$ zu beobachten. Es fällt auf, dass die erhaltenen Maximalwerte für $|A_K^{\text{eff}}|$ insbesondere für s -polarisiertes Licht noch größer sind als in der klassischen Geometrie. Die Simulationen legen daher nahe, dass der durch das Si induzierte Verstärkungseffekt auch für transparente Substrate nutzbar ist.

5.5.2 Experimentelle Charakterisierung von EB-Systemen mit transparentem Substrat und Si-Pufferschicht

Für die experimentelle Charakterisierung wurde das Schichtsystem Glas/Si/F^{15 nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30 nm}/Si^{10 nm} mit den ferromagnetischen Materialien Co₇₀Fe₃₀ (MO7) und Ni₈₁Fe₁₉ (MO8) gewählt. Als Glassubstrat wurde ein feuerpoliertes Borofloat mit niedriger Oberflächenrauigkeit verwendet. Neben der Dicke der Si-Pufferschicht wurde auch der Einfluss der Vorbehandlung des Substrats für das System mit Permalloy untersucht. Neben der typischen Reinigung des Substrats mit Aceton, Isopropanol und entsalztem Wasser wurden folgende Varianten gewählt.

V1 Es wurden keine zusätzlichen Schritte unternommen.

V2 Nach Einschleusen des Substrats in das Hochvakuum wurde eine Wartezeit von 12 h veranschlagt.

V3 Das Substrat wurde mittels eines Föns 30 Sekunden lang erhitzt.

Einfluss der Si-Pufferschicht auf die magnetischen Eigenschaften des Systems

Si fungiert in dieser Konfiguration nicht nur als signalverstärkende Schicht, sondern auch als Pufferschicht. Im Gegensatz zu Cu als Pufferschicht gibt es für Si keine Erkenntnisse darüber, inwiefern die für den EB-Effekt benötigte $\langle 111 \rangle$ Texturierung im Ir₁₇Mn₈₃ induziert wird [SM07]. Daher fand neben den magnetooptischen Untersuchungen auch eine Kontrolle der magnetischen Eigenschaften der Systeme mithilfe des L-MOKE statt. Die Systeme mit Glassubstrat zeigten dabei vergleichbare Werte für H_{EB} und H_C wie die Systeme aus Kapitel 5.4.

Magnetooptische Vermessung von Systemen mit transparentem Substrat

Die magnetooptische Vermessung der Probe erfolgte mittels eines Glasprismas in Kretschmanngeometrie (vergleiche dazu [Küb14, Müg12]). Auf diese Weise ist im AR-MOKE derselbe Einfallswinkelbereich zugänglich wie in der klassischen Geometrie. Für die Normierung der Intensitätsdaten ist zu beachten, dass der Korrekturfaktor für I_0 von 0,9216 (vgl. Kap. 5.1) nicht benötigt wird, da die Messung von I_{tot} ebenfalls mit demselben Prisma durchgeführt wurde.

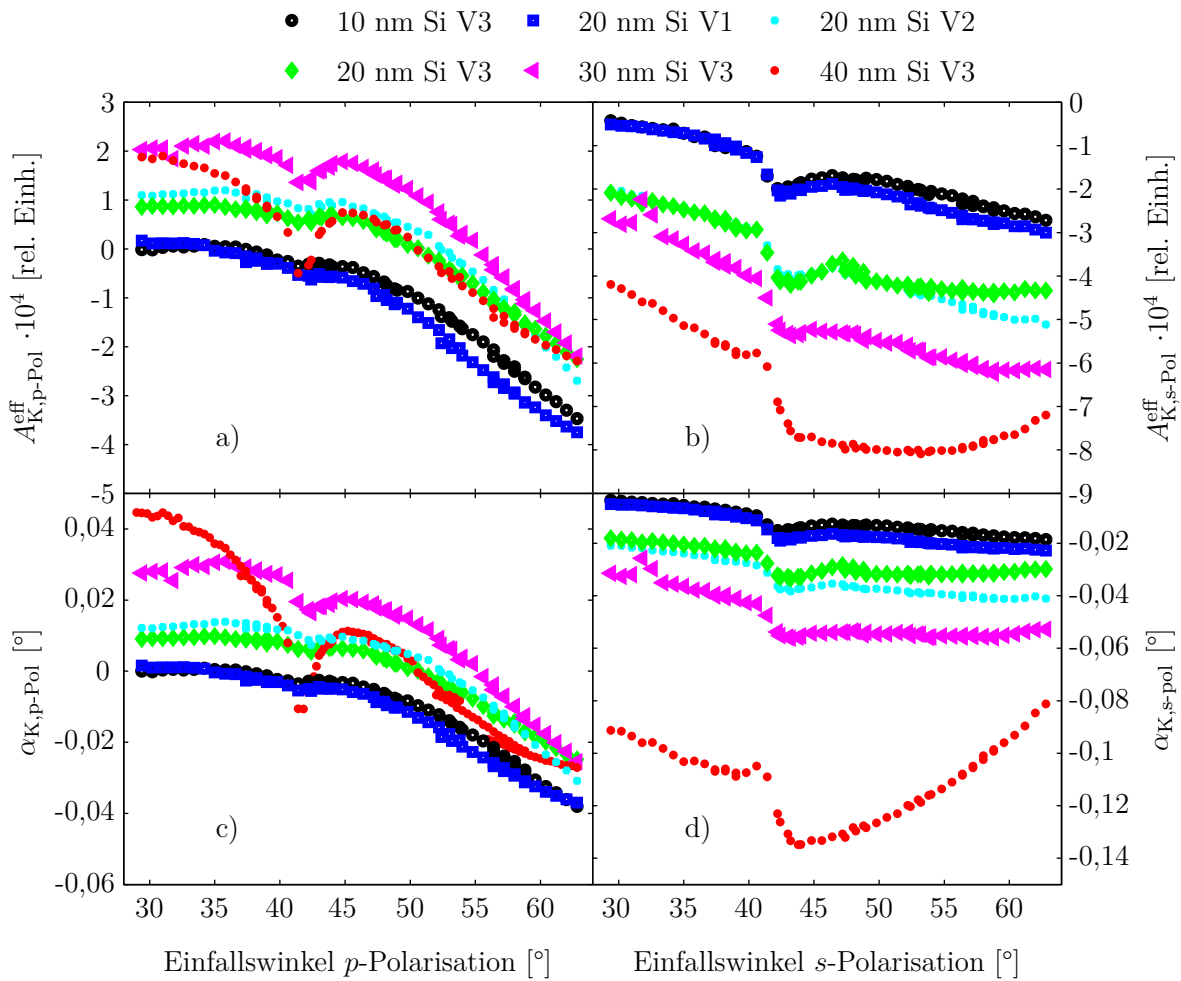


Abbildung 5.13: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem MO7 (vergleiche Tabelle 8.6 im Anhang) für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Die Substrate wurden den Vorbehandlungen V1, V2 oder V3 unterzogen (vgl. Kap. 5.5). Alle Messungen wurden in Doppelbestimmung durchgeführt, wobei das Mittel der erhaltenen Werte dargestellt ist.

Einfluss der Substratvorbehandlung auf das magnetooptische Signal

Die Abhängigkeit der Größen A_K^{eff} und α_K von der Vorbehandlung des Substrats für das Permalloy System ist in Abbildung 5.13 dargestellt. Es zeigt sich, dass die gewählte Vorbehandlung einen großen Einfluss auf die Messdaten besitzt. Während die Ergebnisse der Proben mit den Vorbehandlungen V2 und V3 eine ähnliche Charakteristik besitzen, ist für die Proben mit Vorbehandlung V1, bei der lediglich eine Reinigung des Substrats vorgenommen wurde, eine Übereinstimmung der Kurvenform mit den Proben mit 10 nm dünnerer Si-Schicht erkennbar. Die V1-Proben zeigen im Gegensatz zu den Proben mit Vorbehandlungen V2 und V3 des Weiteren eine bräunliche Verfärbung (nicht gezeigt), was den Schluss einer chemischen Veränderung der

Si-Pufferschicht zulässt. Si ist relativ anfällig für Oxidationen, durch Passivierungseffekte sind jedoch meist nur die ersten 2-3 nm davon betroffen [SKC75]. Daher ist Si trotz seines hohen Redoxpotentials als Oxidationsschutz einsetzbar. Gläser wie Borofloat besitzen bei Normalbedingungen einen dünnen, unsichtbaren Wasserfilm an ihrer Oberfläche [RS48]. Während der Schichtherstellung könnte das Wasser mit dem Si in einer Redoxreaktion zu Siliziumoxid reagiert haben, sodass die effektive Menge an Si reduziert wäre. Die Proben würden sich demnach wie Systeme mit dünnerer Si-Schicht verhalten. Durch Aufheizen der Probe oder langes Warten im Vakuum ist die dünne Wasserschicht vermutlich verdunstet, sodass keine Oxidation des Si stattfinden konnte. Daher wurden alle nicht anders gekennzeichneten Proben vor Einführung ins Vakuum durch Aufheizen dehydriert.

Einfluss der Si-Pufferschichtdicke auf das magnetooptische Signal eines Permalloy-Systems

Bei Variation der Si-Pufferschichtdicke des Schichtsystems MO7 zeigt sich eine ähnlich komplexe Abhängigkeit der Bewertungsfaktoren A_K^{eff} und α_K von θ und t_{Si} wie für die Simulation mit Co als F (vgl. Abb. 5.13). So ist hier ebenfalls eine starke Variation der Kurvenform im Bereich von θ_{tot} zu erkennen. Diese wird insbesondere im p -polarisierten Fall für größere t_{Si} ausgeprägter und zeichnet sich durch einen Abfall von A_K^{eff} und α_K aus. Für $\theta < \theta_{\text{tot}}$ wird $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ mit steigender Schichtdicke größer, erreicht ein Maximum bei $t_{\text{Si}} = 30$ nm und fällt für die Probe mit $t_{\text{Si}} = 40$ nm wieder ab. Ähnliches gilt für $\alpha_{K,p\text{-Pol}}$, wobei sich hier für sehr kleine θ noch kein Abfall für größere t_{Si} zeigt. Im Bereich $\theta > \theta_{\text{tot}}$ ist für alle Schichtdicken ein Abfall von $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ und $\alpha_{K,p\text{-Pol}}$ für größere Einfallswinkel zu beobachten, wobei sich für kleinere t_{Si} auch niedrigere Werte für $A_{K,p\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ und $\alpha_{K,p\text{-Pol}}$ ergeben.

Im s -polarisierten Fall ist das Verhalten analog zur Simulation weniger komplex. Hier ist das Verhalten von $A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)$ und $\alpha_{K,s\text{-Pol}}(\theta)$ für alle gemessenen Schichtdicken ähnlich, wobei ebenfalls eine kleine Variation der Signalintensität bei $\theta = \theta_{\text{tot}}$ zu erkennen ist. Im Detail wird $|A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}(\theta)|$ für dickere Si-Schichtdicken größer, wobei für $t_{\text{Si}} = 40$ nm eine für ein Permalloy-System beeindruckende effektive Kerr-Amplitude von $|A_K^{\text{eff}}| = 8 \cdot 10^{-4}$ erreicht wird.

Im Gegensatz zu den Simulationen liegt im betrachteten Bereich für steigende Werte von t_{Si} kein Vorzeichenwechsel für $A_{K,s\text{-Pol}}^{\text{eff}}$ vor. Es ist zu vermuten, dass dieser im Gegensatz zu den Simulationen erst für größere t_{Si} zu beobachten ist. Die Messungen zeigen, dass die gewählte Konfiguration mit Lichteinfall durch ein transparentes Substrat für die magnetooptische Charakterisierung magnetischer Dünnschichtsysteme geeignet ist. Für den Fall von s -polarisiertem Licht ist der beobachtete Effekt

sogar deutlich größer als für die in klassischer Messgeometrie vermessenen Proben der Reihe MO5 (vgl. Abb. 5.10).

Einfluss der Si-Pufferschichtdicke auf das magnetooptische Signal eines CoFe-Systems

Zusätzlich zu Permalloy wurde das System mit transparentem Substrat auch mit dem $F\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ untersucht (vgl. Abb. 5.14). Die in dieser Messreihe (MO8), bei der Dicken der Si-Pufferschicht von bis zu 70 nm gewählt wurden, erhaltenen Werte für A_K^{eff} und α_K zeigen ähnliche Abhängigkeiten wie das MO7-System.

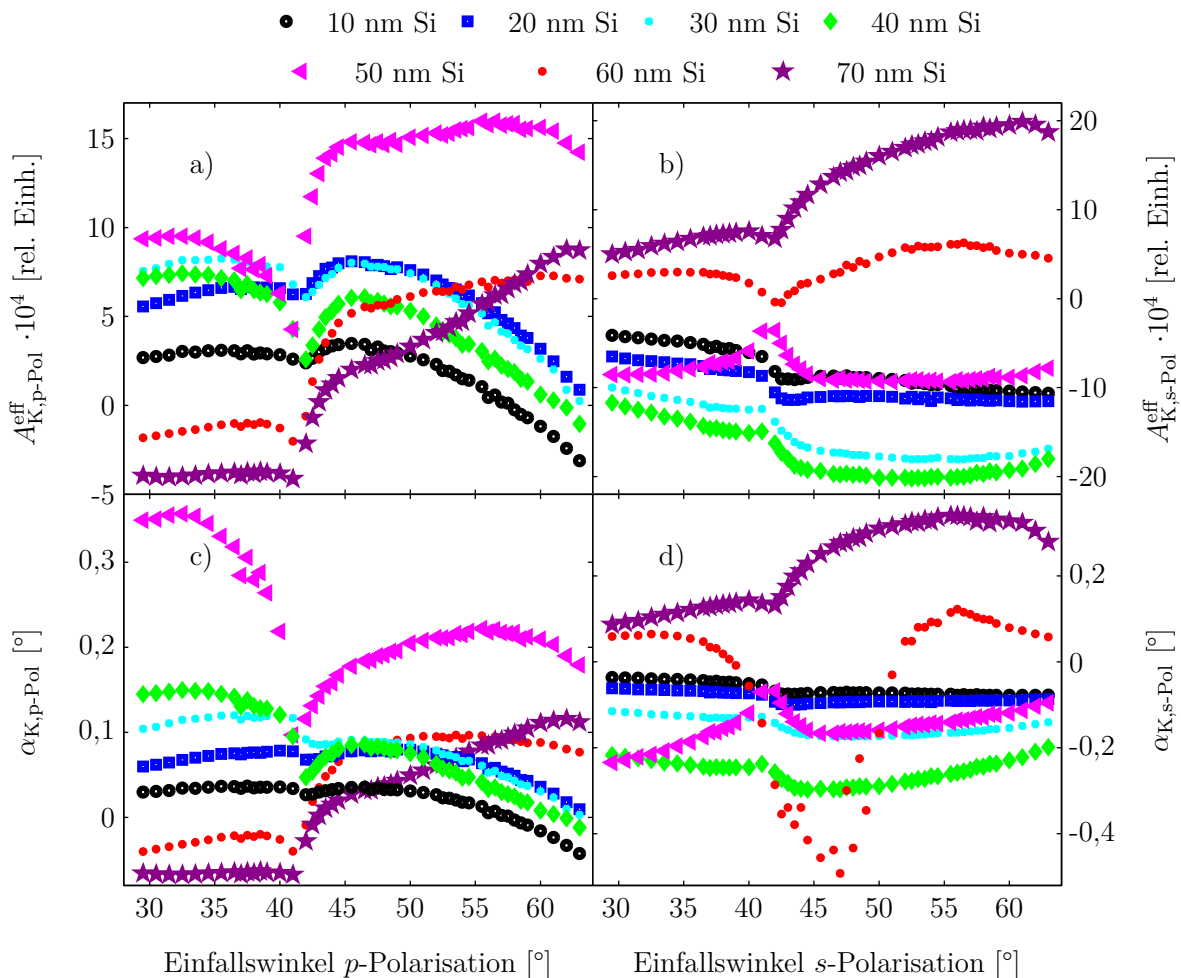


Abbildung 5.14: Mittels AR-MOKE ermittelte A_K^{eff} und α_K für das Schichtsystem MO8 (vergleiche Tabelle 8.6 im Anhang) für p - und s -polarisiertes Licht in Abhängigkeit von θ für eine Wellenlänge des Lichts von 635 nm. Die Substrate wurden Vorbehandlung V3 unterzogen (vgl. Kap. 5.5). Alle Messungen wurden in Doppelbestimmung durchgeführt, wobei das Mittel der erhaltenen Werte dargestellt ist.

Durch das bei diesem Wellenlängenbereich magnetooptisch aktivere $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ergeben sich jedoch mehrere Abweichungen. So sind die Werte für A_K^{eff} im p -polarisierten

Fall größer, sodass die Vorzeichenwechsel von $A_{K,p-Pol}^{eff}$ und $\alpha_{K,p-Pol}$ bei kleinen t_{Si} erst bei sehr großen θ stattfindet. Daher liefert eine dünne Si-Schicht zumindest im hier betrachteten Winkelbereich niemals die größten Werte für $|A_{K,p-Pol}^{eff}|$. Analog zu den Messreihen MO5 und MO6 in klassischer Geometrie findet im Winkelbereich $\theta < \theta_{tot}$ für sehr große Werte von t_{Si} ein Vorzeichenwechsel der Bewertungsfaktoren statt. Dieser ist jedoch ebenso wie das Maximum von A_K^{eff} im Vergleich zu MO5 und MO6 erst bei sehr viel dickeren Si-Schichten zu finden. Dies zeigt, warum für die Messreihe MO7, bei der t_{Si} lediglich bis 40 nm erhöht wurde, noch kein Vorzeichenwechsel beobachtet werden konnte.

Insgesamt ergeben sich für das System mit $Co_{70}Fe_{30}$ sehr große Werte für $|A_K^{eff}|$. Insbesondere für *s*-polarisiertes Licht sind hier analog zur Messreihe MO7 Bewertungsfaktoren bestimmt worden, welche um einen Faktor zwei größer sind als bei den Messungen in klassischer Geometrie, sodass diese Systeme einen maximalen Verstärkungsfaktor von 10 erreichen.

Fazit zum magnetooptischen Ansprechvermögen von EB-Systemen mit Glassubstrat

Die Untersuchung zeigt, dass sich EB-Systeme auch mit Lichteinfall durch ein transparentes Substrat magnetooptisch charakterisieren lassen. Für die untersuchten Materialsysteme $Co_{70}Fe_{30}$ und Permalloy lässt sich die magnetooptische Aktivität durch die Verwendung einer Si-Schicht ebenfalls verstärken. Dazu ist jedoch eine spezielle Vorbehandlung der Substrate notwendig und Silizium muss als Pufferschicht verwendet werden. Auf diese Art und Weise werden magnetooptische Aktivitäten erreicht, welche nochmals um einen Faktor von bis zu zwei größer sind als bei Messungen in klassischer Geometrie, sodass insgesamt eine Verstärkung um den Faktor 10 möglich ist. Die Abhängigkeiten der Bewertungsfaktoren von Einfallswinkel und Polarisation sind für die Systeme mit transparentem Substrat insgesamt deutlich komplexer, da in der gewählten Konfiguration Totalreflexion und Plasmonanregungen eine Rolle spielen.

5.6 Zusammenfassung und Fazit

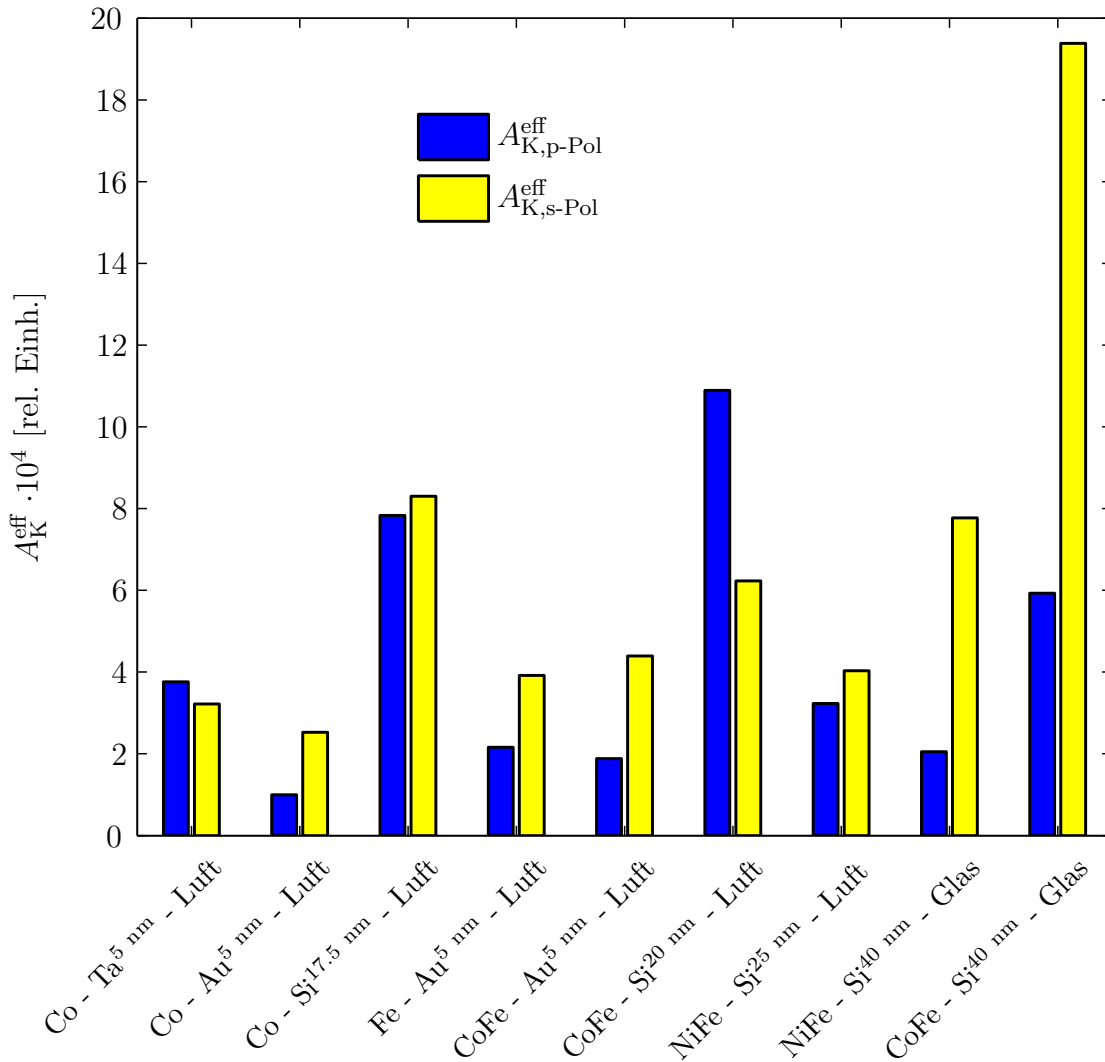
In diesem Kapitel wurde eine Untersuchung des longitudinalen MOKE von EB-Schichtsystemen bei einer Wellenlänge des Lichts von 635 nm durchgeführt. Dazu wurden als Bewertungsfaktoren die effektive Kerr-Amplitude und der Kerr-Winkel ausgewählt, welche das Signal-Rausch-Verhältnis einer Messung definieren. Es wurden theoretische Berechnungen auf Basis der 4x4 Transfermatrixmethode und Mes-

sungen mit dem in Kapitel 4.6 vorgestellten AR-MOKE durchgeführt.

Im ersten Schritt wurden die Bewertungsfaktoren für typische EB-Schichtsysteme mit den Deckschichten Ta und Au, sowie den Ferromagneten Co, Fe und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ bestimmt. Dabei ergab sich, dass die magnetooptische Aktivität von $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ in etwa so groß ist wie die von Fe, obwohl die Legierung zu 70 % aus dem magnetooptisch weniger aktiven Co besteht. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die Bewertungsfaktoren bei Nutzung von Au als Deckschicht kleiner sind als für Ta (vgl. Abb. 5.15).

Im zweiten Teil wurde der Einfluss von Si als Deckschicht für EB-Systeme mit den Ferromagneten Co, $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ und $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ überprüft. Dabei zeigt sich, dass die magnetooptische Aktivität stark mit der Dicke des Si moduliert wird, wobei das Signal mit steigender Dicke alternierend ansteigt und abfällt. Bei entsprechender Wahl der Dicke des Si ergaben sich im Vergleich zu den Deckschichten Ta und Au um den Faktor 2-5 größere Werte für die effektive Kerr-Amplitude (vgl. Abb. 5.15).

Im letzten Teil wurden EB-Systeme auf transparenten Glassubstraten verwendet, wobei die Messungen mittels Lichteinfall von Substratseite durchgeführt wurden. Das zur Signalverstärkung eingesetzte Si fungierte somit zugleich als Deck- und Pufferschicht. Für die beiden in dieser Konfiguration eingesetzten $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ und $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ konnte für *s*- und *p*- polarisiertes Licht magnetooptische Aktivität nachgewiesen werden. Im Falle von *s*-Polarisation war diese sogar um einen Faktor 2 größer als bei den Messungen mit Luft als Ausgangsmedium und Si als verstärkender Deckschicht. Die Verwendung von Si als Deck-, beziehungsweise im Falle transparenter Substrate als Pufferschicht, führt demnach zu einer großen Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses.



Materialsystem

Abbildung 5.15: Vergleich von $|A_K^{eff}|$ für s - (gelb) und p - (blau) polarisiertes Licht für verschiedene Schichtsysteme mit einer Ferromagnetdicke von 15 nm bei einem Einfallswinkel von 45° und einer Wellenlänge von 635 nm. Für die Schichtsysteme, in welchen Si als verstärkende Schicht verwendet wurde, wurde das Schichtsystem mit t_{Si} ausgewählt, bei welchem die Summe aus $|A_{K,p-Pol}^{eff}|$ und $|A_{K,s-Pol}^{eff}|$ maximal ist. Die dargestellten Werte entsprechen daher nicht immer dem Maximum von $|A_K^{eff}|$ der jeweiligen Ausgangspolarisation, welches in der zugehörigen Messreihe gemessen wurde.

Kapitel 6

Entwicklung eines Modells zur Beschreibung der magnetischen Anisotropie in EB-Systemen

Das Ummagnetisierungsverhalten von EB-Systemen kann mitunter sehr komplex sein [CHG05], da der Prozess sowohl über Rotations- als auch über Nukleationsmechanismen und/oder Domänenwandbewegungen stattfinden kann [MSM03]. Dennoch liefern Modelle, in welchen lediglich kohärente Rotation berücksichtigt wird (vgl. Kap. 2.3.2), oftmals eine präzise Beschreibung des EB [CHG05]. Durch Betrachtung von H_{EB} und H_C in Abhängigkeit der Richtung des externen Magnetfelds \vec{H}_{ext} lassen sich die Einflüsse der jeweils angenommenen Anisotropien der Modelle visualisieren [GPS02, HGP03, RZ08]. \vec{H}_{ext} wird im Allgemeinen in Polarkoordinaten angegeben, wobei θ_{ext} dem zur Probenoberfläche senkrechten und φ_{ext} dem parallelen Anteil von \vec{H}_{ext} entspricht. Bedingt durch die starke Formanisotropie der meisten Dünnschichtsysteme, welche eine Magnetisierung parallel zur Schichtebene erzwingt, wird daher meist lediglich φ_{ext} variiert [RZ08].

Auf diese Art und Weise wurden viele unterschiedliche, meist polykristalline Materialsysteme untersucht [MNR02, SC15, YPM05, YCF11, KKK06], wobei zur Beschreibung dieser Systeme unterschiedlichste Modelle entwickelt wurden [KSM00, GPS02, HGP03, RZ08, BYB10]. Allerdings berücksichtigen diese Modelle die Korngrößenverteilung innerhalb des AF entweder gar nicht [RZ08, BYB10] oder ohne korrekte Berücksichtigung der Relaxationszeiten (vgl. Kap. 2.3.2) der thermisch instabilen Körner [GPS02].

In diesem Kapitel erfolgt die Entwicklung eines Modells zur quantitativen Beschreibung winkelabhängiger Hysteresekurven von EB-Systemen ausgehend vom Materialsystem $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$, wobei der Einfluss der Korngrößenverteilung im AF

entsprechend des polykristallinen Modells berücksichtigt werden soll [FC72, SFT96, EJE05, OFOVF10]. Dabei findet zunächst eine theoretische Analyse des Einflusses der berücksichtigten Anisotropien auf $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ statt. Danach erfolgt eine Verifizierung des Modells durch Vergleich der Simulationen mit experimentellen Daten, welche mittels Kerr-Magnetometrie erhalten wurden. Abschließend wird das Modell dazu genutzt, um erstmals den Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf die einzelnen Anisotropien quantitativ zu analysieren.

6.1 Modellierung

Im Folgenden sei eine detaillierte Beschreibung des Modells gegeben. Grundlage des Modells ist die Berechnung des Magnetisierungsvektors \vec{M}_{F} , welcher sich durch Minimierung der potentiellen Energie des Systems ergibt. Zur Beschreibung der verschiedenen Anisotropien des Systems dient ein karthesisches Koordinatensystem mit den Koordinaten x , y und z , in welchem die xy -Ebene die Probenoberfläche darstellt (vgl. Abb. 6.1). Entsprechend des SW-Modells (vgl. Kap. 2.3.2) wird der F als eindomänig angenommen, sodass die Austauschwechselwirkung des F vernachlässigt werden kann. Auch wenn diese Annahme im Ursprungsmodell für einzelne ferromagnetische Partikel getätigt wurde [SW48], ist es in der Literatur üblich, die magnetischen Momente der kompletten Schicht parallel zueinander ausgerichtet anzunehmen [MB56, EJE05, RZ08]. Diese Approximation gilt vor allem dann, wenn der Ummagnetisierungsprozess mittels kohärenter Rotation stattfindet [RZ08]. Ist φ_{ext} während einer Hystereseemessung jedoch in etwa parallel zur leichten Achse des Schichtsystems, so findet der Prozess über Nukleation und Domänenwandbewegung statt [MSM03], sodass für diesen Winkelbereich Abweichungen zwischen Modell und Experiment möglich sind.

6.1.1 Berechnung der Hysterese

Die Berechnung der Hysteresekurve $\vec{M}_{\text{F}}(\vec{H}_{\text{ext}})$ ergibt sich aus einer potentiellen Energielandschaft E , welche sich aus Superposition von Energietermen verschiedener Anisotropiebeiträge und dem Zeeman-Term ergibt. Entsprechend der für Dünnschichtsysteme üblichen Nomenklatur wird diese Energie innerhalb dieser Arbeit in Form einer Energie pro Fläche S verwendet [RZ08]. Die Beiträge zur Anisotropie lassen sich grob in Effekte unterteilen, die mit den Eigenschaften des F selbst korrelieren und solchen, die durch externe Einflüsse wie ein externes Magnetfeld oder einen angrenzenden AF entstehen. Diese werden in den folgenden Abschnitten genauer

erläutert. Eine Übersicht von innerhalb des Modells vorkommenden Größen ist in Abbildung 6.1 gegeben.

Zur Berechnung einer Hysterese ist der Zeeman-Term E_Z von Nöten (vgl. Kap. 2.2.4), welcher sich für den Fall des externen Magnetfelds parallel zur xy -Ebene zu

$$E_Z/S = -\mu_0 t_F \vec{H}_{\text{ext}} \cdot \vec{M}_F = -\mu_0 t_F H_{\text{ext}} M_{\text{sat}} \cos(\beta_F - \varphi_{\text{ext}}) \quad (6.1.1)$$

ergibt. Für jeden Punkt der Hysterese wird nun die Energielandschaft hinsichtlich β_F minimiert. Die Vorgehensweise entspricht dem SW-Modell (vgl. Kap. 2.3.2), wobei sich lediglich die Komplexität der Energielandschaft unterscheidet. Die Hysterese ergibt sich dann aus der Projektion von \vec{M}_F entlang der externen Magnetfeldachse.

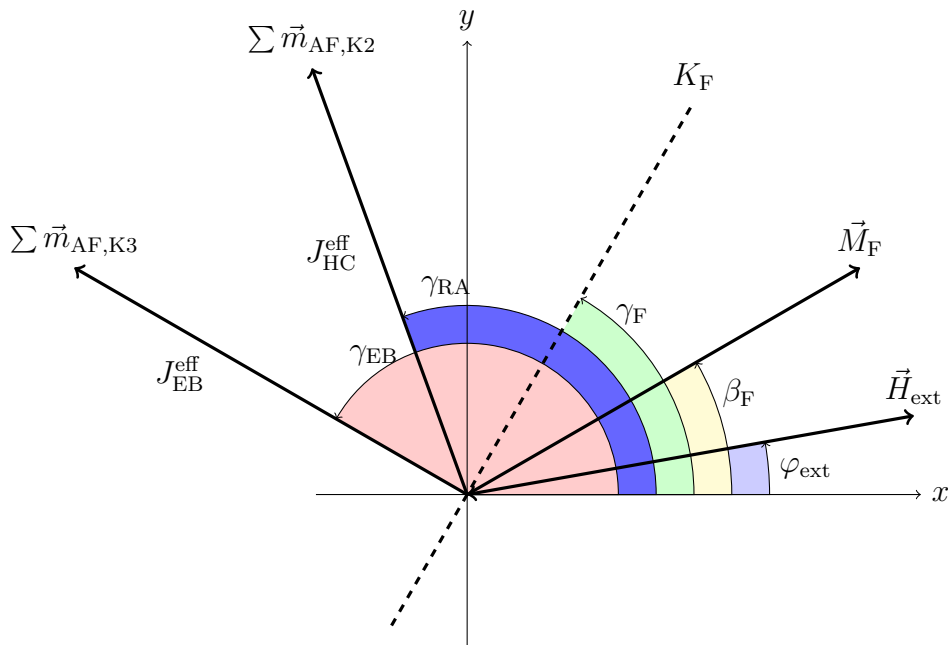


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung von Anisotropien und weiteren Größen des in dieser Arbeit entwickelten Modells zur Beschreibung von EB-Systemen. Ausgehend von der x -Achse gegen den Uhrzeigersinn sind dies:

1. Das externe Magnetfeld \vec{H}_{ext} mit dem Richtungswinkel φ_{ext} .
2. Der Magnetisierungsvektor des F \vec{M}_F mit dem Richtungswinkel β_F .
3. Die uniaxiale Anisotropie im F mit der Anisotropiekonstanten K_F und dem Winkel zur leichten Achse γ_F .
4. Die rotierbare Anisotropie als Summe aller Grenzflächenmomente $\vec{m}_{\text{AF},K2}$ von AF-Körnern der Klasse 2 mit Richtungswinkel γ_{RA} , Energieflächendichte $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ und mittlerer Relaxationszeit τ_{K2} .
5. Die unidirektionale Anisotropie als Summe aller Grenzflächenmomente $\vec{m}_{\text{AF},K3}$ von AF-Körnern der Klasse 3 mit Richtungswinkel γ_{EB} und Energieflächendichte $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$.

6.1.2 Berücksichtigte Anisotropien des F

Die Richtungsabhängigkeit von \vec{M}_F hängt von einer Vielzahl unterschiedlicher Effekte [HS98] ab. Für Dünnschichtsysteme ist die Formanisotropie sehr dominant, welche eine koplanare Ausrichtung von \vec{M}_F zur xy -Ebene energetisch begünstigt, da die aus der Probe austretenden Streufelder minimiert werden [HS98]. Ohne externes Magnetfeld senkrecht zur xy -Ebene ($\theta_{\text{ext}} = 0$) ist $\vec{M}_{F,z}$ demnach null, sodass sich die Richtung von \vec{M}_F lediglich über den Azimutwinkel β_F beschreiben lässt.

Das Demagnetisierungsfeld, welches sich aus der *in-plane*-Magnetisierung der Probe ergibt, ist für die betrachtete Probengröße von etwa 1 cm^2 sehr klein. Wird die Probengeometrie in erster Näherung als sehr flacher Zylinder angenommen, ergibt sich für ein System mit Radius 1 cm und Dicke 10 nm je nach betrachtetem Modell ein Demagnetisierungsfaktor von $2,5 \cdot 10^{-7}$ [Wys12] bis $4,5 \cdot 10^{-7}$ [CBG91]. Bei einer Sättigungsmagnetisierung im Bereich von 1000 kA/m folgt so ein Demagnetisierungsfeld $< 1 \text{ A/m}$. Da die anderen vorliegenden Effekte um mehrere Größenordnungen größer sind, wurde auf eine Berücksichtigung dieses Effekts verzichtet.

Ein weiterer Einfluss auf die Anisotropie von F ergibt sich durch den Herstellungsprozess. Hier kann es durch verschiedene Faktoren, wie zum Beispiel der Richtung des externen Magnetfelds während der Schichtabscheidung oder der Orientierung der Kristallachsen des Substratmaterials, zur Ausbildung einer uniaxialen Anisotropie (UAA) kommen [KHP12]. Die leichte Richtung der UAA ist dabei meist parallel zur Richtung des externen Magnetfelds \vec{H}_{SD} während der Schichtabscheidung [JCP11] und ergibt sich zu

$$E_{\text{UAA}}/S = K_F t_F \sin^2(\beta_F - \gamma_F). \quad (6.1.2)$$

Dabei ist K_F die Energiedichte der Anisotropie in J/m^3 und γ_F der zugehörige Richtungswinkel (vgl. Abb. 6.1). t_F ist die Dicke des F. Stark verknüpft mit der UAA ist die magnetokristalline Anisotropie, die im Fall von Co ebenfalls uniaxial ist. Sie ist nur schwer von der durch den Herstellungsprozess induzierten UAA zu unterscheiden, da die Überlagerung zweier uniaxialer Anisotropien ebenfalls eine uniaxiale Anisotropie ergibt [GPS02]. Im Falle des hier genutzten $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ ist die magnetokristalline Anisotropie kubisch und überlagert sich mit der UAA, sodass durch den Energieterm zwei lokale und zwei globale Minima erzeugt werden [KHP12]. Für die Stärke der magnetokristallinen Anisotropie ist entscheidend, ob die Kristallachsen der einzelnen Kristallite im F parallel zueinander ausgerichtet sind. In Voruntersuchungen mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ Dünnschichtsystem verschiedener Dicke ergab sich, dass der Einfluss der UAA gegenüber der magnetokristallinen Anisotropie für diese Legie-

rung größer ist als für ein $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$ System [KHP12]. In dieser Arbeit wurde daher lediglich der Energieterm für die UAA berücksichtigt.

6.1.3 Vom AF induzierte Anisotropiebeiträge

Die Beschreibung der vom AF induzierten Anisotropiebeiträge erfolgt entsprechend des polykristallinen Modells, in welchem zwischen AF-Körnern unterschiedlicher thermischer Stabilität unterschieden wird (vgl. Kap. 2.3.2). Hier leistet zwar jedes Korn analog zum MB-Modell einen unidirektionalen Beitrag zur Anisotropie, allerdings kann die Richtung der Wechselwirkung bedingt durch thermische Instabilitäten der AF-Körner variieren [FC72]. Für eine vollständige Beschreibung des AF wäre es daher notwendig die Wechselwirkung zwischen F und jedem einzelnen AF-Korn zu berücksichtigen. Ein solches Vorgehen ist zwar möglich [SV06, LLP15], auf Grund des benötigten Zeitaufwandes allerdings nur für Studien mit geringer Anzahl an Hysteresemessungen zielführend. In dieser Arbeit sei das Problem daher durch die Annahme eines Anisotropieterms für jede Klasse an AF-Körnern vereinfacht. AF-Körner der Kategorie 3 werden entsprechend dem ursprünglichen MB-Modell als unidirektionale Anisotropie (UDA) über

$$E_{\text{AF,K3}}/S = -J_{\text{EB}}^{\text{eff}} \cos(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{EB}}). \quad (6.1.3)$$

modelliert. $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ ist eine effektive Größe, welche die Austauschwechselwirkung aller zur Verschiebung der Hysteresekurve beitragender Körner aufsummiert [EJE05, ESW11]. γ_{EB} entspricht dem Winkel zwischen der leichten Richtung der UDA und der x -Achse (vgl. Abb. 6.1) und ergibt sich aus der Richtung von \vec{H}_{FC} während des Feldkühlprozesses. Dies bedeutet nicht, dass das magnetische Grenzflächenmoment $\vec{m}_{\text{AF,K3}}$ jedes Kornes der Kategorie 3 im Winkel γ_{EB} ausgerichtet ist. Insbesondere beim hier betrachteten System mit $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$ als AF, welches eine große magnetokristalline Anisotropie besitzt [OFOVF10], ist es energetisch bevorzugt, dass $\vec{m}_{\text{AF,K3}}$ entsprechend der drei leichten Achsen des Kornes orientiert ist [SMD04, KDK11]. Für den EB-Effekt ist eine $\langle 111 \rangle$ Textur senkrecht zur Probenoberfläche eine notwendige Bedingung [ÖYÇ11]; parallel zur Probenebene ist die Lage der Kristallachsen jedoch willkürlich [SMD04]. Aus energetischen Gründen richtet sich $\vec{m}_{\text{AF,K3}}$ entlang der leichten Achse im AF aus, deren Richtung am besten mit γ_{EB} übereinstimmt. Da zudem nur ein Bruchteil aller AF-Körner Kategorie 3 zugehörig sind, ist kein Rückschluss von $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ auf das größere $J_{\text{EB},i}$ möglich (vgl. Kap. 2.3.2).

Körner der Kategorie 4 liefern ebenso wie Körner der Kategorie 3 einen permanenten Beitrag zur magnetischen Anisotropie, durch deren Stabilität während des Feldkühl-

prozesses wird jedoch keine magnetische Vorzugsorientierung induziert. Bei einer daraus folgenden statistischen Richtungsverteilung der individuellen unidirektionalen Anisotropien der Körner summieren sich die einzelnen Beiträge im Modell des eindomänen F , wie er im SW-Modell angenommen wird, zu null auf. Ohne makroskopischen Effekt ist daher auch kein beschreibender Anisotropieterm notwendig. In der Realität ist die Näherung des eindomänen F nicht immer korrekt, da insbesondere bei Hysteresemessungen mit externem Magnetfeld parallel zur leichten Achse des Systems während der Ummagnetisierung ein mehrdomäniger Zustand im F vorliegt [MSM03]. In diesen Fällen sollte die Form der Hysteresekurve durch Körner der Kategorie 4 beeinflusst werden, wobei der Einfluss umso größer wird je schwächer die Austauschwechselwirkung des F und somit die energetische Stabilität des eindomänen Zustands im F ist. Dies wird insbesondere für den Grenzfall eines F mit nur sehr schwacher Austauschwechselwirkung deutlich. Für diesen Fall hängt das Ummagnetisierungsverhalten nur von der lokalen Energielandschaft ab, welche in erster Linie durch die Austauschanisotropie des angrenzenden AF-Korns definiert ist. Bei einer statistischen Richtungsverteilung der magnetischen Momente der AF-Körner der Kategorie 4 ist das externe Feld, welches für den lokalen Ummagnetisierungsprozess benötigt wird, ebenfalls statistisch verteilt. Während der Hysterese findet so keine abrupte Änderung der makroskopischen Magnetisierung, sondern vielmehr ein kontinuierlicher Übergang des makroskopischen Magnetisierungszustands statt. Im Realfall ergibt sich eine Konkurrenz zwischen Austauschenergie und lokalen Beiträgen zur Energielandschaft. Da ein großer Anteil an Körnern der Kategorie 4 die lokalen Unterschiede in der Energielandschaft verstärken, sollte die Rechtwinkligkeit (engl. *squareness*) der Hysteresekurve umso kleiner werden, je mehr Klasse 4 Körner vorliegen. H_{EB} und H_C sollten hingegen nicht vom Vorliegen der Klasse 4 Körner beeinflusst werden, da sich die Größen aus den beiden Koerzitivfeldern ableiten (vgl. Abb. 2.2). Diese Zustände geben lediglich darüber Auskunft, bei welchen externen Magnetfeldwerten die Magnetisierung entlang der betrachteten Projektion im Mittel null ist. Ob sich lokal bestimmte Bereiche des F bei deutlich kleineren oder größeren externen Magnetfeldwerten ummagnetisieren lassen, wird von diesen Werten nicht erfasst. Das außer Acht lassen der Körner der Kategorie 4 ist also auch für den Realfall eines nicht eindomänen F zulässig, solange wie in dieser Arbeit lediglich die Größen H_{EB} und H_C betrachtet werden.

Sollte bedingt durch den Herstellungsprozess allerdings keine isotrope Verteilung der Wechselwirkungsrichtungen dieser Körner vorliegen, so wird die resultierende unidirektionale Anisotropie ebenfalls über J_{EB}^{eff} beschrieben, da dann keine Unterscheidung mehr zwischen Körnern der Klassen 3 und 4 möglich ist.

Körner der Kategorie 1 und 2 sind thermisch instabil. Für die superparamagnetischen Körner der Klasse 1 muss kein Anisotropieterm berücksichtigt werden, da die Fluktuation des magnetischen Moments dieser Körner innerhalb des Beobachtungszeitraums so groß ist, dass im Mittel keine Vorzugsorientierung für den F entsteht. Im Gegensatz dazu nimmt $\vec{m}_{AF,K2}$ von Körnern der Klasse 2 immer den energetisch günstigsten Zustand ein. Welcher Zustand das ist, hängt von der aktuellen Richtung von \vec{M}_F ab, wobei für den Fall ferromagnetischer Kopplung eine parallele Orientierung von \vec{M}_F und $\vec{m}_{AF,K2}$ angestrebt wird. Die nachfolgende Diskussion ist jedoch auch für eine antiparallele Kopplung gültig [SB99, Sta00b, SKS03]. Die Anisotropie $E_{AF,K2}$, welche durch diese instabilen Körner hervorgerufen wird, entspricht daher einer rotierbaren Anisotropie (RA) [RZ08, KKL03, GPS02]. In bisherigen Modellen, welche nicht zwangsläufig einem polykristallinen Ansatz folgen, entspricht die Richtung dieser Anisotropie entweder direkt der aktuellen Magnetisierungsrichtung des F [SM99] oder der Richtung des angelegten Magnetfelds [GPS02, PHG61]. Wird für die AF-Körner keine Gleichverteilung der leichten Richtungen angenommen, so kann die Richtung der RA auch von der Richtung des externen Magnetfelds und somit der Magnetisierungsrichtung verschieden sein [GPS02, RZ08].

Diese Modelle berücksichtigen jedoch nicht, wie schnell sich die RA der Magnetisierung des F anpasst. Im polykristallinen Ansatz ist die Relaxationszeit der AF-Körner gemäß Gleichung 2.3.10 exponentiell vom Kornvolumen abhängig, sodass sich bei einer typischen Größenverteilung der Körner eine Verteilung an Relaxationszeiten über viele Größenordnungen ergibt [OFOVF10]. Die beiden bisherigen Ansätze können deshalb lediglich als Grenzfälle betrachtet werden. Wenn lediglich Körner mit infinitesimal kleinen Relaxationszeiten vorliegen, so entspricht die Richtung der RA immer der Magnetisierung des F [SM99]. Sind die Relaxationszeiten der AF-Körner jedoch größer als die Dauer des Ummagnetisierungsprozesses, so entspricht die Richtung der RA während dieses Prozesses der magnetischen Feldachse [GPS02]. Werden alle Körner der Kategorie 2 berücksichtigt, so ergibt sich eine gemittelte Relaxationszeit τ_{K2} ; die Richtung der RA zum Zeitpunkt τ entspricht demnach $\gamma_{RA} = \beta_F(\tau - \tau_{K2})$. Der zugehörige Energieterm ergibt sich zu

$$E_{AF,K2}/S = -J_{HC}^{\text{eff}} \cos(\beta_F - \gamma_{RA}). \quad (6.1.4)$$

J_{HC}^{eff} ist hier analog zu J_{EB}^{eff} als effektive Energiedichte zu verstehen, welche die Summe der Wechselwirkungen aller Körner der Kategorie 2 mit dem F darstellt. Auch hier gilt, dass die Richtung von $\vec{m}_{AF,K2}$ eines einzelnen Korns nicht mit γ_{RA} übereinstimmen muss, sondern insbesondere für große $K_{AF,i}$ eine Orientierung von $\vec{m}_{AF,i}$ entspre-

chend der energetisch günstigsten leichten Anisotropieachse vorliegt. Die Beschreibung der AF-Körner gilt im Übrigen genauso für Grenzflächenspincluster [LLP15], deren Einfluss auf die Anisotropie des Gesamtsystems oberhalb tiefer Temperaturen ($T > 77$ K) ähnlich zu dem von AF-Körnern der Klassen 1 und 2 ist.

Die Energielandschaft ergibt sich dann aus der Summe der Anisotropieerme zu

$$E = E_{AF,K2} + E_{AF,K3} + E_{UAA} + E_Z. \quad (6.1.5)$$

Es ist anzumerken, dass sich J_{EB}^{eff} und J_{HC}^{eff} zwar aus der Korngrößenverteilung ergeben, ein mehr als qualitativer Rückschluss auf Selbige aus diesen Größen jedoch nicht ohne Weiteres möglich ist, ohne dass $J_{EB,i}$ und die Details der Textur bekannt sind. J_{EB}^{eff} und J_{HC}^{eff} sind als experimentelle Größen dennoch von großer Wichtigkeit, da sie das Verhalten des komplexen Systems mit nur wenigen Kenngrößen darstellen.

Außerdem muss beachtet werden, dass sowohl J_{EB}^{eff} und J_{HC}^{eff} , als auch τ_{K2} von der Temperatur und Messgeschwindigkeit sowie J_{EB}^{eff} zusätzlich von den Feldkühlbedingungen abhängen, da die Einteilung der Körner in die verschiedenen Kategorien in Abhängigkeit dieser Größen geschieht (vgl. Kap. 2.3.2). Damit J_{EB}^{eff} und J_{HC}^{eff} unterschiedlicher Messungen miteinander verglichen werden können, müssen die Messbedingungen daher konstant gehalten werden.

6.2 Einfluss der verschiedenen Anisotropien

Auf Basis des vorgestellten Modells wurden numerische Simulationen durchgeführt, um den Einfluss der verschiedenen Anisotropien zu verdeutlichen. Dazu wurden die charakteristischen Kenngrößen H_{EB} und H_C in Abhängigkeit von φ_{ext} für einen Winkelbereich von 360° aus berechneten Hysteresekurven bestimmt. Die Parameter K_F , J_{HC}^{eff} , τ_{K2} sowie ein möglicher Versatz zwischen γ_{EB} und γ_F wurden als charakteristische Größen der Anisotropien variiert. τ_{K2} wurde dabei auf die Gesamtdauer der Hysterese $\tau_{H_{ys}}$ normiert. Die Ausgangsparameter für die Variationen wurden derart gewählt, dass die einzelnen Energieterme gleich groß sind, um deren wechselseitige Einflüsse auf H_{EB} und H_C genauer bestimmen zu können. Sofern möglich, wurden für die Parameter der Simulationen realistische Werte angenommen, welche in der selben Größenordnung liegen wie in der Literatur beschriebene Materialparameter (vgl. Tabelle 6.1).

Da es bereits weitreichende Untersuchungen zu Modellsystemen gibt, in welchen lediglich UAA und UDA berücksichtigt werden, wird hier besonderer Wert auf den

Tabelle 6.1: In den Simulationen zur Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ verwendete Parameter. Die numerischen Berechnungen wurden mit einer Auflösung von β_{F} von $0,5^\circ$ und einem Abstand der Feldwerte von 0.04 kA/m durchgeführt.

Parameter	Variation K_{F}	Variation $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$	Variation τ_{K2}	Variation γ_{F}
Abbildung	6.2	6.3	6.4	6.5
K_{F} [J/m^3]	500 bis 4000	0 und 2000	0 und 2000	2000
$J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ [mJ/m^2]	0 und 0,1	0,025 bis 0,2	0,1	0,1
τ_{K2} [τ_{Hys}]	0,01	0,01	0,001 bis 0,03	0,01
γ_{F} [$^\circ$]	0	0	0	0 bis 10
γ_{EB} [$^\circ$]			0	
$J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ [mJ/m^2]			0,1	
M_{sat} [kA/m]			1000	
t_{F} [nm]			10	
H_{ext} [kA/m]			40 bis -40	
φ_{ext} [$^\circ$]			0 bis 360	

Einfluss der in dieser Arbeit eingeführten RA gelegt. Bei Variation der Parameter der RA findet daher jeweils eine Gegenüberstellung von Systemen mit und ohne UAA statt, während bei Variation von K_{F} und γ_{F} eine Gegenüberstellung von Systemen mit und ohne RA stattfindet.

6.2.1 Variation von K_{F}

Als Erstes sei der Einfluss von K_{F} gezeigt (vgl. Abb. 6.2). Die Berechnungen für Systeme ohne RA zeigen in Übereinstimmung mit der Literatur [JCP11, BYB10], dass die Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ für kleine K_{F} einer Kosinusfunktion entspricht, deren Betragsmaximum mit der leichten Richtung der Anisotropie übereinstimmt. Je größer das Produkt $K_{\text{F}}t_{\text{F}}$ im Vergleich zu $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ wird, desto größer werden die Abweichungen von der Kosinusform. Dabei entstehen symmetrisch um die leichte Richtung ($\varphi_{\text{ext}} = 0$) zwei „Ausbuchtungen“, welche einen erhöhten Betrag für H_{EB} aufweisen. Der Abstand zwischen dem Symmetriezentrum und den Extremwerten steigt dabei mit zunehmender F-Schichtdicke. Zusätzlich zeigt der Betrag von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ ein weiteres lokales Maximum, wenn φ_{ext} mit γ_{EB} und γ_{F} übereinstimmt. Bei gleichzeitigem Vorliegen der RA verändert sich der Einfluss von K_{F} auf die Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$. Es ist zwar weiterhin die Ausbildung der „Ausbuchtungen“ zu beobachten, allerdings ist die Vergrößerung des Betrags von H_{EB} hier deutlich kleiner und die Kurvenform ist abseits des Symmetriezentrums weniger stark gekrümmt.

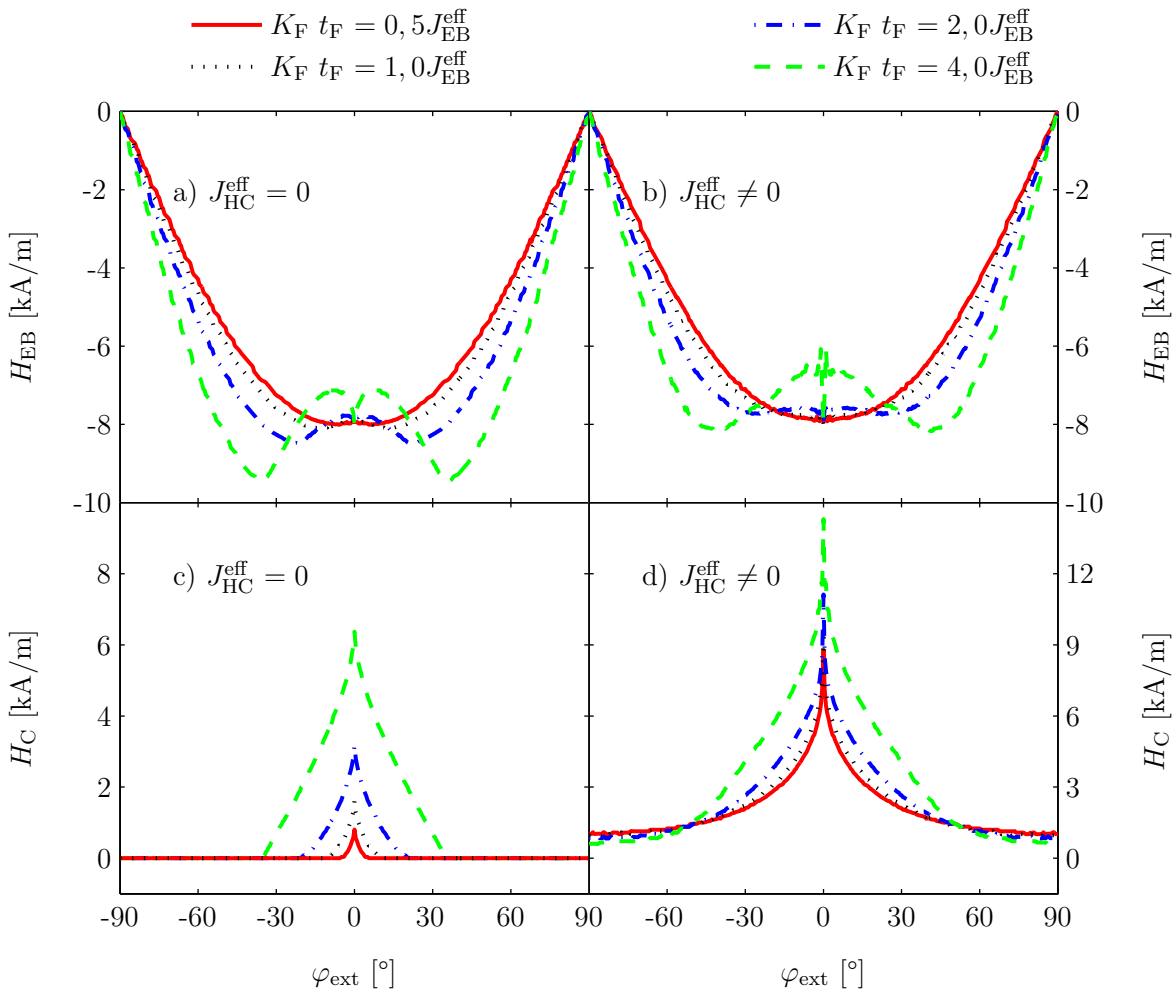


Abbildung 6.2: Mithilfe von Gleichung 6.1.5 berechnete Werte für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ (oben) und $H_C(\varphi_{ext})$ (unten) in Abhängigkeit von K_F für Systeme mit (rechts) und ohne (links) RA. Für die UAA wurde $K_F = 500 \text{ J/m}^3$ (rot/durchgezogen), $K_F = 1000 \text{ J/m}^3$ (schwarz/gedoppelt), $K_F = 2000 \text{ J/m}^3$ (blau/strich-punktiert) und $K_F = 4000 \text{ J/m}^3$ (grün/gestrichelt) gewählt. Für den Fall mit RA wurde $J_{HC}^{eff} = 0,1 \text{ mJ/m}^2$ gewählt. Die weiteren verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Bei der Betrachtung von $H_C(\varphi_{ext})$ ergibt sich für den Fall ohne RA eine dreieckige Kurvenform. Das Maximum von $H_C(\varphi_{ext})$ liegt bei $\varphi_{ext} = \gamma_{EB} = \gamma_F = 0^\circ$ und ist umso größer, je größer K_F des Systems ist. Bei einem genügend großen Winkel zwischen γ_F und φ_{ext} wird H_C dagegen null. Bei Berücksichtigung der RA ändert sich dieses Verhalten deutlich. Zwar ist das Maximum von $H_C(\varphi_{ext})$ weiterhin bei $\varphi_{ext} = 0^\circ$ zu finden, allerdings ist der Abfall von $H_C(\varphi_{ext})$ für $\varphi_{ext} \neq 0^\circ$ nicht weiter linear; vielmehr ist $H_C(\varphi_{ext})$ gekrümmt. Für kleine K_F ergibt sich eine größere maximale Krümmung. Des Weiteren ergibt sich für den Fall berücksichtigter RA

ein Minimum für $H_C(\varphi_{\text{ext}})$, welches größer null ist. Das Minimum von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ ist dabei umso größer, je kleiner K_F ist.

6.2.2 Variation von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$

Als nächstes sei die Abhängigkeit von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ als Größe der RA gezeigt (vgl. Abb. 6.3). Für Systeme, in welchen keine Anisotropie im F vorliegt, ist $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ vollkommen unabhängig von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$. Die Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ wird nur bei gleichzeitigem Vorliegen einer UAA von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ beeinflusst. In diesem Fall werden die von der UAA verursachten Maxima und Minima abseits der leichten Richtung für größere $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ abgeflacht, wobei der Einfluss von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ für $|\varphi_{\text{ext}}| > 30^\circ$ verschwindet. Der Wert für H_{EB} bei $\varphi_{\text{ext}} = 0$ bleibt von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ ebenfalls unverändert. Bei Betrachtung von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ zeigt sich erwartungsgemäß, dass im Fall ohne UAA eine lineare Proportionalität zwischen $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ vorliegt. Die Kurvenform ist für alle $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ gekrümmt und H_C weist ein Maximum auf, wenn $\varphi_{\text{ext}} = \gamma_{\text{EB}}$ gilt. Bei gleichzeitigem Vorliegen der UAA ergibt sich für $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ in erster Näherung eine Superposition der Kurvenformen aus Abb. 6.2c und 6.3c, sodass die Kurvenform weniger gekrümmt ist.

6.2.3 Variation von $\tau_{\text{K}2}$

Neben der Energiedichte der Austauschanisotropie von AF-Körnern der Klasse 2 hängt der Einfluss der RA außerdem von den Relaxationszeiten dieser Körner ab (vgl. Abb. 6.4). Für Systeme ohne UAA hat $\tau_{\text{K}2}$ analog zu $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ keinen Einfluss auf die Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$. Findet hingegen eine Berücksichtigung der UAA statt, so lässt sich eine Abhängigkeit von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ von $\tau_{\text{K}2}$ zeigen. So werden die durch die UAA induzierten „Ausbuchtungen“ für größere Relaxationszeiten kleiner. Die durch Variation von $\tau_{\text{K}2}$ induzierten Änderungen sind jedoch sehr klein, sodass eine Veränderung von $\tau_{\text{K}2}$ über mehr als eine Größenordnung erfolgen muss, um eine signifikante Veränderung der Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ zu bewirken.

Der Einfluss von $\tau_{\text{K}2}$ auf die Kurvenform von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ ist hingegen deutlich größer. Es zeigt sich, dass $\tau_{\text{K}2}$ der entscheidende Faktor für die Krümmung von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ ist. Je kleiner die mittlere Relaxationszeit der Körner ist, desto schneller fällt H_C für von null verschiedene φ_{ext} ab. Dies führt bei sehr kleinen $\tau_{\text{K}2}$ dazu, dass H_C abseits der leichten Richtung des Systems (hier bei $\gamma_F = \gamma_{\text{EB}} = 0$) null wird, während genügend große $\tau_{\text{K}2}$ zu einer nicht verschwindenden Koerzitivität in diesem Winkelbereich führen. Dieses Verhalten lässt sich mit und ohne UAA beobachten, wobei der Einfluss von $\tau_{\text{K}2}$ bei $K_F \neq 0$ reduziert ist. In diesem Fall nähert sich die Kurvenform der

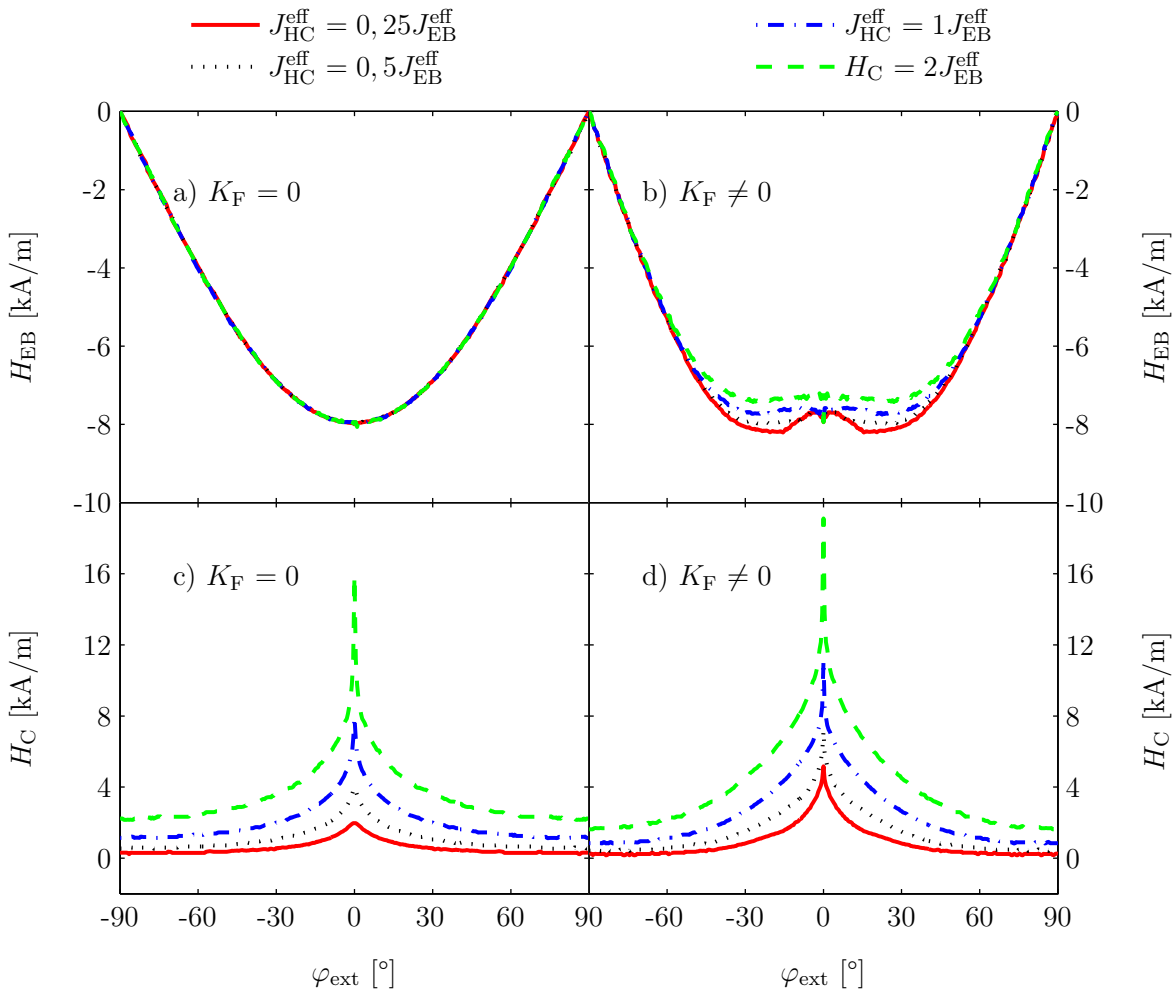


Abbildung 6.3: Mithilfe von Gleichung 6.1.5 berechnete Werte für $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ (oben) und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ (unten) in Abhängigkeit von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ für Systeme mit (rechts) und ohne (links) UAA. Für die RA wurde $J_{\text{HC}}^{\text{eff}} = 0,025 \text{ mJ/m}^2$ (rot/durchgezogen), $J_{\text{HC}}^{\text{eff}} = 0,05 \text{ mJ/m}^2$ (schwarz/gepunktet), $J_{\text{HC}}^{\text{eff}} = 0,1 \text{ mJ/m}^2$ (blau/strich-punktiert) und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}} = 0,2 \text{ mJ/m}^2$ (grün/gestrichelt) gewählt. Für den Fall mit UAA wurde $K_{\text{F}} = 2000 \text{ J/m}^3$ gewählt. Die weiteren verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Dreiecksform der UAA an, sodass das in schwerer Richtung ($\varphi_{\text{ext}} = 90^\circ$) verbleibende Koerzitivfeld für große $\tau_{\text{K}2}$ kleiner wird und die große Krümmung von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ für kleine $\tau_{\text{K}2}$ kleiner wird.

6.2.4 Variation von $\gamma_{\text{EB}} - \gamma_{\text{F}}$

Im Normalfall sind die leichten Richtungen von UAA und UAD parallel zueinander. Unter bestimmten Umständen kann es jedoch zu einer Nichtkollinearität der beiden Anisotropien kommen [JCS09]. Diese tritt zum Beispiel dann auf, wenn die angelegten externen Magnetfelder während Schichtherstellung und Feldkühlprozess

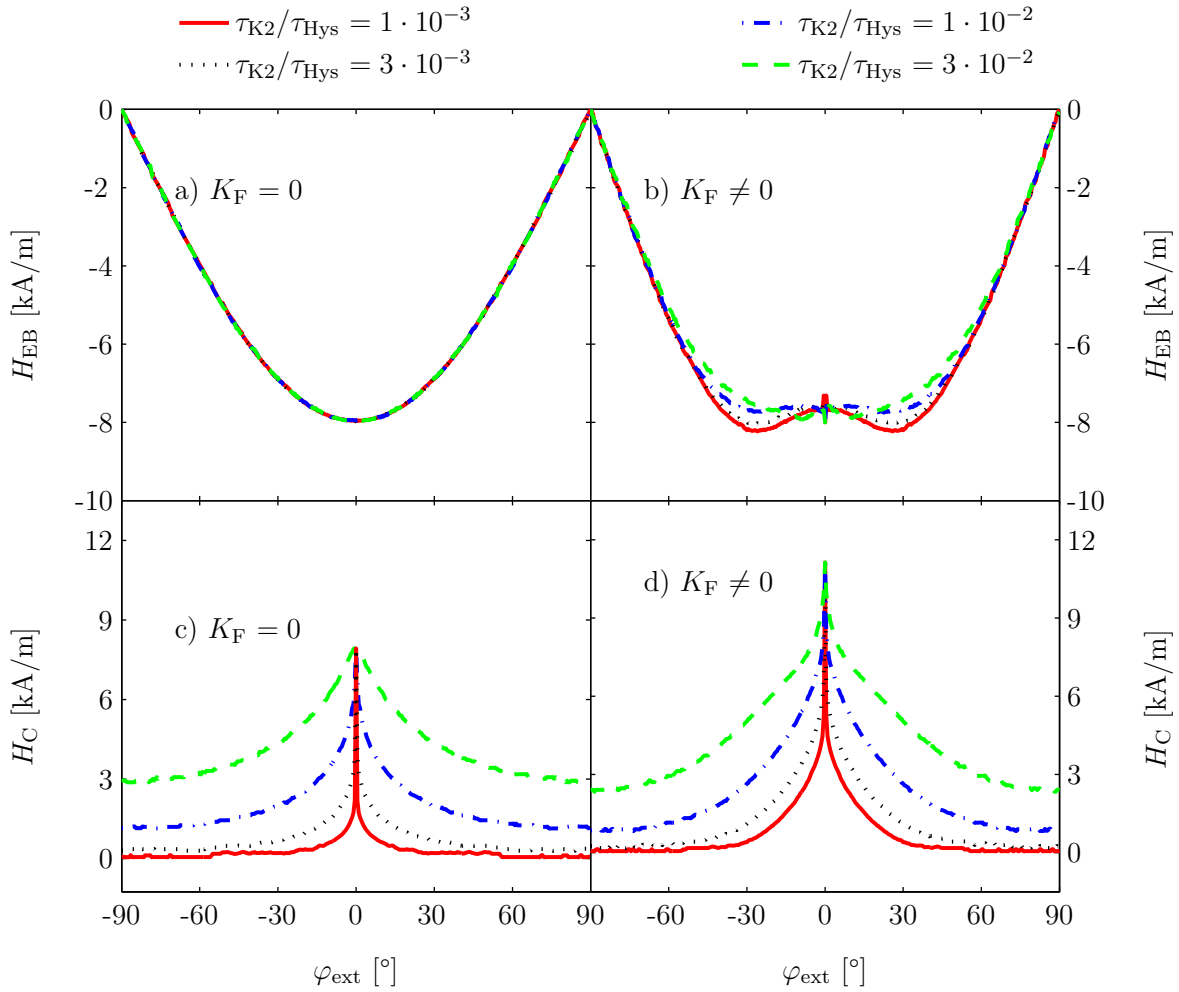


Abbildung 6.4: Mithilfe von Gleichung 6.1.5 berechnete Werte für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ (oben) und $H_C(\varphi_{ext})$ (unten) in Abhängigkeit von τ_{K2} für Systeme mit (rechts) und ohne (links) UAA. Für die RA wurde $\tau_{K2}/\tau_{Hys} = 0,001$ (rot/durchgezogen), $\tau_{K2}/\tau_{Hys} = 0,003$ (schwarz/gedunktet), $\tau_{K2}/\tau_{Hys} = 0,01$ (blau/strich-punktiert) und $\tau_{K2}/\tau_{Hys} = 0,03$ (grün/gestrichelt) gewählt. Für den Fall mit UAA wurde $K_F = 2000 \text{ J/m}^3$ gewählt. Die weiteren verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 6.1 zu finden.

unterschiedliche Richtungen haben [JCP11], was im Allgemeinen zu einer Reduktion der Symmetrie des Systems führt.

In dieser Arbeit durchgeführte Berechnungen für Systeme ohne RA zeigen in Übereinstimmung mit der Literatur [JCP11], dass sich der Symmetrieverlust auch über die Größen $H_{EB}(\varphi_{ext})$ und $H_C(\varphi_{ext})$ beobachten lässt (vgl. Abb. 6.5). Für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ ergibt sich für steigende φ_{ext} eine Folge aus Maximum und Minimum ähnlich einer Fano-Resonanz [Fan61]. Je größer $\gamma_F - \gamma_{EB}$ wird, desto größer wird ΔH_{EB} und der Abstand der beiden Extremwerte auf der Winkelachse. Bei Vorliegen der RA ist ein solches Verhalten ebenfalls zu beobachten. In diesem Fall ist der Unterschied von H_{EB} jedoch nur in einem deutlich kleineren Bereich von φ_{ext} zu finden. In diesem

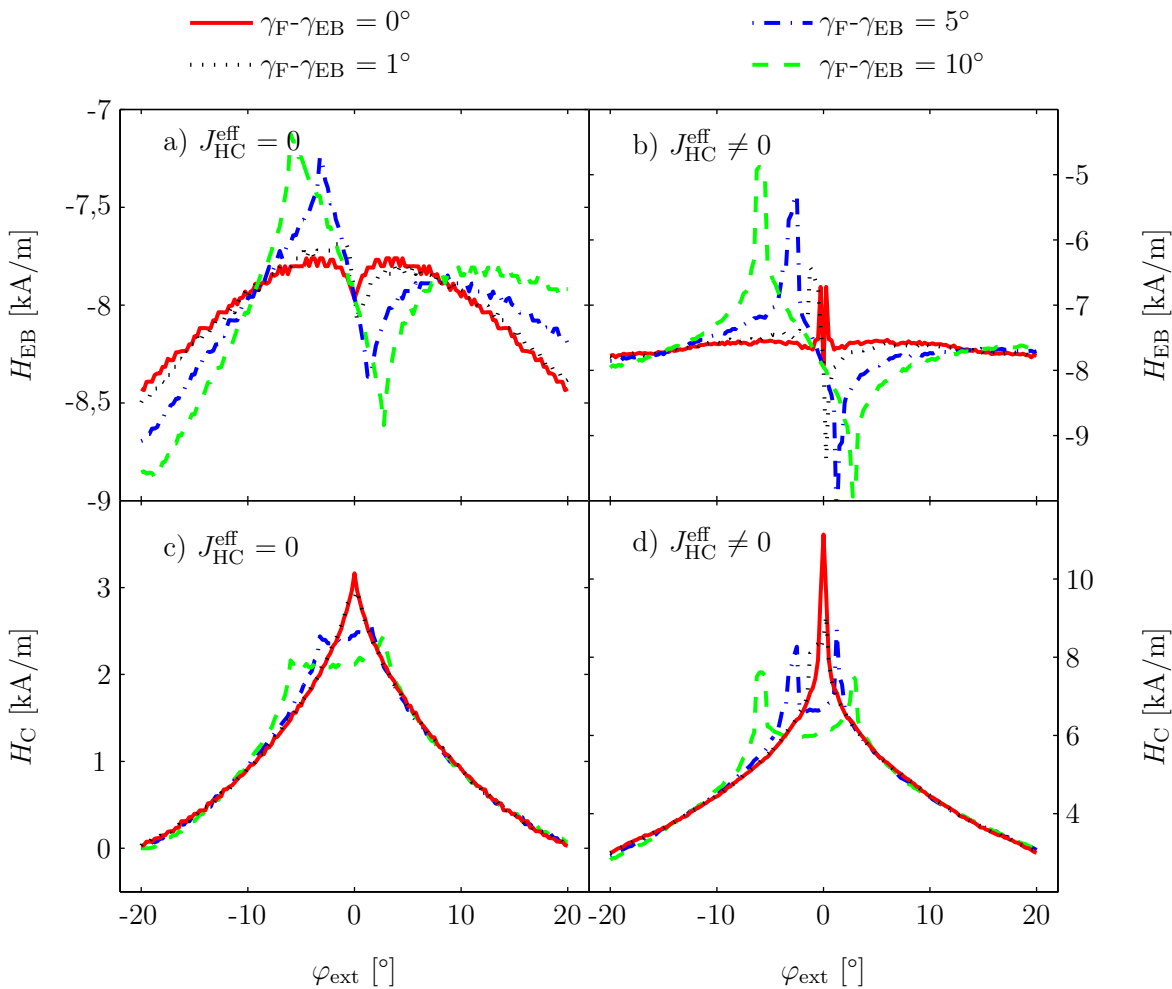


Abbildung 6.5: Mithilfe von Gleichung 6.1.5 berechnete Werte für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ (oben) und $H_C(\varphi_{ext})$ (unten) in Abhängigkeit der Nichtkollinearität von $\gamma_{EB} - \gamma_F$ für Systeme mit (rechts) und ohne (links) RA. Für die UAA wurde $\gamma_F = 0^\circ$ (rot/durchgezogen), $\gamma_F = 1^\circ$ (schwarz/gepunktet), $\gamma_F = 5^\circ$ (blau/strich-punktiert) und $\gamma_F = 10^\circ$ (grün/gestrichelt) und für die UAD $\gamma_F = 0^\circ$ gewählt. Für den Fall mit RA wurde $J_{HC}^{eff} = 2000 \text{ J/m}^3$ gewählt. Die weiteren verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 6.1 zu finden.

Bereich ist $H_{EB}(\varphi_{ext})$ dafür deutlich sensitiver auf kleine Unterschiede zwischen γ_{EB} und γ_F , da hier bereits ein Unterschied von einem Grad zu einer merklichen Variation der Kurvenform führt.

Im Fall von $H_C(\varphi_{ext})$ bildet sich für Systeme ohne RA ein Plateaubereich, in welchem H_C näherungsweise konstant bleibt. Die Breite dieses Plateaus entspricht in etwa dem Versatz der beiden Anisotropien, wobei H_C an den Rändern des Plateaubereichs etwas größer ist. Bei Berücksichtigung der RA ist keine große Veränderung der Phänomenologie zu erkennen. Neben der typischen gekrümmten Kurvenform ist jedoch zu beobachten, dass die Spitzen an den Rändern des Plateaubereichs deut-

lich stärker ausgeprägt sind. Außerdem ist der Maximalwert von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ bereits bei einem kleinen Versatz zwischen den Richtungen von UDA und UAA deutlich reduziert.

6.2.5 Zusammenfassung der Parametervariation

Die in diesem Kapitel durchgeführten Berechnungen deuten an, dass durch Berücksichtigung der hier eingeführten RA eine große Bandbreite an Phänomenen erklärt werden kann, welche ohne den zusätzlichen Energieterm nicht erklärt werden könnten. An dieser Stelle ist zu allererst das von null verschiedene Koerzitivfeld zu nennen, welches sich bei Hysteresemessungen entlang der schweren Achsen des Systems ergibt. Aber auch bei der Erklärung der Krümmung von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ liefert die RA Antworten. So ist es leicht vorstellbar, dass bei einer entsprechenden Verteilung an Relaxationszeiten und demzufolge einem ganzen Satz an einzelnen RAs, eine beliebige Krümmung von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ modelliert werden könnte. Kritisch ist hingegen der starke Abfall des Maximums von H_C bei einer nur kleinen Differenz zwischen γ_{EB} und γ_{F} zu betrachten. Im Experiment ist die Richtung der unidirektionalen Anisotropie nicht vollkommen starr, sondern kann in Abhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropie des AF im Bereich weniger Grad rotieren (vgl. Kap. 2.3.2). Bei einem kleinen Versatz kann dann bei Messungen mit $\varphi_{\text{ext}} \approx \gamma_{\text{EB}} \approx \gamma_{\text{F}}$ eine Reorientierung von γ_{EB} entsprechend der Richtung von γ_{F} stattfinden. Es ist daher unwahrscheinlich, dass ein kleiner Versatz der Anisotropierichtungen mit einer derart deutlichen Reduktion von H_C einhergehen würde.

6.3 Experimentelle Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$

Zur Verifizierung des entwickelten Modells wurde eine experimentelle Charakterisierung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ vorgenommen. Dazu wurde ein EB-System mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}}$ als F und $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}$ als AF gewählt. Da die mittlere Korngröße im AF mit der AF-Schichtdicke korreliert [OFOVF10], sind bei der gewählten Schichtdicke ein großer Anteil von AF-Körnern der Kategorien 3 und 4 und damit eine hohe thermische Stabilität zu erwarten. So können thermische Aktivierungsprozesse minimiert werden, welche bei der großen Anzahl von Hysterese bei V-MOKE Messungen eine Verfälschung der Ergebnisse bewirken könnten. Auch der F wurde mit 15 nm im Vergleich zu anderen EB-Systemen relativ dick gewählt [NS99, OFOVF10], um Hysterese mit hoher Sensitivität und ohne Mittlung mehrerer Messzyklen auf-

nehmen zu können. Um die Sensitivität der MOKE Messungen weiter zu verstärken wurde als Oxidationsschutz eine 20 nm dicke Si-Schicht verwendet (vgl. Kap. 5). Als Substrat wurde ein Si-Wafer mit $\langle 100 \rangle$ Texturierung gewählt, auf den zunächst eine 50 nm Cu-Schicht aufgetragen wurde, um die für den EB-Effekt notwendige $\langle 111 \rangle$ Texturierung im $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$ zu erzeugen [AHM00, AXBS09]. Details zu den Herstellungsparametern des Schichtsystems sind in Tabelle 8.5 zu finden. Die so erhaltenen Proben wurden zur Initialisierung des EB-Effekts einem Feldkühlprozess mit $T_{\text{set}} = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ und $\tau_{\text{set}} = 90 \text{ min}$ ausgesetzt (vgl. Kap. 3.2).

Unter Verwendung des V-MOKE Aufbaus (vgl. Kap. 4.8) wurden Hysteresekurven im magnetischen Feldbereich von -80 bis 80 kA/m mit einer Auflösung von 300 Schritten pro Hystereseeast in Abhängigkeit des Drehwinkels der Probe mit p -polarisiertem Licht aufgenommen. Für den Drehwinkel wurde ein Winkelbereich von 450° mit einer Auflösung von 1° gewählt, sodass eine hochauflösende Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ möglich ist. Indem der Messbereich von 0 bis 90° mit dem Messbereich von 360 bis 450° verglichen wird, ist nachvollziehbar, ob $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ durch den Trainingseffekt verfälscht werden. Für die betrachteten Systeme konnte dabei kein nennenswerter Unterschied zwischen den Hysteresekurven der beiden Messbereiche festgestellt werden. Während in den Simulationen des vorherigen Kapitels eine Variation von φ_{ext} stattfand, wurde im Experiment die Probe selbst rotiert und die Richtung des externen Magnetfelds parallel zur Einfallsebene des Lichts gewählt. So ist eine direkte Bestimmung der entlang der Feldachse definierten Größen H_{EB} und H_{C} möglich. Würde stattdessen die Richtung des externen Magnetfelds variiert, so wäre zur Bestimmung von H_{EB} und H_{C} eine aufwendige Rekonstruktion des feldabhängigen Magnetisierungsvektors durch Betrachtung der longitudinalen und transversalen Kerr-Signale notwendig. Auch bei Rotation der Probe sind die gewählten Definitionen für die richtungsbeschreibenden Größen weiter gültig, wenn der sich drehende Probenhalter als Koordinatensystem gewählt wird. Hier ist zu beachten, dass γ_{EB} und γ_{F} im Experiment auch von der Positionierung der Probe im Probenhalter abhängig sind.

Die Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ ist aus dem longitudinalen Kerr-Signal möglich, auf welches Detektor 3 des V-MOKE entsprechend Gleichung 4.4.5 sensitiv ist. Die erhaltene Intensität ist jedoch durch die Abhängigkeit von r_{pp} , bzw. A_{R} auch auf den transversalen MOKE sensitiv, sodass die Hysterese verfälscht wird, wenn zeitgleich transversale und longitudinale Magnetisierungskomponenten vorliegen (vgl. Abb. 6.6).

Transversale Magnetisierungskomponenten liegen typischerweise während des Umagnetisierungsprozesses vor, wenn das System nicht entsprechend der longitudi-

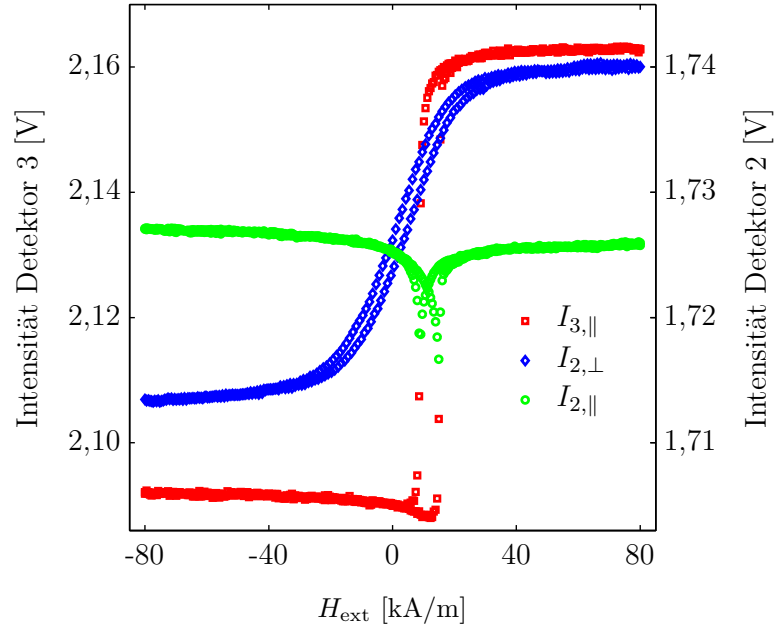


Abbildung 6.6: Mittels V-MOKE bestimmte Hysterese-messungen des Schichtsystems $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$ bei einem Drehwinkel der Probe von 10° . Dargestellt ist die Intensität des Lichts in Form der gemessenen Spannung (vgl. Abb. 4.6) an den Detektoren 2 ($I_{2,\parallel}$; grüne Kreise) und 3 ($I_{3,\parallel}$; rote Vierecke) bei externer Magnetfeldrichtung parallel zur Einfallsebene des Lichts und die an Detektor 2 bestimmte Intensität bei externer Magnetfeldrichtung senkrecht zur Einfallsebene des Lichts ($I_{2,\perp}$; blaue Diamanten).

nalen Magnetfeldorientierung gesättigt ist. In $I_{3,\parallel}$ aus Abb. 6.6 wird das durch die Minima bei etwa $H_{\text{ext}} = 10$ kA/m deutlich, welche beim gleichen Feldwert auftreten wie die Minima von $I_{2,\parallel}$. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass der Magnetisierungsvektor zumindest teilweise kohärent rotiert und während des Ummagnetisierungsprozesses senkrecht zur Feldachse steht. Der longitudinale Magnetisierungsanteil M_{long} lässt sich aus $I_{3,\parallel}$ extrahieren, indem $I_{2,\parallel}$ entsprechend Gleichung 4.4.5 abgezogen wird. Die notwendige Normierung der Intensitätskurven erfolgt dabei über die mittleren Intensitäten der beiden Detektoren im magnetischen Sättigungsbereich bei $|H_{\text{ext}}| > 75$ kA/m. Es gilt

$$M_{\text{long}}/M_{\text{sat}} = \frac{\left(I_{3,\parallel} - \frac{L_{\text{max}} + L_{\text{min}}}{2}\right)}{\frac{L_{\text{max}} - L_{\text{min}}}{2}} \frac{1}{\sqrt{\frac{I_{2,\parallel}}{T}}} - \left(\frac{I_{2,\parallel}}{T} - 1\right)$$

$$\text{mit: } L_{\text{min}} = \bar{I}_{3,\parallel}(H_{\text{ext}} < -75 \text{ kA/m}), \quad (6.3.1)$$

$$L_{\text{max}} = \bar{I}_{3,\parallel}(H_{\text{ext}} > 75 \text{ kA/m}),$$

$$T = \bar{I}_{2,\parallel}(|H_{\text{ext}}| > 75 \text{ kA/m}).$$

Durch die Normierung auf die Sättigungsmagnetisierung ergibt sich $M_{\text{long}}/M_{\text{sat}}$ im relativen Wertebereich von -1 bis 1 (vgl. Abb. 6.7), woraus sich H_{EB} und H_{C} einfach bestimmen lässt. Für eine erhöhte Genauigkeit der Feldwerte wurde analog zu Kapitel 5 ein Fit mittels Arkustangensfunktion durchgeführt. Die Unsicherheit für H_{EB} und H_{C} lässt sich so auf etwa 20 % des Abstands der Feldwertmesspunkte reduzieren. Zusätzliche Informationen über den Ummagnetisierungsprozess lassen sich durch Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors gewinnen. Diese Information lässt sich nicht aus den Simulationen ableiten, da der Ummagnetisierungsprozess hier per Definition mittels kohärenter Rotation verläuft. Durch Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors während des Ummagnetisierungsprozesses lässt sich die Güte dieser Approximation abschätzen. Der dazu notwendige transversale Magnetisierungsanteil M_{trans} ergibt sich aus der reflektierten Intensität $I_{2,\parallel}$; für eine Berechnung von \vec{M}_{F} muss M_{trans} jedoch ebenfalls auf M_{sat} normiert werden. Dies lässt sich durch eine Hysterese-messung mit einem externen Magnetfeld senkrecht zur Einfallsebene des Lichts erreichen [Vav00, KBW11], bei der die Intensität $I_{2,\perp}$ von Detektor 2 des V-MOKE betrachtet wird. In dieser Konfiguration ist der transversale Magnetisierungsanteil gesättigt (vgl. Abb. 6.6), sodass sich ein Konversionsfaktor bestimmen lässt, mit dem eine Überführung von $I_{2,\parallel}$ nach M_{trans} möglich ist. Für $M_{\text{trans}}/M_{\text{sat}}$ ergibt sich

$$M_{\text{trans}}/M_{\text{sat}} = \frac{\left(I_{2,\parallel} - \frac{T_{\text{max}}+T_{\text{min}}}{2}\right)}{\frac{T_{\text{max}}-T_{\text{min}}}{2}} \quad (6.3.2)$$

mit: $T_{\text{min}} = \bar{I}_{2,\perp}(H_{\text{ext}} < -75 \text{ kA/m})$,

$T_{\text{max}} = \bar{I}_{2,\perp}(H_{\text{ext}} > 75 \text{ kA/m})$.

Aus M_{long} und M_{trans} kann nun der Betrag $|\vec{M}_{\text{F}}|$ und die Richtung β_{F} von \vec{M}_{F} für jeden externen Magnetfeldwert bestimmt werden. Es gilt

$$\begin{aligned} |\vec{M}_{\text{F}}|/M_{\text{sat}} &= \sqrt{\left(\frac{M_{\text{long}}}{M_{\text{sat}}}\right)^2 + \left(\frac{M_{\text{trans}}}{M_{\text{sat}}}\right)^2}, \\ \beta_{\text{F}} &= \text{atan2}(M_{\text{long}}, M_{\text{trans}}). \end{aligned} \quad (6.3.3)$$

Bei der Funktion `atan2` handelt es sich um eine MATLAB-Funktion, mit der sich der Richtungswinkel eines Vektors aus kartesischen Koordinaten bestimmen lässt. Sie verwendet Arkustangensfunktionen, deren Phasenverschiebungen von den Vorzeichen von M_{long} und M_{trans} abhängig sind [Mat16]. Einen Hinweis auf den Ummagnetisierungsprozess liefert die Betrachtung des Minimums der mittleren Proben-

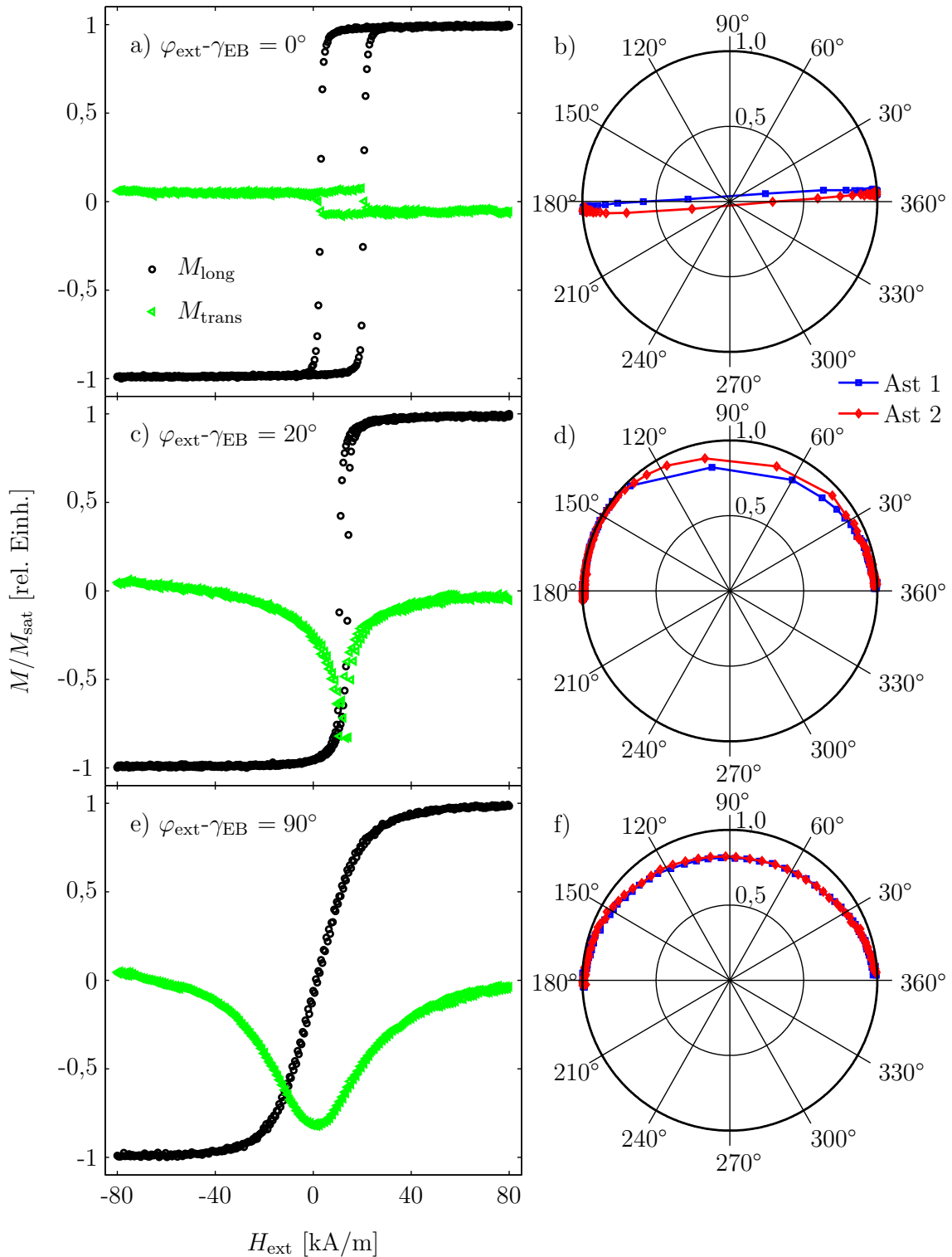


Abbildung 6.7: Rekonstruierter \vec{M}_{F} von Hysteresemessungen bei unterschiedlichen Drehwinkeln in unterschiedlichen Darstellungsformen. In a), c) und e) ist die Projektion von $\vec{M}_{\text{F}}/M_{\text{sat}}$ in die longitudinale und transversale Geometrie zu sehen, während in b), d) und f) eine Polarkoordinatendarstellung von $|\vec{M}_{\text{F}}|/M_{\text{sat}}$ in Abhängigkeit von β_{F} gegeben ist.

magnetisierung während einer Hystereseschleife $M_{\min}/M_{\text{sat}} = \min\left(\frac{|M(H_{\text{ext}})|}{M_{\text{sat}}}\right)$. Im Fall kohärenter Rotation ist dieser Wert immer eins, da die magnetischen Momente immer parallel zueinander ausgerichtet sind. Findet der Ummagnetisierungsprozess hingegen mittels Nukleation und/oder Domänenwandbewegung statt, so ist die makroskopische Magnetisierung durch die zueinander nicht parallel ausgerichteten Momente reduziert und M_{\min}/M_{sat} somit zwischenzeitlich deutlich kleiner als eins.

Die für das Beispielsystem $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{50\text{nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}}/\text{Si}^{20\text{nm}}$ erhaltenen Abhängigkeiten $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ zeigen, dass die experimentellen Daten eine ähnliche Charakteristik wie die berechneten Kurven aus Kapitel 6.2 zeigen (vgl. Abb. 6.8). Die Form von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ folgt in erster Näherung ebenfalls dem Verlauf einer Kosinusfunktion, wobei entsprechend der Positionierung der Probe eine Verschiebung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ entlang der Winkelachse vorliegt. Die von der UAA induzierten Maxima und Minima abseits des Symmetriezentrums sind ebenfalls zu finden (vgl. Abb. 6.2). Für $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ sind analog zu den Simulationen zwei Maxima für Messungen mit einem externem Magnetfeld parallel zu den leichten Achsen des Systems zu erkennen. Sowohl $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ als auch $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ zeigen in erster Näherung eine Spiegelsymmetrie bezüglich der leichten Achse, die in den Simulationen für $\gamma_{\text{EB}} = \gamma_{\text{F}}$ erhalten wurde. Die beobachtete kleine Abweichung der Symmetrie lässt den Schluss eines kleinen Versatzes zwischen den Richtungen von UAA und UDA zu. Ein solches Verhalten ist experimentell dann zu beobachten, wenn die Richtung der externen Magnetfelder bei der Schichtherstellung und dem Feldkühlprozess nicht exakt parallel zueinander ausgerichtet sind [JCP11, JCS09]. Der hier zu beobachtende Versatz in den Anisotropierichtungen ist jedoch im Bereich weniger Grad, wie der Vergleich mit den Simulation zeigt (vgl. Abb. 6.5), sodass $\gamma_{\text{EB}} \approx \gamma_{\text{F}}$ gilt. Die Kurvenstruktur von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ zeigt zwei Phänomene, welche durch die in dieser Arbeit eingeführte RA vorhergesagt werden. Dies ist zum einen ein nicht verschwindendes H_{C} für Messungen mit externem Magnetfeld senkrecht zur leichten Achse des Systems (vgl. Abb. 6.4) und zum anderen die gekrümmte Struktur von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ (vgl. Abb. 6.3).

Bei Betrachtung von M_{\min} zeigt sich, dass die Art des Ummagnetisierungsprozesses für das gewählte Beispielsystem von der Richtung des externen Magnetfelds abhängig ist (vgl. Abb. 6.8). Während M_{\min}/M_{sat} für Messungen abseits der leichten Achse des Systems zwischen 0,75 und 1 liegt und der Ummagnetisierungsprozess somit weitgehend mittels kohärenter Rotation erfolgt, ändert sich das Verhalten, wenn die Messungen im Winkelbereich der leichten Achse durchgeführt werden. Hier wird M_{\min} umso kleiner, je kleiner die Differenz $\varphi_{\text{ext}} - \gamma_{\text{EB}}$ ist, sodass das Ummagnetisierungsverhalten in diesem Winkelbereich vorrangig durch Nukleation und/oder

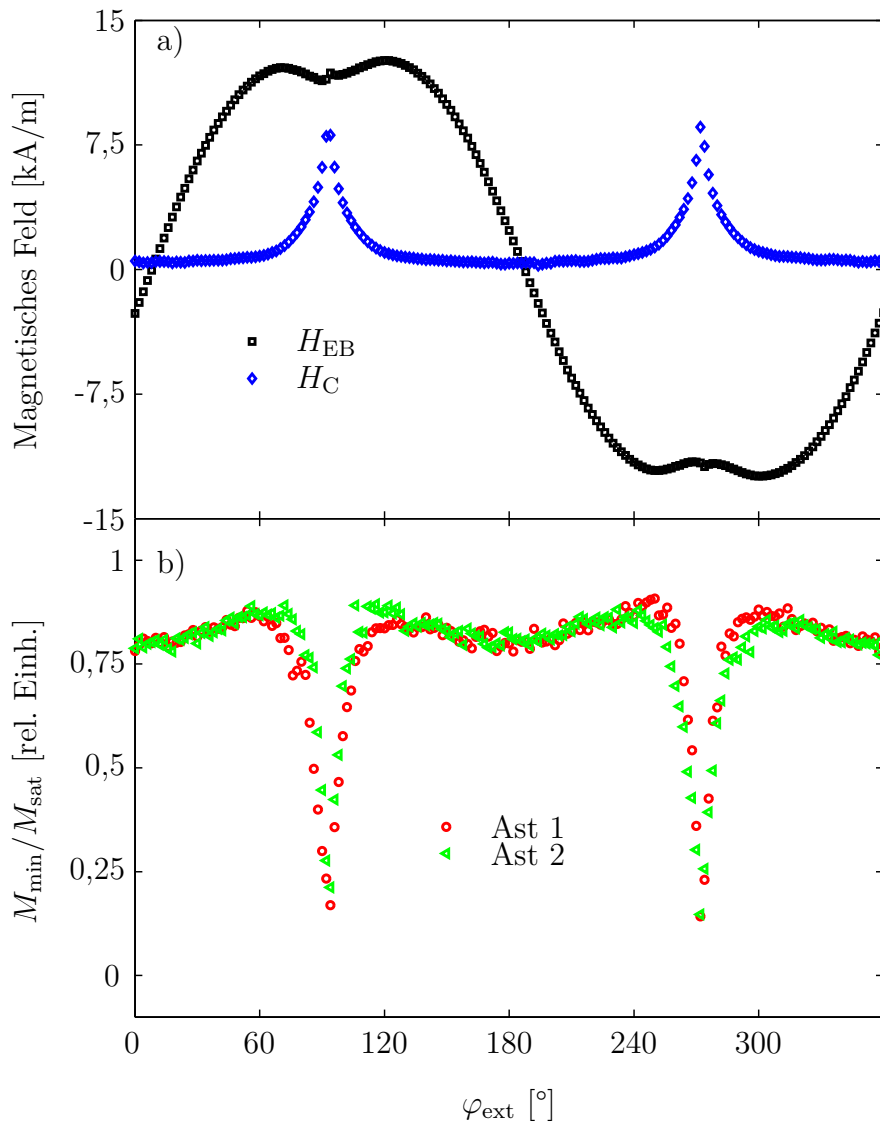


Abbildung 6.8: Ergebnisse der Auswertung des Schichtsystems $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$. a) H_{EB} und H_{C} in Abhängigkeit von φ_{ext} . b) Minimale Magnetisierung während des Ummagnetisierungsprozess $M_{\text{min}}/M_{\text{sat}}$ in Abhängigkeit von φ_{ext} für die beiden Äste der Hysterese.

Domänenwandbewegung definiert wird. Dies ist in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen am Materialsystem $\text{Ir}_{23}\text{Fe}_{77} / \text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ [MSM03], welches mit dem in dieser Arbeit verwendeten Schichtsystem vergleichbar ist.

Für eine quantitative Analyse sei der Winkelbereich $\Delta\varphi_{\text{nuk}}$, in welchem Nukleation und/oder Domänenwandbewegung relevante Ummagnetisierungsmechanismen sind, als der Winkelbereich gewählt, in welchem $M_{\text{min}}/M_{\text{sat}} < 0.75$ ist. So zeigt sich, dass $\Delta\varphi_{\text{nuk}}$ bei Messungen mit initialer Feldrichtung parallel zur leichten Richtung der UDA ($\gamma_{\text{EB}} \approx \varphi_{\text{ext}} \approx 270^\circ$) für den ersten Ast der Hysterese mit $\Delta\varphi_{\text{nuk},1} = 9^\circ$ kleiner ist als für den zweiten Ast der Hysterese mit $\Delta\varphi_{\text{nuk},2} = 14^\circ$. Ist die initiale

Feldkühlrichtung antiparallel zur leichten Richtung der UDA ($\varphi_{\text{ext}} \approx 90^\circ$), so ist das Verhalten invers. Dies lässt sich dadurch erklären, dass beim Ummagnetisierungsprozess während des zweiten Asts der Hysterese ein mehrdomäniger Zustand vorliegt. Innerhalb des polykristallinen Modells ergibt sich im ersten Hystereseast eine parallele Ausrichtung der Austauschanisotropie von AF-Körnern der Klassen 2 und 3, wenn die initiale Feldkühlrichtung parallel zu γ_{EB} ist. Für das in dieser Arbeit entwickelte Modell bedeutet dies eine parallele Ausrichtung der leichten Richtungen von RA und UDA. Nach dem Ummagnetisierungsprozess liegt stattdessen eine antiparallele Konfiguration von RA und UDA vor. Typischerweise bricht die magnetische Struktur eines F während eines Nukleationsmechanismus in Domänen auf, deren Durchmesser in etwa der Austauschlänge entspricht [AHP13]. Für $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ beträgt diese etwa 20 nm [VGG05]. Bei einem typischen Durchmesser der AF-Körner von 5 bis 10 nm [OFOVF10] wechselwirken die so entstehenden Domänen lediglich mit einer geringen Anzahl an AF-Körnern. Bei einer statistischen Verteilung der Körner unterschiedlicher Größe auf der Oberfläche variiert das Verhältnis der Körner unterschiedlicher Klassen und damit die effektive Anisotropie in diesem Bereich lokal. Dies ist bei $\varphi_{\text{ext}} \approx \gamma_{\text{EB}}$ insbesondere im zweiten Ast der Fall, bei der sich die Wechselwirkungsrichtung von UDA und RA und damit die Wechselwirkungsrichtung von Klasse 2 und 3 Körnern unterscheidet.

6.4 Einfluss der Magnetisierungshistorie auf $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$

Eine Schwierigkeit bei der Messung von Hysteresekurven von EB-Systemen ergibt sich durch den Trainingseffekt, durch welchen sich die Hystereseigenschaften mit fortschreitender Anzahl an Messungen verändern [Bin04, OFOVF10]. Die Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ durch fortlaufende Hysteresemessungen ist daher mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, welche sich aus der Magnetisierungshistorie der Probe ergibt [OFOVF10]. Insbesondere die Drehrichtung der Probe und die Messung der Hysterese mit transversalem Magnetfeld sollten einen großen Einfluss auf diese haben. Um zu ermitteln, wie groß diese Unsicherheit ist, wurde die Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ für das Beispielsystem $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$ unter Variation der Messprozedur durchgeführt (vgl. Abb. 6.9).

- A Standardfall: Variation von φ_{ext} von 0 bis 450° . Für jeden Drehwinkel wurde zunächst die Hysterese mit longitudinalem Magnetfeld und dann die Hysterese mit transversalem Magnetfeld aufgenommen, wobei die initiale Magnetfeldrich-

tung bei transversalem Magnetfeld $\varphi_{\text{ext}} = 90^\circ$ beträgt. Vor Beginn erfolgt der Durchlauf einer Demagnetisierungsschleife.

- B Wie der Standardfall, die initiale Magnetfeldrichtung bei transversalem Magnetfeld wurde jedoch zu $\varphi_{\text{ext}} = 270^\circ$ gewählt.
- C Für jeden Drehwinkel wurde zunächst nur die Hysterese mit Magnetfeld in longitudinaler Geometrie bestimmt. Nachfolgend wurde für jeden Drehwinkel die Hysterese mit Magnetfeld in transversaler Geometrie ermittelt.
- D Wie Fall C, allerdings erfolgte die Variation von φ_{ext} in umgekehrter Drehrichtung von 450 bis 0° .

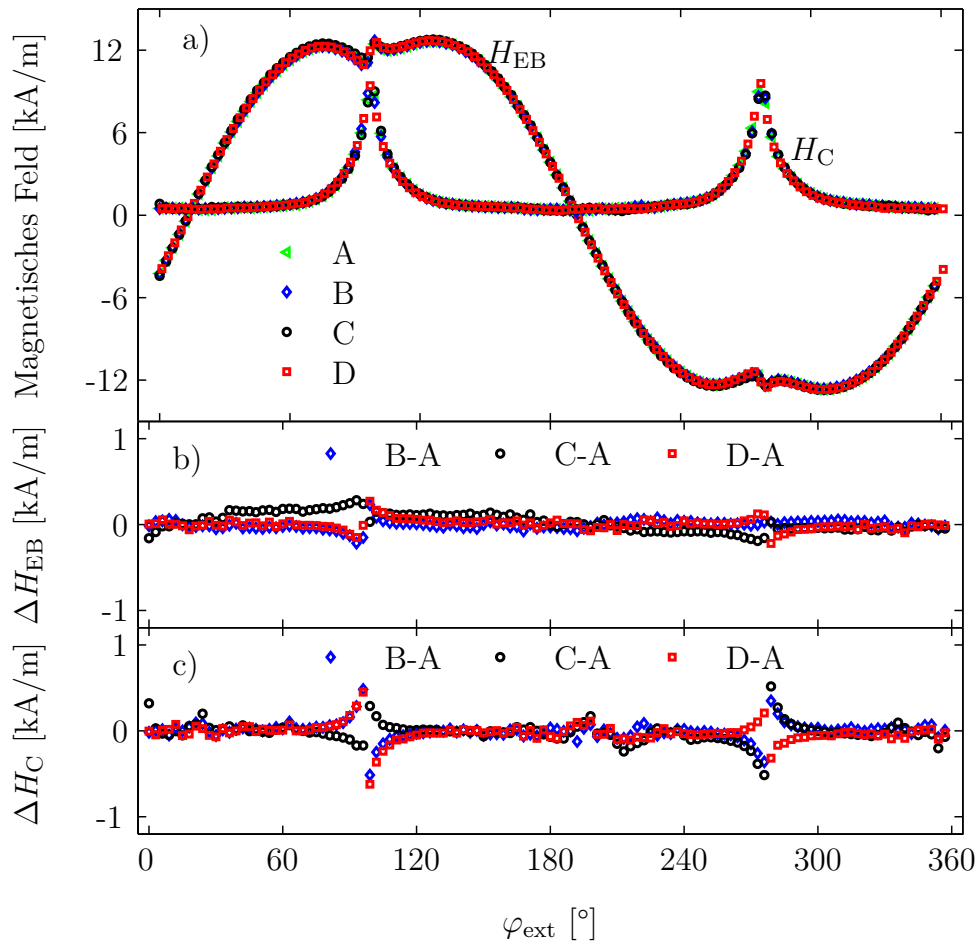


Abbildung 6.9: a) Bestimmung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ für verschiedene Messprozeduren für das Beispielsystem $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$.

Abweichung von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ vom Standardfall A für die Messprozeduren B-D.

Abweichung von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ vom Standardfall A für die Messprozeduren B-D.

Es zeigt sich, dass die generelle Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ kaum von den variierten Parametern der Messprozedur abhängt. Für H_{EB} ist die Abweichung zwischen den verschiedenen Messvarianten in der Regel kleiner als 0,3 kA/m, was einer Abweichung von unter 5 % entspricht, und für H_{C} ergeben sich im Mittel noch kleinere Abweichungen. Lediglich im Bereich der maximalen Koerzitivität sind die Abweichungen mit $\Delta H_{\text{C}} = 0,5$ kA/m etwas größer. Diese müssen jedoch nicht zwangsläufig aus dem Trainingseffekt stammen, sondern können auch durch einen Schlupf in der Drehmotorsteuerung entstehen. Das mittlere Abstandsquadrat als Qualitätsfaktor für die Abweichung ergibt sich in allen Fällen zu etwa $0,1$ (kA/m)². Demzufolge hat die magnetische Historie kaum einen Einfluss auf die Kurvenform von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ und der Trainingseffekte kann zumindest für das hier gewählte Schichtsystem vernachlässigt werden.

6.5 Quantitative Bestimmung von Materialparametern

Bereits in Abschnitt 6.3 konnte gezeigt werden, dass das in dieser Arbeit entwickelte Modell zur Beschreibung winkelabhängiger Hysteresen eine qualitative Übereinstimmung mit experimentellen Daten zeigt. Im Folgenden soll auch eine quantitative Übereinstimmung erreicht werden, indem solange eine Anpassung der Materialparameter stattfindet, bis eine optimale Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment vorliegt. Für die Berechnungen sind insgesamt acht Materialparameter entscheidend (M_{sat} , t_{F} , K_{F} , γ_{F} , $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$, γ_{EB} , $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ und τ_{K2}), wobei ohne Vorkenntnisse des Systems keine zweifelsfreie Unterscheidung der einzelnen Parameter möglich ist, da diese nicht alle linear unabhängig voneinander sind. Insbesondere M_{sat} hat einen großen Einfluss, da sie als Proportionalitätsfaktor der Zeeman-Energie die Stärke der Anisotropien mit den Feldwerten H_{EB} und H_{C} verknüpft. Des Weiteren kann nicht zwischen t_{F} und den Verhältnissen $K_{\text{F}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ und $K_{\text{F}}/J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ unterschieden werden. Bei Vorkenntnis von t_{F} und M_{sat} sind jedoch die weiteren Variablen linear unabhängig und eine zweifelsfreie Unterscheidung der Parameter ist zumindest in der Theorie möglich. Während t_{F} bei der Schichtherstellung festgelegt wurde, ist M_{sat} für das Schichtsystem Ir₁₇Mn₈₃/Co₇₀Fe₃₀ an anderer Stelle bestimmt worden [Huc16].

Zur Bestimmung der Materialparameter wurde ein iterativer Algorithmus auf Basis

der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate gewählt. Der Qualitätsfaktor Q_F ergibt sich dabei zu

$$Q_F = \frac{\sum_{\varphi_{\text{ext}}=0^\circ}^{450^\circ} [H_{\text{EB,exp}}(\varphi_{\text{ext}}) - H_{\text{EB,sim}}(\varphi_{\text{ext}})]^2}{2 \cdot n(\varphi_{\text{ext}})} + \frac{\sum_{\varphi_{\text{ext}}=0^\circ}^{450^\circ} [H_{\text{C,exp}}(\varphi_{\text{ext}}) - H_{\text{C,sim}}(\varphi_{\text{ext}})]^2}{2 \cdot n(\varphi_{\text{ext}})}, \quad (6.5.1)$$

wobei $n(\varphi_{\text{ext}})$ die Hysteresenanzahl angibt und die Variablen mit den Indizes EXP und SIM den erhaltenen Feldwerten aus Experiment und Simulation entsprechen. Da es sich bei der Optimierung von Q_F um ein nichtlineares Problem handelt, wäre die Verwendung eines genetischen Algorithmus eine erfolgsversprechende Variante [Mit98]. Weil die Berechnung einer einzelnen Funktion $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$, beziehungsweise $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ äußerst rechenintensiv ist, wurde stattdessen ein *Trust Region* Algorithmus verwendet [CGT00]. Bei dieser Methode wird das Problem linear approximiert, sodass das Minimum durch differentielle Betrachtung in nur wenigen Iterationsschritten erhalten wird. Nachteil dieser Methode ist, dass lokale Lösungen gefunden werden, bei denen es sich nicht um das globale Optimum handeln muss [CGT00]. Um dieses Problem auszugleichen, wurden die obigen Materialparameter nicht alle direkt als Fitkonstanten verwendet, sondern an manchen Stellen durch Hilfskonstrukte ersetzt, sodass die Funktion in erster Näherung quasilinear ist. So wurden nur $\tau_{\text{K}2}$ und $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ direkt als Fitkonstanten c_1 und c_2 verwendet, während γ_{F} und γ_{EB} über $c_5 = (\gamma_{\text{F}} + \gamma_{\text{EB}})/2$ und $c_6 = \gamma_{\text{F}} - \gamma_{\text{EB}}$ abgebildet wurden. Zur Beschreibung der die Koerzitivität vermittelnden Größen K_{F} und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ wurden die Fitkonstanten so gewählt, dass $c_3 = K_{\text{F}}/t_{\text{F}} + 2J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ eine zum maximalen Koerzitivfeld proportionale Größe darstellt und sich der Anteil von K_{F} und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ an dieser Größe über $c_4 = \frac{2J_{\text{HC}}^{\text{eff}}}{K_{\text{F}}/t_{\text{F}} + 2J_{\text{HC}}^{\text{eff}}}$ ergibt.

Mithilfe dieser Prozedur wurde eine Anpassung des Modells an die experimentellen Funktionen $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ des Schichtsystems $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{50\text{nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}}/\text{Si}^{20\text{nm}}$ durchgeführt (vgl. Abb. 6.10). Neben den mittels V-MOKE ermittelten Kurven für $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ wurde das Modell an einen zweiten experimentellen Datensatz angepasst, der mit einem V-MOKE der Universität Bielefeld in Kooperation mit Markus Meyl und der Gruppe von Dr. Timo Kuschel erfasst wurde. Ein großer Unterschied zwischen den beiden experimentell erhaltenen Datensätzen ist, dass die Messgeschwindigkeit des V-MOKE der Universität Bielefeld in etwa um den Faktor 3 langsamer ist (Kassel: $\tau_{\text{Hys}} = 82$ s, Bielefeld: $\tau_{\text{Hys}} = 261$ s), sodass der Einfluss der Messgeschwindigkeit auf die Modellierungs-

größen sichtbar wird. Für die Parameteranpassung wurden zwei unterschiedliche Vorgehensweisen gewählt. In der ersten Variante wurde das System bezüglich aller 6 Parameter optimiert, während im zweiten Fall γ_{EB} und γ_F entsprechend des Magnetfeldwinkels mit maximalem H_C bei negativem H_{EB} gewählt wurde, sodass sich die Anzahl möglicher Freiheitsgrade auf $N_C = 4$ reduziert.

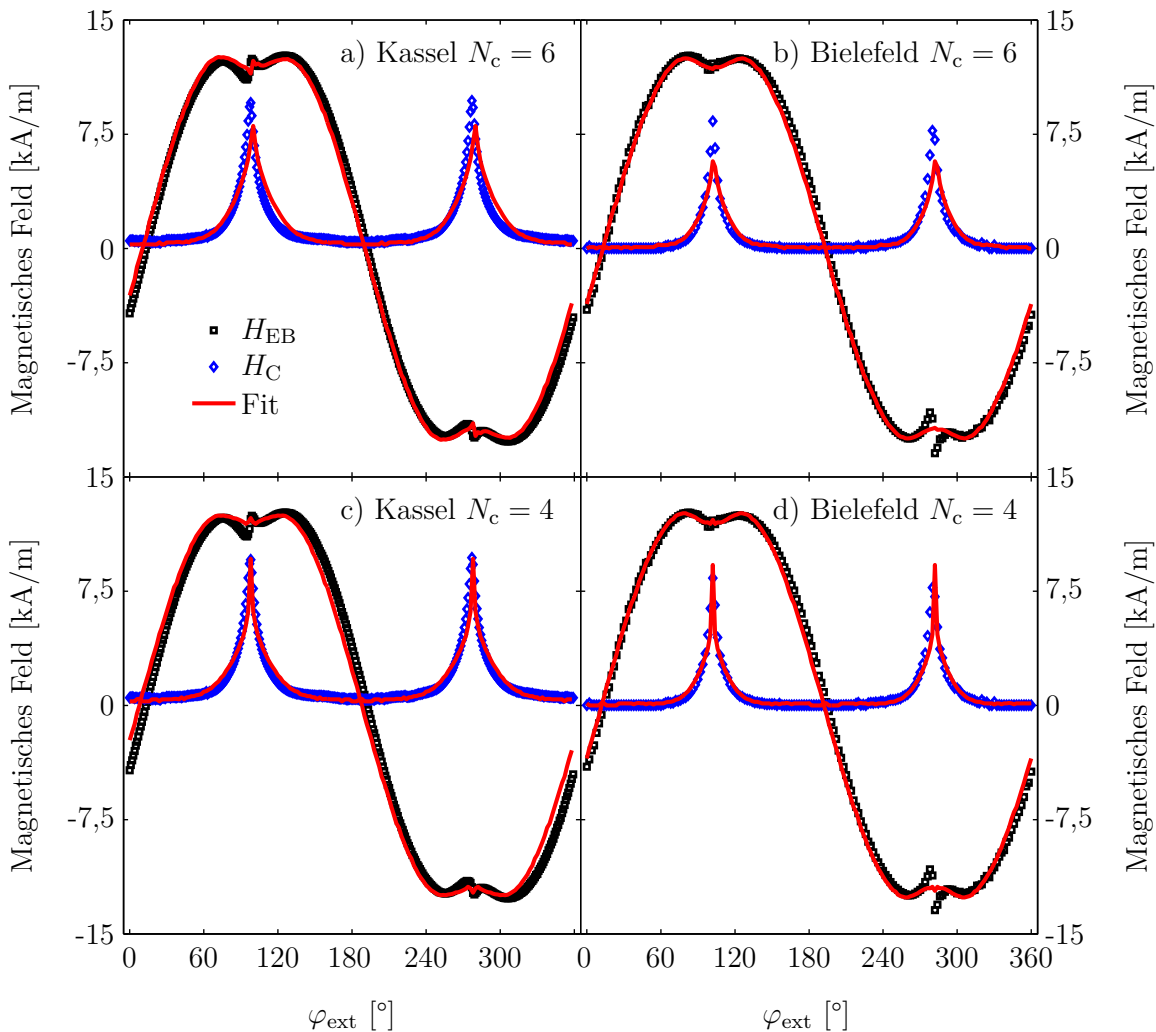


Abbildung 6.10: Durch die Methode der kleinsten Quadrate erhaltene simulierte Abhängigkeiten für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ und $H_C(\varphi_{ext})$ (Linien) im Vergleich zu mittels Kerr-Magnetometrie erhaltenen experimentellen Daten. Die experimentellen Daten wurden an den Universitäten Kassel (a,c) und Bielefeld (b,d) mit $\tau_{Hys} = 82$ s und $\tau_{Hys} = 261$ s aufgenommen. Die Parameteranpassung erfolgte mit 6 (a,b) und mit 4 (c,d) Freiheitsgraden N_C . Die durch die Optimierung erhaltenen Materialkonstanten sind in Tabelle 6.2 zu finden.

Bei der Optimierung mit $N_C = 6$ fällt auf, dass für beide Datensätze ein Versatz zwischen den leichten Richtungen von UAA und UDA vorliegt. Dieser ist jeweils $< 2^\circ$ und lässt sich durch eine ungenaue Positionierung der Probe während des Feld-

kühlvorgangs erklären. Die anderen erhaltenen Parameter der beiden Probensätze weichen bei dieser Optimierungsmethode um bis zu 20 % voneinander ab. Eine besonders gute Übereinstimmung gibt es für $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$, welches sich auch für andere Proben mit sehr hoher Genauigkeit bestimmen ließ. Bei genauerer Betrachtung der Kurven von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ lässt sich feststellen, dass das Maximum von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ im Fit bei größeren Winkeln zu finden ist. Ein solches Verhalten ließ sich für alle beobachteten Schichtsysteme zeigen und liegt daran, dass $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ nicht spiegelsymmetrisch bezüglich der leichten Achse des Systems ist. Die Abweichung der Symmetrie ist dabei so groß, dass sie nicht allein über den Versatz zwischen γ_{EB} und γ_{F} erklärt werden kann. Auch der Trainingseffekt kann nicht die Ursache für die Diskrepanz sein, da der Effekt unabhängig von der Drehrichtung der Probe auftritt. Es ist möglich, dass diese Abweichung durch die im Modell vernachlässigte magnetokristalline Anisotropie auftritt.

Es lässt sich weiterhin beobachten, dass das Maximum von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ des Experiments nicht durch die Parameteranpassung reproduziert werden kann. Dies lässt sich durch den Versatz zwischen γ_{EB} und γ_{F} erklären und wurde hinreichend in Kapitel 6.2 diskutiert. Auffällig ist, dass $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ für die Messungen mit kürzerer Messdauer ein deutlich größeres Koerzitivfeld bei Messungen mit externem Magnetfeld senkrecht zur leichten Richtung des Systems besitzt ($\varphi_{\text{ext}} = 180^\circ$). Entsprechend den numerischen Simulationen aus Kapitel 6.2 spricht dies für eine größere relative Relaxationszeit $\tau_{\text{K2}}/\tau_{\text{Hys}}$ der thermisch instabilen AF-Körner. Bei Normierung der in den Simulationen erhaltenen relativen Relaxationszeiten auf zugehörige τ_{Hys} ergeben sich für beide Varianten sehr ähnliche τ_{K2} . Dies spricht für die Robustheit des Modells, da so selbst die Effekte unterschiedlicher Messbedingungen berücksichtigt werden können.

Für die Optimierung mit nur 4 Freiheitsgraden ergeben sich deutlich kleinere relative Abweichungen zwischen den beiden Datensätzen. Dies gilt insbesondere für K_{F} und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$, bei denen die Abweichungen von etwa 20 % auf unter 10 % reduziert wurden. Q_{F} ist bei dieser Methode zwar größer, da der Versatz zwischen γ_{EB} und γ_{F} nicht berücksichtigt werden kann, dafür müssen weniger Freiheitsgrade optimiert werden. Dies ist prinzipiell von Vorteil, da der Optimierungsvorgang so beschleunigt wird. Außerdem wird die Wahrscheinlichkeit reduziert, dass ein eventuell fehlerhaft gewählter Parameter während des Optimierungsvorgangs fälschlicherweise durch andere Parameter kompensiert wird. Durch diesen Vorgang sind zwar prinzipiell systematische Fehler möglich, diese gelten jedoch für alle Materialparameterbestimmungen gleichermaßen. Diese Methode eignet sich daher ideal für Parameterstudien, bei welchen die Materialparameter in Abhängigkeit von äußeren Einflüssen untersucht werden sollen.

Tabelle 6.2: Durch die Methode der kleinsten Quadrate erhaltene Materialkonstanten des Schichtsystems $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{50\text{nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}}/\text{Si}^{20\text{nm}}$ in Abhängigkeit der Anzahl an Freiheitsgraden N_c für unterschiedliche Messgeschwindigkeiten.

Parameter	$\tau_{\text{Hys}} = 82 \text{ s}$ (Kassel)		$\tau_{\text{Hys}} = 261 \text{ s}$ (Bielefeld)	
	$N_c = 6$	$N_c = 4$	$N_c = 6$	$N_c = 4$
M_{sat} [kA/m] [Huc16]	1230	1230	1230	1230
t_{F} [nm]	15	15	15	15
K_{F} [J/m ³]	3800	3500	3200	3400
$J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ [mJ/m ²]	0,285	0,285	0,282	0,283
$J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ [mJ/m ²]	0,16	0,12	0,20	0,11
τ_{K2} [s]	0,4	0,5	0,3	0,4
$\gamma_{\text{EB}}-\gamma_{\text{F}}$ [°]	1,5	0	0,2	0
Q_{F} [(kA/m) ²]	0,4	0,5	0,2	0,2

Über den Einfluss der Messgeschwindigkeit auf die erhaltenen Materialparameter lassen sich auf Basis der hier bestimmten Daten nur wenige Aussagen treffen. Generell sind die für K_{F} und $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ erhaltenen Größen innerhalb des für EB-Systeme üblichen Wertebereichs [NS99, HG12], jedoch lassen sich Literaturdaten aufgrund der unterschiedlichen zur Bestimmung der Werte verwendeten Modelle nur schwer vergleichen. Für K_{F} und $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ zeigt sich jeweils ein kleiner Trend zu niedrigeren Werten (etwa 10 % Reduktion für K_{F} und 1 % für $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$), wenn τ_{Hys} erhöht wird, auch wenn sich dies unter Berücksichtigung der Unsicherheiten nicht mit absoluter Sicherheit sagen lässt. Von theoretischer Seite sind diese kleinen Trends zu erwarten, da sich die Grenze zwischen AF-Körnern der Klassen 2 und 3 für langsamere Messungen zu größeren Volumina verschiebt. Ein Teil der AF-Körner ist daher bei großen τ_{Hys} der Klasse 2 zugeordnet, während die Körner bei kleinen τ_{Hys} Klasse 3 angehören. Da die Relaxationszeiten der Körner jedoch über mehrere Größenordnungen verteilt sind, ist für den hier verwendeten Faktor von 3 sowieso nur ein sehr kleiner Effekt zu erwarten. Ähnliches gilt für K_{F} , für welche es vorstellbar ist, dass einzelne F-Körner die durch die uniaxiale Anisotropie erzeugte Energiebarriere überwinden können, wenn die Hysterese langsamer gemessen wird. Die dann erhaltene effektive Anisotropie wird in diesem Fall kleiner. Für $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ und τ_{K2} ist die Betrachtung komplexer. Zum einen sollten $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ und τ_{K2} größer werden, wenn AF-Körner, die vormals zur UDA beigetragen haben, bei längeren τ_{Hys} thermisch instabil werden. Zum anderen wird im Gegenzug der Anteil superparamagnetischer Körner erhöht, da der Beobachtungszeitraum größer wird und so mehr AF-Körner zu Klasse 1 zugehörig

sind. Bei den Unsicherheiten in der Bestimmung von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ und $\tau_{\text{K}2}$, welche sich aus der gewählten Optimierungsmethode ergeben, ist eine solch präzise Analyse jedoch nicht möglich.

6.6 Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf die Materialparameter von EB-Systemen

Im Folgenden soll der Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf die Materialeigenschaften quantitativ untersucht werden. Dazu wurden Schichtsysteme des Typs $\text{Si}<100>/\text{Cu}^{50\text{nm}}/\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}}/\text{Si}^{20\text{nm}}$ mittels Sputterdeposition hergestellt (vgl. Tabelle 8.5) und einem Feldkühlprozess unterzogen. Danach wurden die Proben mit He-Ionen der Energie 10 keV beschossen (vgl. Kap. 3.3), wobei analog zu vorherigen Untersuchungen Ionendosen D im Bereich von $5 \cdot 10^{13}$ bis 10^{16} Ionen/cm² gewählt wurden [ESW11]. Die Proben wurden während der Prozedur einem sättigenden Magnetfeld ausgesetzt, welches in zwei Messreihen entweder parallel oder antiparallel zur Richtung des externen Magnetfelds während des Feldkühlprozesses orientiert war. Danach wurden unter Verwendung des V-MOKE Hysteresemessungen mit Variation des Drehwinkels der Probe durchgeführt (vgl. Kap. 6.3) aus denen $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ bestimmt wurden (vgl. Abb. 6.11). Zwischen dem Ionenbeschuss und den Hysteresemessungen wurde eine genügend lange Zeit gewartet, um thermische Drifteffekte im EB-System zu berücksichtigen [ESW11].

In Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Literatur findet durch den Ionenbeschuss eine Modifikation der Materialparameter statt, was sich durch die deutliche Veränderung der Kurvenformen von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ darstellt. Für die Amplitude von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ ergibt sich in antiparalleler Konfiguration der typische Verlauf [ESW11], bei welchem der Betrag von H_{EB} zunächst reduziert wird ($D = 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$), dann ein Vorzeichenwechsel für H_{EB} stattfindet ($D = 10^{15} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$) und für größere Ionendosen eine erneute Reduktion von H_{EB} beobachtet wird ($D = 10^{16} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$). Bei Betrachtung der gesamten Kurve von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ lässt sich feststellen, dass nicht nur die Amplitude von H_{EB} verändert wird, sondern auch die Kurvenform im Allgemeinen variiert wird. Für größere Ionendosen nähert sich die Form von $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ einer Kosinusfunktion an, was darauf hindeutet, dass die UAA im Vergleich zur UDA stärker reduziert wird. Dies wird auch bei der Betrachtung von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ deutlich. Hier ist für größere Ionendosen eine deutliche Reduktion des Koerzitivfelds messbar. Dies gilt nicht nur für das Maximum von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$, sondern auch für das Minimum von $H_{\text{C}}(\varphi_{\text{ext}})$ bei Messungen mit magnetischer Feldrichtung entlang der schweren Ach-

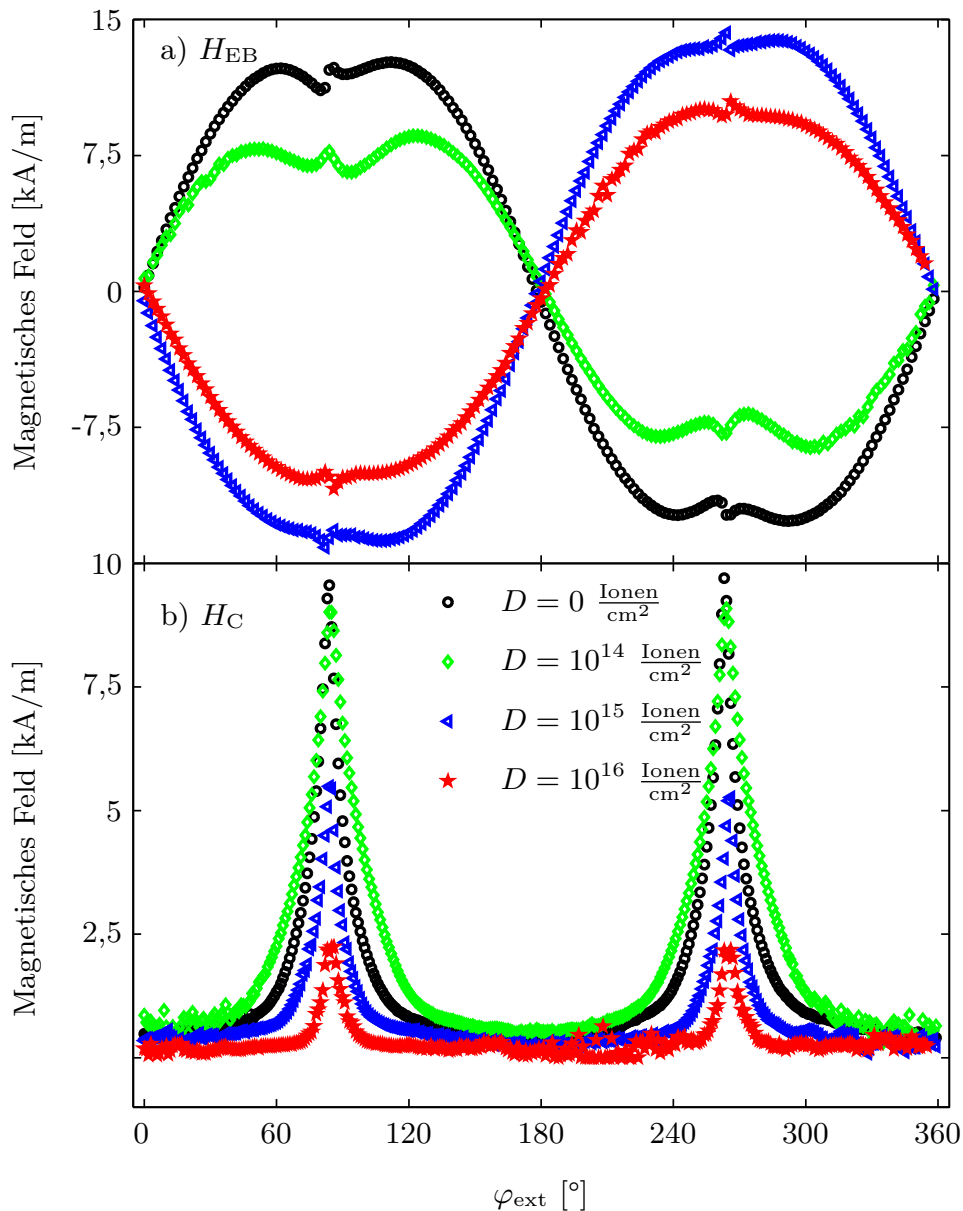


Abbildung 6.11: Mittels Kerr-Magnetometrie bestimmte Kurven $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ (a) und $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ (b) des Schichtsystems $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$ für verschiedene He-Ionendosen. Während des Ionenbeschusses wurden die Systeme einem sättigenden externen Magnetfeld mit zur Feldkühlrichtung antiparalleler Konfiguration ausgesetzt.

se des Systems. Eine Ausnahme bildet hier der Beschuss mit einer Ionendosis von $D = 10^{14} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$. In diesem Fall ist das maximale Koerzitivfeld zwar gegenüber dem unbeschossenen System reduziert, die Halbwertsbreite des Maximums von $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ ist jedoch deutlich erhöht und H_C bei Messungen mit Feldrichtung parallel zur schweren Achse des Systems ist größer.

Die Materialparameter des Schichtsystems wurden im Folgenden durch Anpassung

des Modells aus Kapitel 6.1 bestimmt. Dazu wurde eine Optimierung entsprechend der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate mit 4 Freiheitsgraden (vgl. Kap. 6.5) durchgeführt. Da M_{sat} durch den Ionenbeschuss ebenfalls modifiziert wird, aber nicht mittels Parameteranpassung bestimmt werden kann, wurde $M_{\text{sat}}(D) = (1230 - 5 \cdot 10^{-14} D \frac{\text{cm}^2}{\text{Ionen}})$ kA/m gewählt [Huc16]. Um eine Aussage über die Reproduzierbarkeit der Parameterbestimmung zu erhalten, wurde der Fit jeweils mittels dreier verschiedener Sätze an Startparametern durchgeführt. Der erste Satz Startparameter ergab sich durch manuelles Anpassen der Startparameter, sodass bereits vor dem Optimierungsvorgang eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell vorlag. Für die anderen beiden Varianten wurden die Startparameter um 50 % erhöht, beziehungsweise um 50 % reduziert, sodass der Startpunkt der Optimierung sehr weit vom erwarteten Idealfall entfernt lag. Aus den Ergebnissen dieser Optimierungsvorgänge wurde jeweils der Parametersatz verworfen, der am meisten von den anderen Parametersätzen abweicht. Damit wurde berücksichtigt, dass es in manchen Fällen aufgrund der stark veränderten Startparameter zu keiner physikalisch sinnvollen Konvergenz gekommen ist. Als finales Resultat der Parameteranpassung wurde der Mittelwert der beiden verbleibenden Parametersätze gewählt. Die Abweichung der Einzelwerte davon wird im Folgenden als die Unsicherheit verwendet, die durch die Wahl der Startparameter entsteht.

Die Dosisabhängigkeit der einzelnen Parameter zeigt, dass bis auf $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ alle Parameter im Rahmen der Unsicherheiten unabhängig von der Orientierung des Magnetfelds während des Ionenbeschusses sind. Da durch die Richtung des externen Magnetfelds lediglich definiert wird, in welchen energetischen Zustand die AF-Körner durch den hyperthermalen Energietransfer während des Ionenbeschusses relaxieren, ist eine dauerhafte Beeinflussung der Orientierung der magnetischen Momente nur für Körner der Klassen 3 und 4 zu erwarten. Körner der Klasse 2, welche die Parameter $\tau_{\text{K}2}$ und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ definieren, relaxieren während jedes Ummagnetisierungsprozesses, sodass ihr Zustand während des Ionenbeschusses nicht relevant ist. Die Anisotropie des F wird als uniaxial approximiert, sodass auch hier eine antiparallele oder parallele Konfiguration des Magnetfelds keine Relevanz für K_{F} (und auch für γ_{F}) haben sollte. Für weitergehende Untersuchungen bietet es sich an zu überprüfen, inwiefern die Orientierung des externen Magnetfelds während des Beschussvorgangs einen Einfluss auf die Anisotropie des F hat, wenn der Winkel des externen Magnetfelds nicht mit der leichten Achse des F übereinstimmt.

Der Kurvenverlauf von $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}(D)$ ist in qualitativer Übereinstimmung mit dem aus der Literatur bekannten Verlauf für $H_{\text{EB}}(D)$, der aus Hysteresemessungen mit magnetischer Feldrichtung parallel zur leichten Richtung der UDA erhalten wurde [ESW11].

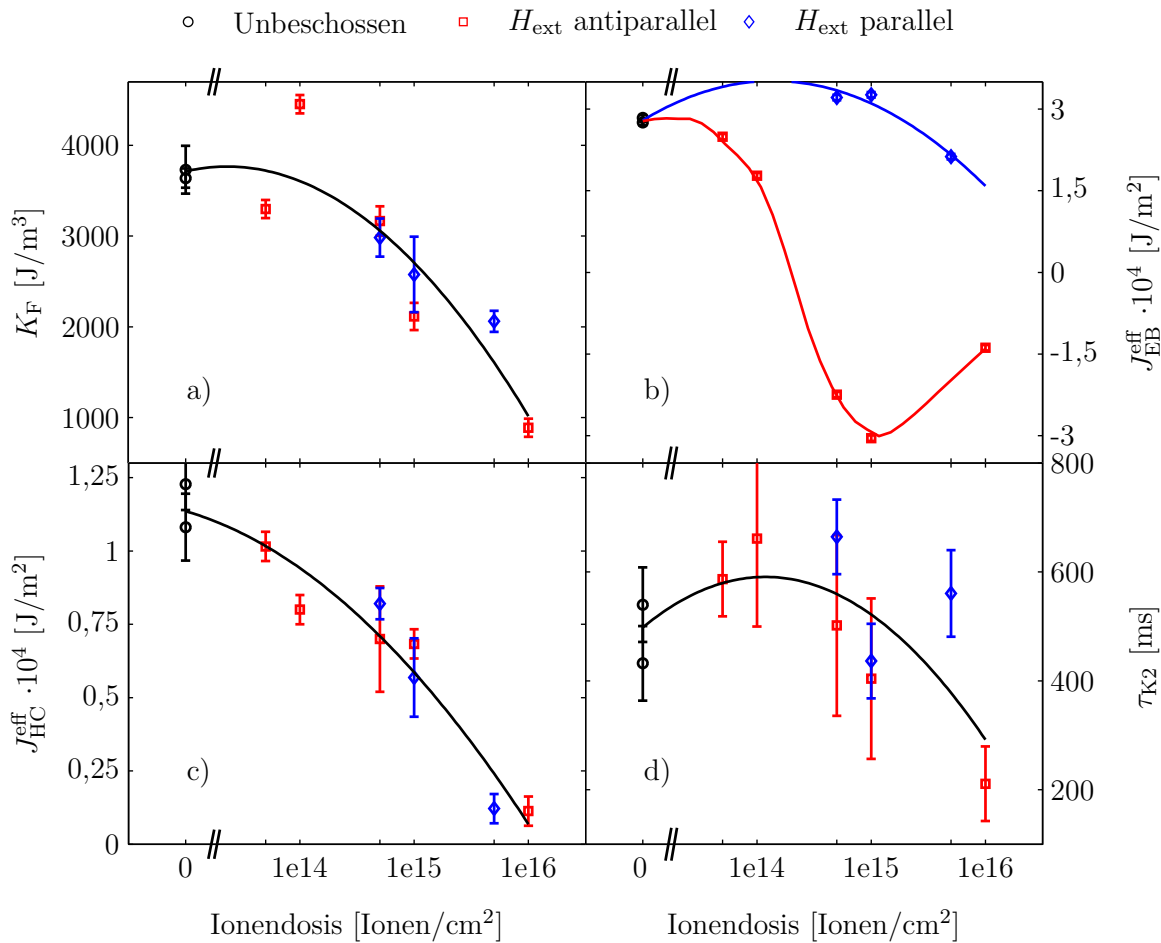


Abbildung 6.12: Durch die Methode der kleinsten Abweichungsquadrate mit $N_c = 4$ (vgl. Kap. 6.5) erhaltene Materialparameter (Symbole) des Schichtsystems $\text{Si}\langle 100 \rangle / \text{Cu}^{50\text{nm}} / \text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}^{30\text{nm}} / \text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}^{15\text{nm}} / \text{Si}^{20\text{nm}}$ in Abhängigkeit der Ionendosis für parallele und antiparallele Konfiguration des externen Magnetfelds während des Ionenbeschusses. Die eingezeichneten Linien sind Leitlinien für das Auge. Bei den Fehlerbalken handelt es sich um die Unsicherheit, welche durch die Wahl der Startparameter des Optimierungsprozesses entsteht.

Da J_{EB}^{eff} im Gegensatz zu H_{EB} nicht von der Sättigungsmagnetisierung abhängt, lässt sich durch die in dieser Arbeit entwickelte Methode die Ionendosis feststellen, bei der die unidirektionale Anisotropie maximal ist. Da M_{sat} für größere Ionendosen kleiner wird und H_{EB} gegenüber J_{EB}^{eff} steigt, ist diese Dosis kleiner als die Dosis, bei der H_{EB} maximal ist. Des Weiteren ist die Genauigkeit der Bestimmung von H_{EB} durch winkelaufgelöste Messung deutlich größer, da bereits kleine Variationen des Drehwinkels Veränderungen von H_{EB} um bis zu 5 bis 10 % bewirken können (vgl. Abb. 6.9). Durch winkelaufgelöste Messungen wird diese Unsicherheit hingegen auf etwa 1 % reduziert.

Der Verlauf von K_F und J_{HC}^{eff} als Funktion der Ionendosis zeigt, dass die Energie-

dichte beider Anisotropien durch den Ionenbeschuss reduziert wird. Während K_F bei einer Dosis von $D = 10^{16} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ bis auf 25 % des Ausgangswertes reduziert wurde, wird $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ bei dieser Dosis sogar bis auf 10 % des Startwerts reduziert. Dies bedeutet, dass sich das Verhältnis $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ um den Faktor 5 reduziert, da $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ bei einer Dosis $D = 10^{16} \frac{\text{Ionen}}{\text{cm}^2}$ noch 50 % des Ausgangswerts besitzt. τ_{K2} wird mit steigender Ionendosis zunächst größer und fällt dann wieder ab. Durch die großen Unsicherheiten lässt sich ein Trend für τ_{K2} jedoch nur bedingt feststellen.

Der Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf die Eigenschaften von EB-Systemen wurde in der Literatur bisher durch einen hyperthermalen Energietransfer, sowie durch Veränderung diverser Materialparameter beschrieben [EJE05, ESW11]. Für den AF wird dabei eine Reduktion der (magnetokristallinen) Anisotropie $K_{\text{AF},i}$ und Austauschanisotropiekonstante $J_{\text{EB},i}$ der individuellen AF-Körner vorgeschlagen. Eine Reduktion von $J_{\text{EB},i}$ sollte $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ und $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ gleichermaßen beeinflussen, sodass das Verhältnis der beiden Größen in etwa konstant bleiben sollte, wenn nur $J_{\text{EB},i}$ verändert wird. Eine generelle Veränderung von $J_{\text{EB},i}$ kann das durch Ionenbeschuss stark veränderte Verhältnis $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ demnach nicht erklären. Die Veränderung von $K_{\text{AF},i}$ führt prinzipiell zu einer Verschiebung der Grenzen der Bereiche, nach welchen die Klassifikation der AF-Körner erfolgt. Bei einer Reduktion von $K_{\text{AF},i}$ bedeutet dies, dass ein Teil der AF-Körner aus Klasse 3 nun Klasse 2 und ein Teil der AF-Körner der Klasse 2 der Klasse 1 zugeteilt werden muss. $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ sollte aufgrund dieses Aspektes reduziert werden, während die Veränderung von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$ davon abhängt, ob mehr AF-Körner von Klasse 3 nach 2 oder von Klasse 2 nach 1 wechseln. Für τ_{K2} lässt sich ebenfalls kein pauschaler Trend vorhersagen, da sich die mittlere Relaxationszeit aller AF-Körner zwar im Mittel reduziert, dafür jedoch ehemals stabile AF-Körner mit großer Relaxationszeit zu τ_{K2} beitragen. Daher kann auch eine generelle Reduktion von $K_{\text{AF},i}$ nicht erklären, warum das Verhältnis $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ um den Faktor 5 kleiner wird. Einzig der hyperthermale Heizeffekt kann zumindest teilweise eine Erklärung dazu liefern, warum $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ reduziert wird. Da durch den Energieeintrag der He-Ionen eine Relaxation von AF-Körnern der Klasse 4 möglich ist, entspricht $J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ bei genügend großer Ionendosis der Wechselwirkung aller AF-Körner der Klassen 3 und 4. Das dadurch das Verhältnis $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ um den Faktor 5 modifiziert wird ist dennoch sehr unwahrscheinlich, da dies bedeuten würde, dass der Großteil der AF-Körner nach dem Feldkühlprozess von 300 °C noch keine magnetische Vorzugsorientierung besitzt. Es ist daher wahrscheinlich, dass noch eine andere Ursache für die Reduktion von $J_{\text{HC}}^{\text{eff}}/J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$ vorliegt. Eine prinzipielle Möglichkeit zur Erklärung dieses Phänomens ist, dass $K_{\text{AF},i}$ und $J_{\text{EB},i}$ nicht für alle Korngrößen gleichermaßen reduziert werden. Nach [Huc16] findet beim He-Ionenbeschuss bei Raumtemperatur

bei 99 % der Kristalldefekte, welche durch Kollisionen zwischen He-Atomen und Festkörperatomen entstehen, eine direkte Rekombination den translatierten Atoms und der Gitterfehlstelle statt. Es ist denkbar, dass die Wahrscheinlichkeit auf Rekombination der Defekte in Körnern mit kleinerem Volumen geringer ist, da der Anteil von Atomen an der Oberfläche bei diesen Körnern größer ist. Wird ein Defekt an der Oberfläche erzeugt, so könnte das Atom, welches an dieser Stelle positioniert war, sich nach dem Stoß nicht mehr in räumlicher Nähe zur Defektstelle befinden, sodass der Rekombinationsvorgang verhindert wird. In Summe würden auf diese Art und Weise mehr Defektstellen in Körnern mit kleinerem Volumen erzeugt und so deren Anisotropie stärker reduziert werden. Daher würde die Grenze zwischen Körnern der Klasse 1 und 2 stärker verschoben als die Grenze zwischen Körnern der Klasse 2 und 3. Eine andere mögliche Erklärung ergibt sich durch den Vermischungsprozess, der durch den Ionenbeschuss an der Grenzfläche zwischen F und AF stattfindet [SHR03]. Körner mit kleinerem Volumen und somit im Mittel mit kleinerer Dicke könnten durch einen Vermischungsprozess stärker betroffen sein, da bei diesen Körnern ein größerer relativer Anteil des Volumens durchmischt wird. So würde vor allem der Einfluss von Grenzflächenspinclustern auf die rotierbare Anisotropie reduziert, deren Dicke geringer ist als von AF-Körnern [LLP15]. Die genaue Ursache lässt sich jedoch ohne weitere Untersuchungen nicht zweifelsfrei bestimmen.

6.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein neues Modell zur Beschreibung der magnetischen Anisotropie in EB-Systemen entwickelt. Der Einfluss des AF auf die Anisotropie wurde dabei über zwei Energieterme dargestellt, welche die Wechselwirkung des F mit thermisch stabilen und instabilen Körnern der polykristallinen AF-Schicht beschreiben. Für die thermisch instabilen Körner wurde eine neue rotierbare Anisotropie eingeführt, die erstmals die Relaxationszeiten dieser Körner berücksichtigt. Im Folgenden wurde der Einfluss der verschiedenen Materialparameter auf die Größe von H_{EB} und H_C in Abhängigkeit des Winkels des externen Magnetfelds gezeigt. Zur Überprüfung des Modells wurden Hysteresemessungen in Abhängigkeit des Winkels des externen Magnetfelds durchgeführt, wobei für $H_{EB}(\varphi_{ext})$ und $H_C(\varphi_{ext})$ eine so gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Simulationen erzielt werden konnte, dass durch die Methode der kleinsten Abweichungsquadrate eine Extraktion der Materialparameter des Systems möglich war. Abschließend wurde der Einfluss von keV He-Ionenbeschuss auf EB-Systeme überprüft, indem die Materialparameter des neu entwickelten Modells in Abhängigkeit der Ionendosis bestimmt wurden.

Es zeigte sich, dass die Abhängigkeiten nicht allein durch eine allgemeine Reduktion der Anisotropie im AF, sowie einen hyperthermalen Energietransfer beschrieben werden können. Eine vielversprechende Erklärung dafür ist, dass AF-Körner unterschiedlicher Größe nicht gleichermaßen durch den Ionenbeschuss modifiziert werden, sondern dass die entstehenden Defekte vorrangig in kleinen AF-Körnern mit größerem Oberflächenanteil oder Grenzflächenspinclustern stattfinden.

Kapitel 7

Machbarkeitsstudie eines Echtheitszertifikats auf Basis magnetisch strukturierter EB-Systeme

Produktpiraterie, also das Geschäft mit gefälschten Produkten, hat sich in den letzten Jahren zu einem zunehmend großen Problem entwickelt. So waren 2014 laut eigener Aussage 71 % (2012: 67 % [VDM12]) der Unternehmen im deutschen Maschinen- und Anlagenbau von Produktfälschungen betroffen [VDM14]. Der damit verbundene wirtschaftliche Schaden in diesem Sektor wurde dabei auf 7,9 Milliarden Euro beziffert [VDM14], wobei neben dem monetären Schaden auch „schwer zu bewertende Faktoren wie Imageverlust, Verlust des Marktvorsprungs oder ungerechtfertigte Regressanforderungen“ eine Rolle spielen [VDM14]. Insbesondere Fälschungen sicherheitsrelevanter Produkte sind kritisch für den Konsumenten, da die Sicherheitsstandards gefälschter Produkte meist nicht denen des Originalprodukts entsprechen. Im Bereich der Arzneimittel sind Fälschungen in vielen Fällen sogar lebensgefährlich [WHO15].

Im Kampf gegen Produktpiraterie können verschiedene Maßnahmen ergriffen werden [WHO15]. Eine dieser Maßnahmen ist das sogenannte Echtheitszertifikat, mit dessen Hilfe eine zweifelsfreie Unterscheidung zwischen Fälschung und Originalprodukt möglich ist. Es gibt bereits viele Technologien, welche das Fälschen erschweren, jedoch werden oft selbst sichere Technologien nach einiger Zeit entschlüsselt und ebenfalls kopiert, sodass bedingt durch dieses Wettrüsten weiterhin Bedarf an neuen Technologien besteht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit finanzieller Unterstützung der B BRAUN MEL-

SUNGEN AG untersucht, ob eine Nutzung magnetisch strukturierter EB-Systeme als magnetischer Sicherheitscode (MaSC) möglich ist [EE12]. Dazu sollte die unidirektionale Anisotropie zwischen AF und F mittels keV He-Ionenbeschuss lokal derart maßgeschneidert werden, dass die Magnetisierung im F eine Information codiert, welche die Echtheit eines Produktes bestätigt. Die Eigenschaften des Systems sollten weiter so verändert werden, dass das Magnetisierungsmuster nur bei entsprechenden äußeren Bedingungen auslesbar ist. Außerdem wird der Prototyp eines Auslesegerätes vorgestellt, mit dessen Hilfe die codierte Information wieder sichtbar gemacht wird.

7.1 Prinzip des Echtheitsmerkmals

Das Grundprinzip des MaSC ist die Codierung von Informationen mithilfe der magnetischen Eigenschaften des Systems. Bei einem klassischen Barcode wird die Information durch weiße und schwarze Streifen dargestellt; die physikalische Größe, welche eine Unterscheidung der Teilbereiche ermöglicht, ist die Reflektivität. Analog dazu wird im MaSC die Information im einfachsten Fall ebenfalls über zwei zu unterscheidende Teilbereiche dargestellt, wobei sich diese Teilbereiche lediglich in der lokalen Magnetisierungsrichtung unterscheiden (vgl. Abb. 7.1).

Die Unterschiede in der lokalen Magnetisierungsrichtung ergeben sich aus der unidirektionalen Anisotropie magnetisch strukturierter EB-Systeme (vgl. Kap. 2.3). Dabei wird ausgenutzt, dass sich die Richtung der unidirektionalen Anisotropie von EB-Systemen durch Beschuss mit keV He-Ionen in einem externen Magnetfeld neu ausrichten lässt [MMJ01]. Durch Verwendung geeigneter Masken während des Ionenbeschusses kann diese Neuausrichtung auf durch die Maske definierte Bereiche beschränkt werden [Ehr04, EEW06], sodass eine magnetische Strukturierung stattfindet. Auf diese Art und Weise lassen sich Strukturen mit einer minimalen Punktgröße von etwa 1 μm erzeugen [Gau16]. Die erzeugten Muster sind für das bloße Auge unsichtbar und auch die Topographie wird in erster Näherung nicht durch die magnetische Strukturierung beeinträchtigt.

Da die Information nicht direkt über die Magnetisierungsrichtung codiert ist, sondern mittels der lokalen Anisotropie, ist der MaSC robust gegenüber externen Magnetfeldern. Externe Magnetfelder bewirken zwar eine Ummagnetisierung, wenn das externe Feld H_{ext} größer ist als das von der unidirektionalen Anisotropie induzierte Feld H_{EB} , jedoch relaxiert das System nach Entfernen des externen Felds wieder zurück in den Ausgangszustand.

Im einfachsten Fall unterscheiden sich $H_{\text{EB},i}$ der einzelnen Bereiche i durch das

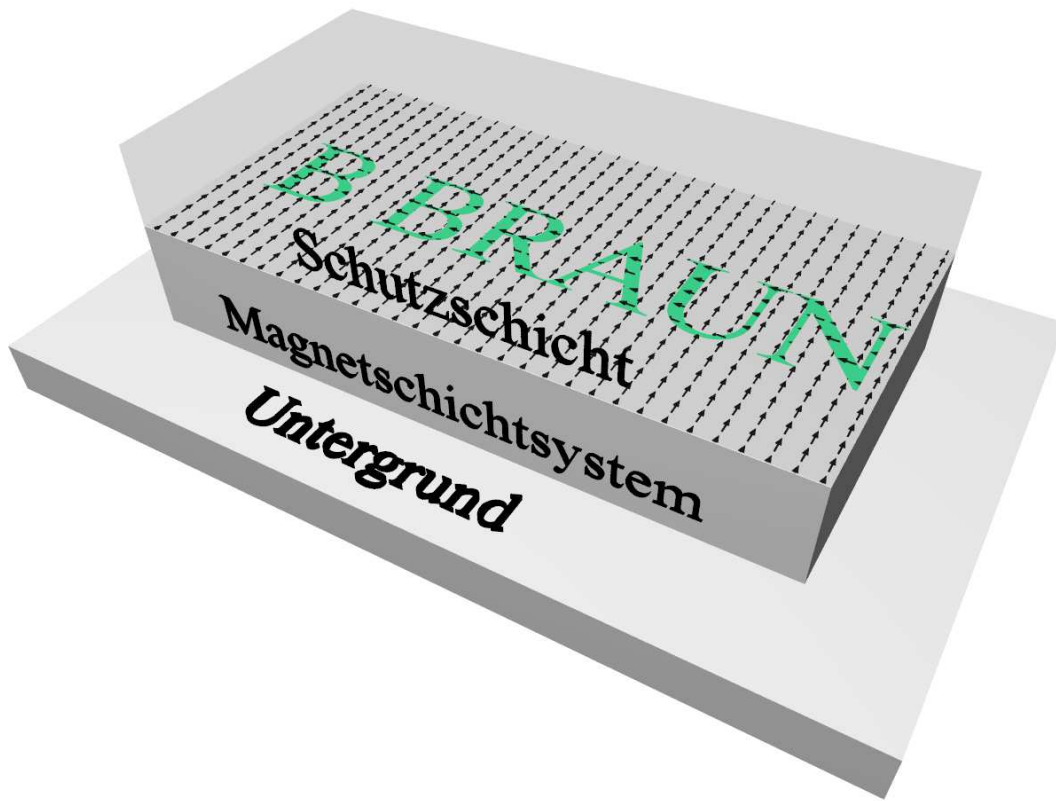


Abbildung 7.1: Schematische Darstellung des MaSC. Gezeigt ist ein magnetisches Dünnschichtsystem mit Schutzschicht, welches auf einem Untergrundmaterial aufgebracht ist. Die Pfeile skizzieren die Richtung der lokalen Magnetisierung, welche durch die Anisotropie lokal vermittelt wird und den Schriftzug B BRAUN darstellt.

Vorzeichen, sodass das Magnetisierungsmuster in Remanenz vorliegt. Durch den Ionenbeschuss kann jedoch nicht nur die Richtung, sondern auch die Stärke der unidirektionalen Anisotropie modifiziert werden [MLF00]. Gilt für ein System mit zwei unterschiedlichen Bereichen $H_{EB,2} > H_{EB,1} > 0$, so ist ohne externes Feld kein Magnetisierungsmuster vorhanden und das Muster ist verborgen (vgl. Abb. 7.2). Erst durch Anlegen eines externen Magnetfelds im Bereich $H_{EB,2} > H_{ext} > H_{EB,1}$ entsteht das magnetische Muster. Ist $H_{ext} > H_{EB,2}$, $H_{ext} < H_{EB,1}$ oder $\vec{H}_{ext} \nparallel \vec{H}_{EB}$, so bleibt die gespeicherte Information verborgen. Für eine solche Konstellation ist $\vec{H}_{EB,1} \parallel \vec{H}_{EB,2}$ notwendig und die Koerzitivfelder $H_{C,i}$ der beiden Teilbereiche müssen genügend klein sein ($|H_{EB,2} - H_{EB,1}| > H_{C,1} + H_{C,2}$). Mit den in Kapitel 6 erworbenen Kenntnissen ist es möglich, solche Strukturen zu erzeugen.

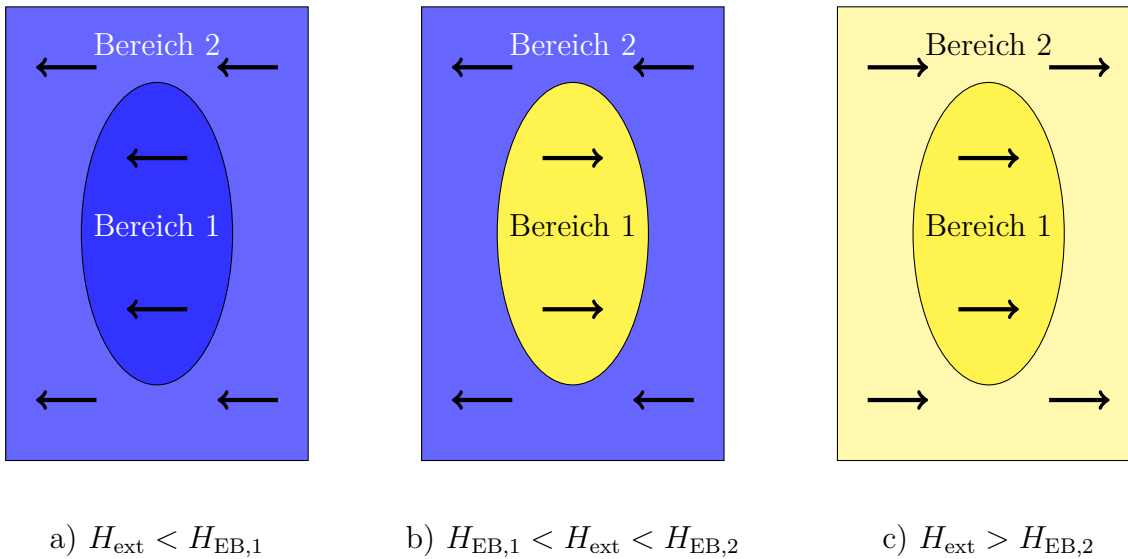


Abbildung 7.2: Schematische Darstellung des Magnetisierungsmusters des MaSC bei verschiedenen externen Feldern H_{ext} . Für $H_{\text{ext}} < H_{\text{EB},1}$ (a) und $H_{\text{ext}} > H_{\text{EB},2}$ (c) sind die durch Pfeile skizzierten Magnetisierungsrichtungen der beiden Bereiche identisch. Lediglich im Feldbereich $H_{\text{EB},2} > H_{\text{ext}} > H_{\text{EB},1}$ (b) ist ein Unterschied in den Magnetisierungsrichtungen zu erkennen.

7.2 Entwicklung einer Ausleseeinheit

Da der MaSC für das Auge nicht sichtbar ist, muss eine geeignete Methode zum Auslesen gefunden werden. Zur Darstellung magnetischer Domänen gibt es zahlreiche Methoden mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen [HS98], welche sich unter anderem in Auflösung, Messgeschwindigkeit und Kosten unterscheiden. Zur Gewährleistung der ökonomischen Effizienz müssen die Kosten des MaSC inklusive Auslesegerät deutlich unterhalb des durch Plagiate verursachten Schadens liegen. Gerade bei Produkten höherer Stückzahl ist außerdem ein schnelles und unkompliziertes Auslesen erforderlich.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde sich für magnetooptisches Auslesen der Informationen entschieden. Diese Methode zeichnet sich durch eine sehr hohe Messgeschwindigkeit und niedrige Kosten aus [HS98]. Mit einer maximalen Auflösung von etwa $1 \mu\text{m}$ [HS98] ist die Methode prädestiniert zum Auslesen des MaSC. Für die in dieser Arbeit durchgeführte Machbarkeitsstudie wurde ein einfaches Auslesesystem gewählt (vgl. Abb. 7.3), welches neben einem externen Magnetfeld lediglich aus Lichtquelle, Detektor, Polarisationsoptik und einfacher abbildender Optik besteht. Der Vorteil dieser Methode, bei welcher die Information des MaSC in ein Intensitätssignal auf dem Detektor umgewandelt wird, ist, dass das simultane

Auslesen eines konventionellen Barcodes möglich ist.

Entsprechend des obigen Prinzips wurde ein mobiler Demonstrator entwickelt (vgl. Abb. 7.4), der MaSC-Proben innerhalb weniger Sekunden ausliest. Er ist mobil und benötigt neben USB- und Ethernetverbindung zum Laptop einen Netzanschluss. Im hier verwendeten Aufbau sind dabei Strukturen mit einer minimalen Punktgröße von $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ bei einer Gesamtfläche des MaSC von etwa 1 cm^2 möglich. Die Auslese-einheit wird mithilfe eines MATLAB-Programms auf dem angeschlossenen Laptop bedient.

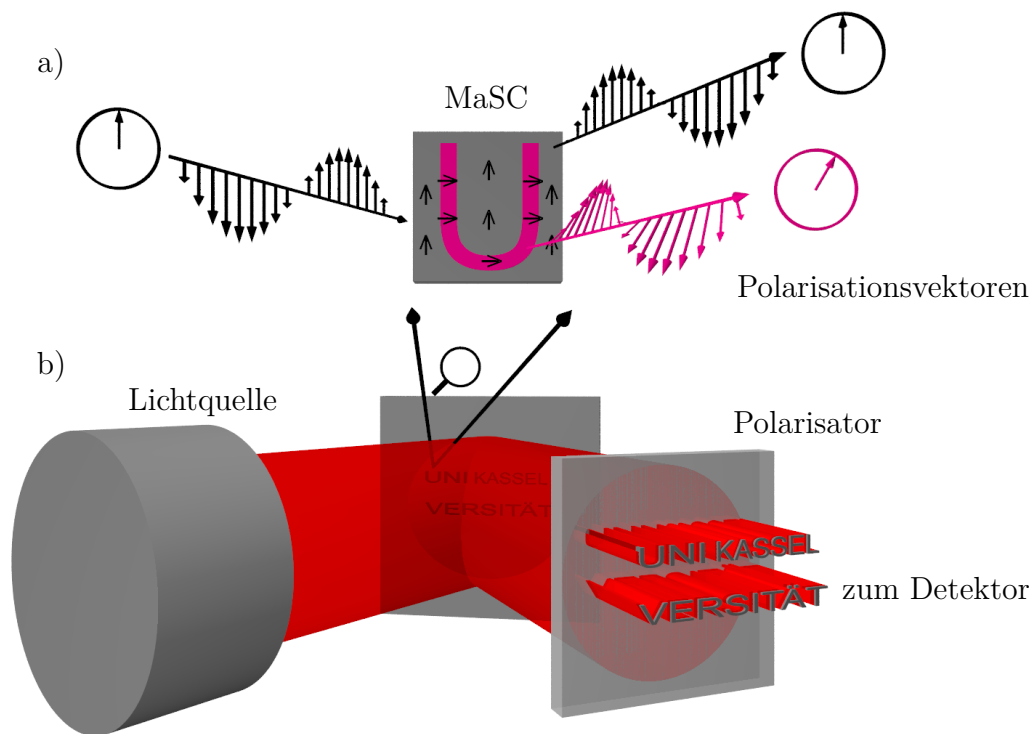


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des MaSC-Auslesegerätes. Polarisiertes Licht einer nichtkohärenten Lichtquelle wird auf den Sicherheitscode eingestrahlt. Die Polarisationsachse des reflektierten Lichts wird in Abhängigkeit der lokalen Magnetisierungsrichtung gedreht (a). Das reflektierte Licht trifft dann auf einen Analysator (b), durch welchen der Polarisationsunterschied in einen Intensitätsunterschied transformiert wird (b), welcher von einer Kamera detektiert werden kann.

7.3 Demonstration der Funktionen

Zur Überprüfung der Funktionsweise des MaSC-Konzeptes wurden verschiedene magnetisch strukturierte EB-Systeme hergestellt und mithilfe des Demonstrators ausgelesen (vgl. Abb. 7.5). Zur Erhöhung des magnetooptischen Ansprechvermögens der Proben wurde auf die Ergebnisse aus Kapitel 5 zurückgegriffen. Neben den für EB-Systeme typischerweise verwendeten Siliziumsubstraten, wurden für Teile der Proben auch mechanisch flexible Substrate wie Aluminium- und Kaptonfolie verwendet.

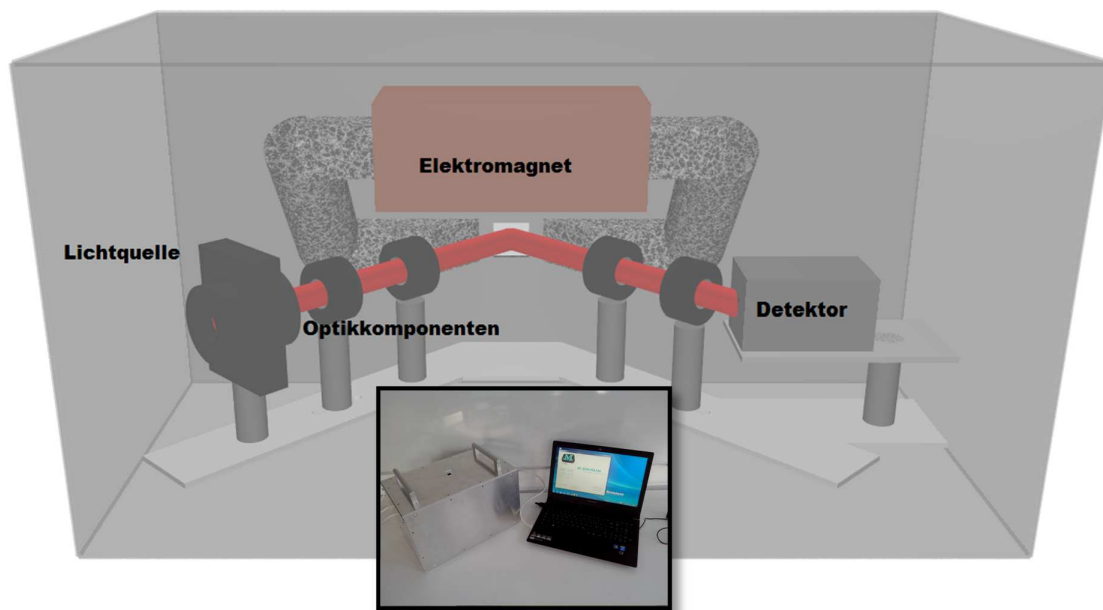


Abbildung 7.4: Darstellung des Demonstrationsgerätes zur Funktionalität des MaSC als Schemazeichnung mit Blickrichtung von unten (Hintergrund) und Photographie der Außenansicht (vorne). Die Komponenten sind in einem tragbaren Aluminiumkasten von etwa $40 \cdot 20 \cdot 20 \text{ cm}^3$ verbaut und werden über einen Laptop angesteuert. Der MaSC wird auf der Öffnung des Kastens platziert, sodass das Licht reflektiert werden kann und auf das Kamerasystem trifft. Der Elektromagnet ermöglicht ein Magnetfeld in longitudinaler Geometrie.

Die Messungen an der Probe mit Siliziumsubstrat zeigen den codierten Schriftzug B|BRAUN sehr deutlich. Lediglich an den Rändern der Probe ist das dargestellte Bild weniger scharf. Die abbildende Optik des Demonstrators fokussiert auf eine Ebene parallel zur Detektoroberfläche. Da die Probenebene nicht parallel zu dieser Ebene ist, ergibt sich lediglich ein Strichfokus. Je weiter ein Punkt auf der Probe von diesem Strichfokus entfernt ist, desto unschärfer wird das Bild.

Für die Proben mit Aluminiumfolie (vgl. Abb. 7.5) oder Kapton als Substrat lässt sich in den Messungen ebenfalls der gewünschte Schriftzug erkennen. Allerdings ist die Auflösung hier merklich reduziert und verschiedene Messartefakte verhindern ein

a) Si $\langle 100 \rangle$ Substrat

b) Aluminiumfolie

Abbildung 7.5: Mithilfe des Demonstrators ausgelesene MaSC Proben, bei welchen der B|BRAUN Schriftzug als Vorlage der magnetischen Strukturierung verwendet wurde. Als Substrate wurden ein starrer Siliziumwafer (a) und handelsübliche Aluminiumfolie (b) verwendet.

so eindeutiges Auslesen wie bei den Proben mit Siliziumsubstrat. Trotzdem ist die Messung eines MaSC mit Aluminiumfoliensubstrat eine beeindruckende Errungenschaft, da der EB-Effekt für Systeme mit flexiblen Substraten zuvor zwar nachgewiesen werden konnte [PXM09], eine magnetische Strukturierung solcher Systeme jedoch bisher nicht möglich war. Dies ist insbesondere deshalb erstaunlich, da als flexibles Substrat lediglich handelsübliche Aluminiumfolie verwendet wurde, deren Oberflächenrauigkeit mit etwa $1 \mu\text{m}$ deutlich größer ist als die Schichtdicke des Dünnschichtsystems selbst [LS00].

7.4 Ausblick

Die hier durchgeführte Machbarkeitsstudie zeigt eindrucksvoll, dass sich das MaSC-Konzept zur Verwendung als Echtheitszertifikat eignet. Bevor es jedoch zu einer Anwendung der Technologie kommen kann, gilt es, das Konzept weiter zu optimieren. Von technischer Seite ist vor allem auf Seiten des Auslesegerätes noch einiges an Optimierungspotential. So kann die Auflösung der Bilder insbesondere an den Rändern erhöht werden, wenn die Tiefenschärfe des Systems erhöht wird. Hierfür bieten sich insbesondere *Tilt*-Objektive an, mit denen entsprechend der Scheimpflug-schen Regel eine zur Detektorebene verkippte Fokusebene erzeugt wird [Str76]. Der

MaSC selbst bietet ebenfalls weiteres Verbesserungspotential: Neben einer weiteren Optimierung der magnetooptischen Aktivität des Schichtsystems ist vor allem für die Systeme mit flexiblem Substrat Entwicklungsarbeit gewinnbringend.

Um das Konzept schlussendlich zur Anwendung zu bringen, sind jedoch auch ökonomische Aspekte zu beachten. Das in dieser Arbeit gezeigte Auslesegerät ist mit einem reinen Materialpreis von etwas unter 2000 Euro zwar um mehr als eine Größenordnung günstiger als typischerweise in der Magnetooptik verwendete Kerr-Mikroskope, für eine flächendeckende Anwendung dennoch deutlich zu teuer. Eine mögliche Einsparmöglichkeit könnte hier die Verwendung des transversalen MOKE sein, da bei dieser Methode kein Analysator benötigt wird. Bei den Schichtsystemen selbst ist hingegen kein großer Optimierungsbedarf, da die Materialkosten für die Systeme mit flexiblem Substrat deutlich unter 1 Cent liegen und lediglich eine einmalige Investition für die benötigten Herstellungsanlagen getätigt werden muss.

7.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, dass eine Verwendung magnetisch strukturierter EB-Schichtsysteme als Echtheitszertifikat möglich ist. Es wurde demonstriert, dass sich EB-Systeme zur Codierung von Informationen eignen und durch Verwendung des MOKE schnell und leicht wieder ausgelesen werden können. Die verwendeten Proben konnten außerdem so modifiziert werden, dass sich das magnetische Muster nur bei Vorliegen eines externen Magnetfelds einer vorher definierten Stärke und Richtung zeigt. Im Rahmen der Untersuchung wurden im Übrigen erstmals EB-Systeme mit flexiblem Substrat magnetisch strukturiert und zur Codierung von Informationen innerhalb des MaSC-Konzeptes angewendet und ausgewertet.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine weitreichende Analyse der magnetischen und magneto-optischen Eigenschaften von Dünnschichtsystemen mit Austauschisotropie (EB-Systeme) durchgeführt und die Machbarkeit eines magnetischen Echtheitszertifikats auf Basis dieser Systeme gezeigt.

Im ersten Teil der Arbeit lag der Fokus auf den magneto-optischen Eigenschaften von EB-Systemen. Im Detail wurde dazu der longitudinale magneto-optische Kerr-Effekt untersucht, welcher allgemein bei der Charakterisierung magnetischer Eigenschaften von Dünnschichtsystemen Verwendung findet. Für diese Untersuchungen wurden die magneto-optischen Bewertungsfaktoren Kerr-Amplitude und Kerr-Winkel mittels theoretischer Berechnungen auf Basis der 4x4 Transfermatrixmethode und durch experimentelle Untersuchungen bestimmt. Neben der Abhängigkeit des Kerr-Effekts von diversen Schichtparametern wie den verwendeten Schichtdicken wurde des Weiteren untersucht, inwiefern sich die magneto-optische Aktivität von EB-Systemen durch Verwendung einer antireflektiven Deckschicht aus Silizium verbessern lässt. So konnte unter anderem gezeigt werden, dass die magneto-optische Aktivität der EB-Systeme massiv von der Siliziumschichtdicke und dem Einfallswinkel des Lichts abhängt. Bei optimaler Wahl dieser Parameter konnte im Vergleich zu Systemen mit den typischerweise verwendeten Deckschichtmaterialien Gold und Tantal eine Vergrößerung der magneto-optischen Aktivität um Faktor 10 beobachtet werden. Dieser Effekt ließ sich für alle untersuchten ferromagnetischen Materialien nachweisen, wobei die optimale Kombination aus der Siliziumschichtdicke und dem Einfallswinkel des eingestrahlt Lichts vom verwendeten Ferromagneten abhängt. Bei Verwendung von transparenten Glassubstraten, durch welche das Licht eingestrahlt wird, ließ sich eine weitere Erhöhung der Bewertungsfaktoren um den Faktor 2 erzielen. Durch diese Erkenntnisse wird eine deutlich sensitivere Charakterisierung der magnetischen Eigenschaften von EB-Systemen mithilfe magneto-optischer Methoden ermöglicht.

Gegenstand des zweiten Teils der Arbeit waren Studien zu den magnetischen Eigenschaften der EB-Systeme. Hierzu wurde ein neues Modell entwickelt, durch welches der komplexe Einfluss der polykristallinen Antiferromagnetschicht mit nur zwei Anisotropieenergien im Stoner-Wohlfarth-Modell präzise beschrieben werden kann. Neben dem altbekannten unidirektionalen Energiebeitrag wurde dazu eine rotierbare Anisotropie eingeführt, deren Zeitabhängigkeit mit den Relaxationszeiten thermisch instabiler Körner im Antiferromagneten korreliert. Mit diesem Modell ist es möglich, verschiedene Effekte wie die gekrümmte Kurvenform des Koerzitivfelds als Funktion der Richtung des externen Magnetfelds und die daraus resultierende nicht verschwindende Koerzitivität bei Hysteresemessungen entlang der schweren Achsen zu erklären. Das entwickelte Modell wurde mit experimentellen Daten von Hysteresemessungen verifiziert, welche mithilfe vektorieller Kerr-Magnetometrie ermittelt wurden. Dazu wurde ein eigens konstruierter Messaufbau verwendet und erstmals die sensitivitätssteigernden magnetooptischen Effekte einer Siliziumdeckschicht für EB-Systeme genutzt. Mit einer Abweichung von lediglich 3 % konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Vorhersage des Modells erzielt werden, was eine Bestimmung der Materialparameter des Modells ermöglichte. Durch eine quantitative Bestimmung dieser Parameter in Abhängigkeit der Ionendosis bei Beschuss mit keV-Heliumionen werden viele neue Erkenntnisse bezüglich des dem Ionenbeschuss zu Grunde liegenden Mechanismus offenbart. So legen die Untersuchungen nahe, dass die vom Ionenbeschuss induzierten Defekte vermehrt in den thermisch instabileren AF-Körnern entstehen.

Im letzten Teil dieser Arbeit wurden die gesammelten Erkenntnisse für eine Machbarkeitsstudie eines Echtheitszertifikats auf Basis magnetisch strukturierter EB-Systeme genutzt. Dazu wurde die unidirektionale Anisotropie der EB-Systeme mittels keV-Heliumionenbeschuss lokal modifiziert und definierte Magnetisierungsmuster erzeugt. Diese Magnetisierungsmuster sind Träger einer für das Auge unsichtbaren Information, mit welcher sich die Echtheit eines Produktes bestätigen lässt. Die Systeme konnten so maßgeschneidert werden, dass diese Muster entweder im Remanenzfall oder nur bei Vorliegen eines im Vorfeld definierten externen Magnetfelds der richtigen Stärke und Richtung vorliegen. Es konnte zudem demonstriert werden, dass sich diese magnetischen Muster auch auf mechanisch flexiblen Substraten wie Aluminium- oder Polyimidfolie aufbringen lassen, obwohl deren Oberflächenrauigkeiten deutlich größer als die Schichtdicke des Systems sind. Zur Auslesung der gespeicherten Informationen wurde ein mobiles Auslesegerät entwickelt, welches eine unkomplizierte Entschlüsselung der Informationen mithilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts erlaubt.

Literaturverzeichnis

- [Abe50] Abeles, F. *Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media. Application to thin films.* Annales de Physique, 5, 596 (1950).
- [AF66] Ahn, K. und G. Fan. *Kerr effect enhancement in ferromagnetic films.* Magnetism, IEEE Transactions on, 2(4), 678 (1966).
- [AHM00] Anderson, G., Y. Huai und L. Miloslawsky. *CoFe/IrMn exchange biased top, bottom, and dual spin valves.* Journal of Applied Physics, 87(9), 6989 (2000).
- [AHP13] Abo, G. S., Y.-K. Hong, J. Park, J. Lee, W. Lee und B.-C. Choi. *Definition of magnetic exchange length.* Magnetism, IEEE Transactions on, 49(8), 4937 (2013).
- [Ahr09] Ahrend, F. *Einfluss magnetischer Streufelder auf die Selbstassemblierung organischer Dünnschichten.* Diplomarbeit, Universität Kassel (2009).
- [Alb08] Albrecht, A. *Positionierung von Mikropartikeln auf magnetisch strukturierten Substraten.* Diplomarbeit, Universität Kassel (2008).
- [Arg55] Argyres, P. N. *Theory of the Faraday and Kerr effects in ferromagnetics.* Physical Review, 97(2), 334 (1955).
- [AS83] Aspnes, D. und A. Studna. *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV.* Physical Review B, 27(2), 985 (1983).
- [ASC97] Ambrose, T., R. Sommer und C. Chien. *Angular dependence of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers.* Physical Review B, 56(1), 83 (1997).

- [AVFK08] Aley, N., G. Vallejo-Fernandez, R. Kroeger, B. Lafferty, J. Agnew, Y. Lu und K. O'Grady. *Texture Effects in IrMn/CoFe Exchange Bias Systems*. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 44(11), 2820 (2008).
- [AXBS09] Alayo, W., Y. Xing und E. Baggio-Saitovitch. *Magnetization studies in IrMn/Co/Ru/NiFe spin valves with weak interlayer coupling*. *Journal of Applied Physics*, 106(11), 3903 (2009).
- [BHP05] Binek, C., X. He und S. Polisetty. *Temperature dependence of the training effect in a Co/CoO exchange-bias layer*. *Physical Review B*, 72(5), 054408 (2005).
- [Bin04] Binek, C. *Training of the exchange-bias effect: A simple analytic approach*. *Physical Review B*, 70, 014421 (2004).
- [BL59] Bean, C. P. und J. D. Livingston. *Superparamagnetism*. *Journal of Applied Physics*, 30(4), S120 (1959).
- [BRP04] Bonod, N., R. Reinisch, E. Popov und M. Nevière. *Optimization of surface-plasmon-enhanced magneto-optical effects*. *Journal of the Optical Society of America B*, 21(4), 791 (2004).
- [BRS99] Bergmann, L., W. Raith und C. Schaefer. *Lehrbuch der Experimentalphysik 2. Elektromagnetismus*. *Lehrbuch der Experimentalphysik*. de Gruyter (1999).
- [BRS03] Bergmann, L., W. Raith, C. Schaefer, M. Fink, H. Kleinpoppen und N. Risch. *Bestandteile der Materie: Atome, Moleküle, Atomkerne, Elementarteilchen*. *Lehrbuch Series*. Walter de Gruyter (2003).
- [BRZ10] Baltz, V., B. Rodmacq, A. Zarefy, L. Lechevallier und B. Dieny. *Bimodal distribution of blocking temperature in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers*. *Physical Review B*, 81, 052404 (2010).
- [BSdlV14] Basaran, A. C., T. Saerbeck, J. de la Venta, H. Huckfeldt, A. Ehresmann und I. K. Schuller. *Exchange bias: The antiferromagnetic bulk matters*. *Applied Physics Letters*, 105(7), 072403 (2014).
- [BSK05] Bergmann, L., C. Schaefer, R. Kassing und S. Blügel. *Bergmann/Schaefer: Experimentalphysik*, Volume 6. Walter de Gruyter (2005).
- [BT99] Berkowitz, A. und K. Takano. *Exchange anisotropy - a review*. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 200(1-3), 552 (1999).

- [BVEJ83] Buschow, K., P. Van Engen und R. Jongebreur. *Magneto-optical properties of metallic ferromagnetic materials*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 38(1), 1 (1983).
- [BYB10] Bai, Y., G. Yun und N. Bai. *The jump phenomenon in the angular dependence of the off-aligned exchange bias*. Journal of Applied Physics, 107(3), 033905 (2010).
- [Cas71] Castellan, G. *Physical chemistry*. MA: Addison-Wesley (1971).
- [CB92] Carey, M. und A. Berkowitz. *Exchange anisotropy in coupled films of $Ni_{81}Fe_{19}$ with NiO and $Co_xNi_{1-x}O$* . Applied Physics Letters, 60(24), 3060 (1992).
- [CBF98] Chappert, C., H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet et al.. *Planar patterned magnetic media obtained by ion irradiation*. Science, 280(5371), 1919 (1998).
- [CBG91] Chen, D.-X., J. Brug und R. B. Goldfarb. *Demagnetizing factors for cylinders*. Magnetics, IEEE Transactions on, 27(4), 3601 (1991).
- [CG08] Cullity, B. D. und C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley-IEEE Press, 2 Auflage (2008).
- [CG09] Chikazumi, S. und C. D. Graham. *Physics of Ferromagnetism 2e*. 94. Oxford University Press (2009).
- [CGT00] Conn, A. R., N. I. Gould und P. L. Toint. *Trust region methods*, Volume 1. Siam (2000).
- [Cha95] Challener, W. A. *Figures of merit for magneto-optic materials*. Journal of Physics and Chemistry of Solids, 56(11), 1499 (1995).
- [CHG05] Chung, S. H., A. Hoffmann und M. Grimsditch. *Interplay between exchange bias and uniaxial anisotropy in a ferromagnetic/antiferromagnetic exchange-coupled system*. Physical Review B, 71, 214430 (2005).
- [Cid96] Ciddor, P. E. *Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared*. Applied Optics, 35, 1566 (1996).
- [Coh15] Coherent. *Datenblatt: ULN-Series Ultra Low Noise Diode Laser Modules* (2015).

- [CVFO14] Carpenter, R., G. Vallejo-Fernandez und K. O'Grady. *Interfacial spin cluster effects in exchange bias systems*. Journal of Applied Physics, 115(17), 17D715 (2014).
- [CYS10] Clavero, C., K. Yang, J. Skuza und R. Lukaszew. *Magnetic field modulation of intense surface plasmon polaritons*. Optics express, 18(8), 7743 (2010).
- [Dem14] Demtröder, W. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag (2014).
- [DHVF07] Dutson, J., C. Huerrich, G. Vallejo-Fernandez, L. Fernandez-Outon, G. Yi, S. Mao, R. Chantrell und K. O'Grady. *Bulk and interfacial effects in exchange bias systems*. Journal of Physics D: Applied Physics, 40(5), 1293 (2007).
- [DKT84] Deguchi, T., H. Katayama, A. Takahashi, K. Ohta, S. Kobayashi und T. Okamoto. *Digital magneto-optic disk drive*. Applied Optics, 23(22), 3972 (1984).
- [DSP91] Dieny, B., V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit und D. Mauri. *Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers*. Physical Review B, 43, 1297 (1991).
- [EE12] Ehresmann, A. und W. D. Engel. *Patentschrift DE 10 2012 204 660 A1* (2012).
- [EEW06] Ehresmann, A., D. Engel, T. Weis, A. Schindler, D. Junk, J. Schmalhorst, V. Höink, M. D. Sacher und G. Reiss. *Fundamentals for magnetic patterning by ion bombardment of exchange bias layer systems*. Physica Status Solidi (b), 243(1), 29 (2006).
- [Ehr04] Ehresmann, A. *He-ion bombardment induced exchange bias modifications: Fundamentals and applications*. Recent Research Developments in Applied Physics (2004).
- [EJE05] Ehresmann, A., D. Junk, D. Engel, A. Paetzold und K. Röhl. *On the origin of ion bombardment induced exchange bias modifications in polycrystalline layers*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38(6), 801 (2005).

- [EKH15] Ehresmann, A., I. Koch und D. Holzinger. *Manipulation of Superparamagnetic Beads on Patterned Exchange-Bias Layer Systems for Biosensing Applications*. Sensors, 15(11), 28854 (2015).
- [EKJ03] Engel, D., A. Kronenberger, M. Jung, H. Schmoranzer, A. Ehresmann, A. Paetzold und K. Röhl. *Exchange anisotropy modification in NiO/Ni-Fe bilayers by ion bombardment*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 263(3), 275 (2003).
- [Eng04] Engel, W. *Modifikation der magnetischen Eigenschaften von polykristallinen Mehrschichtsystemen mit Austauschverschiebung durch He-Ionenbeschuss*. Dissertation, Universität Kaiserslautern (2004).
- [ESW11] Ehresmann, A., C. Schmidt, T. Weis und D. Engel. *Thermal exchange bias field drift in field cooled $Mn_{83}Ir_{17}/Co_{70}Fe_{30}$ thin films after 10 keV He ion bombardment*. Journal of Applied Physics, 109(2), 023910 (2011).
- [EY74] Egashira, K. und T. Yamada. *Kerr-effect enhancement and improvement of readout characteristics in MnBi film memory*. Journal of Applied Physics, 45, 3643 (1974).
- [Fan61] Fano, U. *Effects of configuration interaction on intensities and phase shifts*. Physical Review, 124(6), 1866 (1961).
- [Far46] Faraday, M. *On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force*. Royal Society (1846).
- [FC72] Fulcomer, E. und S. H. Charap. *Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic antiferromagnetic coupling*. Journal of Applied Physics, 43(10), 4190 (1972).
- [FCK12] Fulara, H., S. Chaudhary und S. C. Kashyap. *Interdependence of reversal asymmetry and training effect in $Ir_{22}Mn_{78}/Ni_{81}Fe_{19}$ bilayers probed with magnetoresistance*. Applied Physics Letters, 101(14), 142408 (2012).
- [FMLML90] Falicov, L., F. Mejía-Lira und J. Morán-López. *Magnetic properties of low-dimensional systems II: new developments : proceedings of the second workshop, San Luis Potosí, México, May 23-26, 1989*. Springer proceedings in physics. Springer-Verlag (1990).

- [FOOC04] Fernandez-Outon, L., K. O'Grady und M. Carey. *Thermal phenomena in IrMn exchange biased systems*. Journal of Applied Physics, 95(11), 6852 (2004).
- [FSW77] Ferguson, P., O. Stafsudd und R. Wallis. *Enhancement of the transverse Kerr magneto-optic effect by surface magnetoplasma waves*. Physica B+C, 89, 91 (1977).
- [Gau11] Gaul, A. *Spintexturierung in Exchange-Bias-Systemen*. Diplomarbeit, Universität Kassel (2011).
- [Gau16] Gaul, A. *Doktorarbeit (unveröffentlicht)*. Dissertation, Universität Kassel (2016).
- [Get07] Getzlaff, M. *Fundamentals of magnetism*. Springer Science & Business Media (2007).
- [GHA07] Gibson, U. J., L. F. Holiday, D. A. Allwood, S. Basu und P. W. Fry. *Enhanced longitudinal magneto-optic Kerr effect contrast in nanomagnetic structures*. Magnetism, IEEE Transactions on, 43(6), 2740 (2007).
- [GKE02] Gredig, T., I. Krivorotov, P. Eames und E. D. Dahlberg. *Unidirectional coercivity enhancement in exchange-biased Co/CoO*. Applied Physics Letters, 81(7), 1270 (2002).
- [GM11] Ghanaatshoar, M. und M. Moradi. *Magneto-optical Kerr-effect enhancement in glass/Cu/SnO₂/Co/SnO₂ thin films*. Optical Engineering, 50(9), 093801 (2011).
- [GPS02] Geshev, J., L. G. Pereira und J. E. Schmidt. *Rotatable anisotropy and coercivity in exchange-bias bilayers*. Physical Review B, 66(13), 134432 (2002).
- [Hag67] Hagedorn, F. B. *Exchange Anisotropy in Oxidized Permalloy Thin Films at Low Temperatures*. Journal of Applied Physics, 38, 3641 (1967).
- [Han68] Hansen, W. N. *Electric fields produced by the propagation of plane coherent electromagnetic radiation in a stratified medium*. Journal of the Optical Society of America, 58(3), 380 (1968).
- [Hay14] Haynes, W. M. *CRC handbook of chemistry and physics*. CRC press (2014).

- [HE15a] Holzinger, D. und A. Ehresmann. *Diffusion enhancement in a laminar flow liquid by near-surface transport of superparamagnetic bead rows*. *Microfluidics and Nanofluidics*, 19(2), 395 (2015).
- [HE15b] Holzinger, D. und A. Ehresmann. *Diffusion enhancement in a laminar flow liquid by near-surface transport of superparamagnetic bead rows*. *Microfluidics and Nanofluidics*, 19(2), 395 (2015).
- [Hec05] Hecht, E. *Optik. 4., verbesserte Auflage*. Oldenbourg Verlag, München (2005).
- [Hei28] Heisenberg, W. *Zur Theorie des Ferromagnetismus*. *Zeitschrift für Physik*, 49(9-10), 619 (1928).
- [HFZ00] Hou, C., H. Fujiwara, K. Zhang, A. Tanaka und Y. Shimizu. *Temperature dependence of the exchange-bias field of ferromagnetic layers coupled with antiferromagnetic layers*. *Physical Review B*, 63(2), 024411 (2000).
- [HG11] Harres, A. und J. Geshev. *Athermal training due to exchange and dipolar coupling within a granular model for exchange bias*. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 23(21), 216003 (2011).
- [HG12] Harres, A. und J. Geshev. *A polycrystalline model for magnetic exchange bias*. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 24(32), 326004 (2012).
- [HGP03] Hoffmann, A., M. Grimsditch, J. Pearson, J. Nogués, W. Macedo und I. K. Schuller. *Tailoring the exchange bias via shape anisotropy in ferromagnetic/antiferromagnetic exchange-coupled systems*. *Physical Review B*, 67(22), 220406 (2003).
- [HKL01] Hermann, C., V. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V. Safarov und P. Bertrand. *Surface-enhanced magneto-optics in metallic multilayer films*. *Physical Review B*, 64(23), 235422 (2001).
- [HMF00] Hung, C.-Y., M. Mao, S. Funada, T. Schneider, L. Miloslavsky, M. Miller, C. Qian und H. Tong. *Magnetic properties of ultrathin NiFe and CoFe films*. *Journal of Applied Physics*, 87(9), 6618 (2000).
- [Hof04] Hoffmann, A. *Symmetry Driven Irreversibilities at Ferromagnetic-Antiferromagnetic Interfaces*. *Physical Review Letters*, 93, 097203 (2004).

- [Hol15] Holzinger, D. *Transport magnetischer Partikel durch maßgeschneiderte magnetische Feldlandschaften zur Anwendung in mikrofluidischen Mischprozessen*. Dissertation, Universität Kassel (2015).
- [HS98] Hubert, A. und R. Schäfer. *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures*. Springer (1998).
- [Huc11] Huckfeldt, H. *Streifeldgesteuerte Selbstorganisation molekularer Gläser über magnetostruktive Deckschichten*. Diplomarbeit, Universität Kassel (2011).
- [Huc16] Huckfeldt, H. *Doktorarbeit (unveröffentlicht)*. Dissertation, Universität Kassel (2016).
- [Hul32] Hulme, H. *The Faraday Effect in Ferromagnetics*. Proceedings of the Royal Society of London, 135 (1932).
- [Hun67] Hunt, R. P. *Contrast enhancement of the transverse Kerr effect*. Journal of Applied Physics, 38(3), 1215 (1967).
- [IL09] Ibach, H. und H. Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg (2009).
- [IXP02] Ingvarsson, S., G. Xiao, S. Parkin und W. Gallagher. *Thickness-dependent magnetic properties of $Ni_{81}Fe_{19}$, $Co_{90}Fe_{10}$ and $Ni_{65}Fe_{15}Co_{20}$ thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 251(2), 202 (2002).
- [JC72] Johnson, P. B. und R.-W. Christy. *Optical constants of the noble metals*. Physical Review B, 6(12), 4370 (1972).
- [JCJ94] Jungblut, R., R. Coehoorn, M. T. Johnson, J. aan de Stegge und A. Reinders. *Orientalional dependence of the exchange biasing in molecular-beam-epitaxy-grown $Ni_{80}Fe_{20}/Fe_{50}Mn_{50}$ bilayers (invited)*. Journal of Applied Physics, 75(10), 6659 (1994).
- [JCP11] Jiménez, E., J. Camarero, P. Perna, N. Mikuszeit, F. Terán, J. Sort, J. Nogués, J. M. García-Martín, A. Hoffmann, B. Dieny et al.. *Role of anisotropy configuration in exchange-biased systems*. Journal of Applied Physics, 109(7), 07D730 (2011).

- [JCS09] Jiménez, E., J. Camarero, J. Sort, J. Nogués, N. Mikuszeit, J. M. García-Martín, A. Hoffmann, B. Dieny und R. Miranda. *Emergence of noncollinear anisotropies from interfacial magnetic frustration in exchange-bias systems*. Physical Review B, 80(1), 014415 (2009).
- [Jon41] Jones, R. C. *A new calculus for the treatment of optical systems*. Journal of the Optical Society of America, 31(7), 488 (1941).
- [Jun03] Junk, D. *Aufbau einer Ionenstrahlanlage und Untersuchung von ionenbeschussinduzierten magnetischen Modifikationen in polykristallinen Zweischichtsystemen und Tunnelelementen*. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern (2003).
- [KA68] Krinchev, G. S. und V. A. Artem'ev. *Magneto-optical properties of Ni, Co and Fe in the ultraviolet visible and infrared parts of the spectrum*. Soviet Physics - Journal of Experimental and Theoretical Physics, 26 (1968).
- [KA00] Kelly, P. und R. Arnell. *Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications*. Vacuum, 56(3), 159 (2000).
- [Küb10] Kübler, S. *Untersuchung der magneto-optischen Oberflächenplasmonresonanz*. Diplomarbeit, Universität Kassel (2010).
- [Küb14] Kübler, S. *Magneto-optische Oberflächenplasmonresonanz Effekte in austauschverschobenen Dünnschichtsystemen*. Dissertation, Universität Kassel (2014).
- [KBW11] Kuschel, T., H. Bardenhagen, H. Wilkens, R. Schubert, J. Hamrle, J. Pistora und J. Wollschläger. *Vectorial magnetometry using magneto-optic Kerr effect including first- and second-order contributions for thin ferromagnetic films*. Journal of Physics D: Applied Physics, 44, 265003 (2011).
- [KDK11] Kohn, A., J. Dean, A. Kovács, A. Zeltser, M. Carey, D. Geiger, G. Hrkac, T. Schrefl und D. Allwood. *Exchange-bias in amorphous ferromagnetic and polycrystalline antiferromagnetic bilayers: Structural study and micromagnetic modeling*. Journal of Applied Physics, 109(8), 083924 (2011).

- [Ker77] Kerr, J. *XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet.* The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 3(19), 321 (1877).
- [KHP12] Kuschel, T., J. Hamrle, J. Pištora, K. Saito, S. Bosu, Y. Sakuraba, K. Takahashi und J. Wollschläger. *Magnetic characterization of thin $Co_{50}Fe_{50}$ films by magneto-optic Kerr effect.* Journal of Physics D: Applied Physics, 45(49), 495002 (2012).
- [Kit51] Kittel, C. *Optical rotation by ferromagnetic substances.* In *Physical Review*, Volume 83, Seiten 208–208. AMERICAN PHYSICAL SOC ONE PHYSICS ELLIPSE, COLLEGE PK, MD 20740-3844 USA (1951).
- [Kit05] Kittel, C. *Introduction to solid state physics.* Wiley (2005).
- [KKK06] Kim, D. Y., C. Kim, C.-O. Kim, M. Tsunoda und M. Takahashi. *Angular dependence of exchange bias and coercivity in polycrystalline $CoFe/MnIr$ bilayers.* Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 304(1), e56 (2006).
- [KKL03] Kim, J., S. Kim, K. Lee, B. Kim, J. Kim, S. Lee, D. Hwang, C. Kim und C. Kim. *Determination of rotatable anisotropy in exchange-biased bilayers using anisotropic magnetoresistance technique.* Journal of Applied Physics, 93(10), 7714 (2003).
- [Käm09] Kämpf, K. *Aufbau und Theorie eines magneto-optischen Oberflächenplasmonresonanz-Messplatzes.* Diplomarbeit, Universität Kassel (2009).
- [KME14] Kübler, S., N. Mücklich und A. Ehresmann. *Magneto-optic surface plasmon resonance of $Au/IrMn/Co/Au$ exchange biased layer systems.* Journal of Applied Physics, 116(6), 064502 (2014).
- [KMLP99] Kiwi, M., J. Mejia-Lopez, R. D. Portugal und R. Ramirez. *Exchange bias model for Fe/FeF_2 : Role of domains in the ferromagnet.* Europhysics Letters, 48(5), 573 (1999).
- [KS01a] Kim, J.-V. und R. Stamps. *Defect-modified exchange bias.* Applied Physics Letters, 79(17), 2785 (2001).
- [KS01b] Kim, J.-V. und R. Stamps. *Theory of long-wavelength spin waves in exchange biased bilayers.* Journal of Applied Physics, 89(11), 7651 (2001).

- [KS14] Koba, M. und J. Suffczyński. *Angle dependence of the photonic enhancement of the magneto-optical Kerr effect in DMS layers*. Europhysics Letters, 108(2), 27004 (2014).
- [KSA88] Katayama, T., Y. Suzuki, H. Awano, Y. Nishihara und N. Koshizuka. *Enhancement of the magneto-optical Kerr rotation in Fe/Cu bilayered films*. Physical Review Letters, 60(14), 1426 (1988).
- [KSM00] Kim, J.-V., R. Stamps, B. McGrath und R. Camley. *Angular dependence and interfacial roughness in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers*. Physical Review B, 61(13), 8888 (2000).
- [LBW97] Lai, C.-H., W. E. Bailey, R. L. White und T. C. Anthony. *Exchange anisotropy in NiFe/Fe-doped NiO bilayers*. Journal of Applied Physics, 81(8), 4990 (1997).
- [LEE12] Lengemann, D., D. Engel und A. Ehresmann. *Plasma ion source for in situ ion bombardment in a soft x-ray magnetic scattering diffractometer*. Review of Scientific Instruments, 83(5), 053303 (2012).
- [Lis61] Lissberger, P. *Kerr magneto-optic effect in nickel-iron films. I. Experimental*. Journal of the Optical Society of America, 51(9), 948 (1961).
- [Lis64] Lissberger, P. *Modification of the longitudinal Kerr magneto-optic effect by dielectric layers*. Journal of the Optical Society of America, 54(6), 804 (1964).
- [LLP15] Lhoutellier, G., D. Ledue, R. Patte, F. Barbe, B. Dieny und V. Baltz. *Bimodal distribution of blocking temperature for exchange-bias ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers: a granular Monte Carlo study with less stable magnetic regions spread over the interface*. Journal of Physics D: Applied Physics, 48(11), 115001 (2015).
- [LMW96] Lai, C.-H., H. Matsuyama, R. L. White, T. C. Anthony und G. G. Bush. *Exploration of magnetization reversal and coercivity of epitaxial NiO {111}/NiFe films*. Journal of Applied Physics, 79(8), 6389 (1996).
- [LS00] Le, H. und M. Sutcliffe. *Analysis of surface roughness of cold-rolled aluminium foil*. Wear, 244, 71 (2000).
- [Mal65] Malitson, I. *Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica*. Journal of the Optical Society of America, 55(10), 1205 (1965).

- [Mal87] Malozemoff, A. *Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces*. Physical Review B, 35(7), 3679 (1987).
- [Mal88a] Malozemoff, A. *Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy*. Physical Review B, 37(13), 7673 (1988).
- [Mal88b] Malozemoff, A. *Mechanisms of exchange anisotropy*. Journal of Applied Physics, 63(8), 3874 (1988).
- [Man86] Mansuripur, M. *Figure of merit for magneto-optical media based on the dielectric tensor*. Applied Physics Letters, 49(1), 19 (1986).
- [Mar84] Marger, D. *Entwicklung einer Penning-Ionenquelle für die keV Ionenstrahlspektroskopie und Lebensdauermessungen am Argonion nach der Strahl-Farbstoff-Methode*. Diplomarbeit, Universität Kaiserslautern (1984).
- [Mat16] Mathworks. *Beschreibung der Funktion atan2 von Matlab* (2016).
- [Max73] Maxwell, J. C. *A Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, 2, 399 (1873).
- [MB56] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. *New Magnetic Anisotropy*. Physical Review, 102, 1413 (1956).
- [MB57] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. *New magnetic anisotropy*. Physical Review, 105(3), 904 (1957).
- [MCG82] Mansuripur, M., G. Connell und J. W. Goodman. *Signal and noise in magneto-optical readout*. Journal of Applied Physics, 53(6), 4485 (1982).
- [MD96] Miller, B. und E. D. Dahlberg. *Use of the anisotropic magnetoresistance to measure exchange anisotropy in Co/CoO bilayers*. Applied Physics Letters, 69(25), 3932 (1996).
- [Mei62] Meiklejohn, W. *Exchange anisotropy - a review*. Journal of Applied Physics, 33(3), 1328 (1962).
- [Mes09] Meschede, D. *Optik, Licht und Laser*. Springer-Verlag (2009).

- [Müg12] Möglich, N. D. *Diplomarbeit: Magnetooptische Oberflächenplasmonresonanzeffekte an magnetisch strukturierten Au/IrMn/Co/Au Schichtsystemen*. Diplomarbeit, Universität Kassel (2012).
- [MGG00] Miltényi, P., M. Gierlings, G. Güntherodt, B. Beschoten, K.-D. Usadel, U. Nowak und J. Keller. *Diluted antiferromagnets in exchange bias: Proof of the domain state model*. Physical Review Letters, 84(18), 4224 (2000).
- [MHS08] McCord, J., C. Hamann, R. Schäfer, L. Schultz und R. Mattheis. *Non-linear exchange coupling and magnetic domain asymmetry in ferromagnetic/IrMn thin films*. Physical Review B, 78(9), 094419 (2008).
- [Mit98] Mitchell, M. *An introduction to genetic algorithms*. MIT press (1998).
- [MKS87] Mauri, D., E. Kay, D. Scholl und J. K. Howard. *Novel method for determining the anisotropy constant of MnFe in a NiFe/MnFe sandwich*. Journal of Applied Physics, 62(7), 2929 (1987).
- [MLF00] Mewes, T., R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann und H. Schmoranzner. *Suppression of exchange bias by ion irradiation*. Applied Physics Letters, 76(8), 1057 (2000).
- [MMJ01] Mougín, A., T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzner, J. Fassbender und B. Hillebrands. *Local manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi/FeMn double layers*. Physical Review B, 63, 060409 (2001).
- [MNR02] Mewes, T., H. Nembach, M. Rickart, S. Demokritov, J. Fassbender und B. Hillebrands. *Angular dependence and phase diagrams of exchange-coupled epitaxial Ni₈₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ (001) bilayers*. Physical Review B, 65(22), 224423 (2002).
- [MPF01] Mougín, A., S. Poppe, J. Fassbender, B. Hillebrands, G. Faini, U. Ebels, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann und H. Schmoranzner. *Magnetic micropatterning of FeNi/FeMn exchange bias bilayers by ion irradiation*. Journal of Applied Physics, 89(11), 6606 (2001).
- [MPT65] Metzger, G., P. Pluvínage und R. Torguet. *Linear and quadratic terms in the magneto-optical Kerr effect*. Annales de Physique, 10(1-2), 5 (1965).

- [MSB87] Mauri, D., H. Siegmann, P. Bagus und E. Kay. *Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate*. Journal of Applied Physics, 62(7), 3047 (1987).
- [MSM03] McCord, J., R. Schäfer, R. Mattheis und K.-U. Barholz. *Kerr observations of asymmetric magnetization reversal processes in CoFe/IrMn bilayer systems*. Journal of Applied Physics, 93(9), 5491 (2003).
- [NAA85] Nakamura, K., T. Asaka, S. Asari, Y. Ota und A. Itoh. *Enhancement of Kerr rotation with amorphous Si film*. Magnetism, IEEE Transactions on, 21(5), 1654 (1985).
- [Née49] Néel, L. *Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques au grains fin avec applications aux terres cuites*. Annales Géophysique, 5, 99 (1949).
- [Née67] Néel, L. *Etude theorique-du couplage ferro-antiferromagnetique dans les couches minces*. In *Annales de Physique*, Volume 2, Seite 61. EDP SCIENCES 7 (1967).
- [NK91] Nieber, S. und H. Kronmüller. *Micromagnetics of Critical Fields and Elementary Catastrophe Theory*. Physica Status Solidi (b), 165(2), 503 (1991).
- [NLM96] Nogués, J., Js, D. Lederman, T. J. Moran und I. K. Schuller. *Positive Exchange Bias in FeF₂-Fe Bilayers*. Physical Review Letters, 76, 4624 (1996).
- [NMU01] Nowak, U., A. Misra und K.-D. Usadel. *Domain state model for exchange bias*. Journal of Applied Physics, 89(11), 7269 (2001).
- [NMU02] Nowak, U., A. Misra und K.-D. Usadel. *Modeling exchange bias microscopically*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 240(1), 243 (2002).
- [NS99] Nogués, J. und I. K. Schuller. *Exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192(2), 203 (1999).
- [NUK02] Nowak, U., K.-D. Usadel, J. Keller, P. Miltényi, B. Beschoten und G. Güntherodt. *Domain state model for exchange bias. I. Theory*. Physical Review B, 66(1), 014430 (2002).

- [OBA88] Ordal, M. A., R. J. Bell, R. W. Alexander, L. A. Newquist und M. R. Querry. *Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths*. Applied Optics, 27(6), 1203 (1988).
- [OFOVF10] O'Grady, K., L. Fernandez-Outon und G. Vallejo-Fernandez. *A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322(8), 883 (2010).
- [OIRJ97] Osgood III, R., K. Riggs, A. E. Johnson, J. Mattson, C. Sowers und S. Bader. *Magneto-optic constants of hcp and fcc Co films*. Physical Review B, 56(5), 2627 (1997).
- [ÖYÇ11] Öksüzöğlü, R. M., M. Yıldırım, H. Çınar, E. Hildebrandt und L. Alff. *Effect of Ta buffer and NiFe seed layers on pulsed-DC magnetron sputtered Ir₂₀Mn₈₀/Co₉₀Fe₁₀ exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 323(13), 1827 (2011).
- [PHG61] Prosen, R., J. Holmen und B. Gran. *Rotatable anisotropy in thin permalloy films*. Journal of Applied Physics, 32(3), S91 (1961).
- [PR02] Paetzold, A. und K. Röhl. *Thermally activated self-alignment of exchange coupling in NiO/NiFe bilayers*. Journal of Applied Physics, 91(10), 7748 (2002).
- [PSD06] Pogossian, S. P., D. Spenato, D. T. Dekadjevi und J. B. Youssef. *Experimental method to determine the misalignment of the easy axis of ferromagnetic and antiferromagnetic films in exchange biased bilayers*. Physical Review B, 73, 174414 (2006).
- [PXM09] Phuoc, N. N., F. Xu, Y. Ma und C. Ong. *Permalloy-FeMn exchange-biased multilayers grown on flexible substrates for microwave applications*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 321, 2685, 321, 2685 (2009).
- [QB99] Qiu, Z. und S. D. Bader. *Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE)*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 200(1), 664 (1999).
- [QB00] Qiu, Z. Q. und S. D. Bader. *Surface magneto-optic Kerr effect*. Review of Scientific Instruments, 71(3), 1243 (2000).
- [Rad05] Radu, F. *Fundamental aspects of exchange bias effect*. Dissertation, Ruhr- University Bochum (2005).

- [Rae88] Raether, H. *Surface plasmons on smooth surfaces*. Springer (1988).
- [RES03] Radu, F., M. Etzkorn, R. Siebrecht, T. Schmitte, K. Westerholt und H. Zabel. *Interfacial domain formation during magnetization reversal in exchange-biased CoO/Co bilayers*. Physical Review B, 67(13), 134409 (2003).
- [Rob63] Robinson, C. C. *Longitudinal Kerr Magneto-Optic Effect in Thin Films of Iron, Nickel, and Permalloy**. Journal of the Optical Society of America, 53(6), 681 (1963).
- [Ros95] Rossmagel, S. *Sputter Deposition*. Technomic Publishing Co (1995).
- [RS48] Razouk, R. I. und A. S. Salem. *The adsorption of water vapor on glass surfaces*. The Journal of Physical Chemistry, 52(7), 1208 (1948).
- [RWTB05] Radu, F., A. Westphalen, K. Theis-Bröhl und H. Zabel. *Quantitative description of the azimuthal dependence of the exchange bias effect*. Journal of Physics: Condensed Matter, 18(3), L29 (2005).
- [RZ08] Radu, F. und H. Zabel. *Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures*. In *Magnetic heterostructures*, Seiten 97–184. Springer (2008).
- [SB99] Schulthess, T. und W. Butler. *Coupling mechanisms in exchange biased films*. Journal of Applied Physics, 85(8), 5510 (1999).
- [SC15] Singh, B. B. und S. Chaudhary. *Study of angular dependence of exchange bias and misalignment in uniaxial and unidirectional anisotropy in NiFe (111)/FeMn (111)/CoFeB (amorphous) stack*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 385, 166 (2015).
- [Sch68] Schlenker, C. *Couplage ferro-antiferromagnétique et trainage traï-tique dans des couches minces multiples Co/CoO et Ni/NiO* Par. Physica Status Solidi (b), 28(2), 507 (1968).
- [SCP07] Spinato, D., V. Castel, S. P. Pogossian, D. T. Dekadjevi und J. Ben Youssef. *Asymmetric magnetization reversal behavior in exchange-biased NiFe/MnPt bilayers in two different anisotropy regimes: Close and far from critical thickness*. Applied Physics Letters, 91(6), 062515 (2007).

- [Ses12] Seshan, K. *Handbook of thin film deposition*. William Andrew (2012).
- [SFS88] Saini, S., R. B. Frankel, D. D. Stark und J. T. Ferrucci. *Magnetism: A Primer and Review*. American Journal of Roentgenology, 150(4), 735 (1988).
- [SFT96] Soeya, S., M. Fuyama, S. Tadokoro und T. Imagawa. *NiO structure-exchange anisotropy relation in the Ni₈₁Fe₁₉/NiO films and thermal stability of its NiO film*. Journal of Applied Physics, 79(3), 1604 (1996).
- [SGN08] Schafer, D., J. Geshev, S. Nicolodi, L. G. Pereira, J. E. Schmidt und P. L. Grande. *Controlled rotation of the exchange-bias direction in Ir-Mn/Cu/Co via ion irradiation*. Applied Physics Letters, 93(4), 042501 (2008).
- [SHR03] Schmalhorst, J., V. Höink, G. Reiss, D. Engel, D. Junk, A. Schindler, A. Ehresmann und H. Schmoranzer. *Influence of ion bombardment on transport properties and exchange bias in magnetic tunnel junctions*. Journal of Applied Physics, 94(9), 5556 (2003).
- [SKC75] Schnable, G., W. Kern und R. Comizzoli. *Passivation coatings on silicon devices*. Journal of The Electrochemical Society, 122(8), 1092 (1975).
- [SKH94] Safarov, V., V. A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti und C. Marliere. *Magneto-optical effects enhanced by surface plasmons in metallic multilayer films*. Physical Review Letters, 73(26), 3584 (1994).
- [Sko08] Skomski, R. *Simple models of magnetism*. Oxford Univ. Press (2008).
- [SKS03] Suess, D., M. Kirschner und T. Schrefl. *Exchange bias of polycrystalline antiferromagnets with perfectly compensated interfaces*. Physical Review B, 67(5), 054419 (2003).
- [SM99] Stiles, M. und R. D. McMichael. *Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers*. Physical Review B, 59, 3722 (1999).
- [SM07] Steenbeck, K. und R. Mattheis. *Coupling strength distribution in ferromagnetic/antiferromagnetic film systems*. Physical Review B, 75(13), 134419 (2007).

- [SMD04] Steenbeck, K., R. Mattheis und M. Diegel. *Antiferromagnetic energy loss and exchange coupling of IrMn/CoFe films: experiments and simulations*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 279(2), 317 (2004).
- [Sou05] Sourmail, T. *Near equiatomic FeCo alloys: constitution, mechanical and magnetic properties*. Progress in Materials Science, 50(7), 816 (2005).
- [Sta00a] Stamps, R. *Dynamic magnetic hysteresis and anomalous viscosity in exchange bias systems*. Physical Review B, 61(18), 12174 (2000).
- [Sta00b] Stamps, R. *Mechanisms for exchange bias*. Journal of Physics D: Applied Physics, 33(23), R247 (2000).
- [Str76] Stroebel, L. *View Camera Technique*. Focal Press (1976).
- [SV06] Saha, J. und R. Victora. *Large scale micromagnetic simulation for the exchange interaction between a polycrystalline antiferromagnet and a ferromagnet*. Physical Review B, 73(10), 104433 (2006).
- [SW47] Stoner, E. C. und E. Wohlfarth. *Interpretation of High Coercivity in Ferromagnetic Materials*. Nature, 160(9-10), 650 (1947).
- [SW48] Stoner, E. C. und E. P. Wohlfarth. *A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A, 240(826), 599 (1948).
- [Tho15a] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Economy Laminated Film Polarizers* (2015).
- [Tho15b] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Glan-Taylor Calcite Polarizers* (2015).
- [Tho15c] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Linear Film Polarizer LPNIR* (2015).
- [Tho15d] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Linear Film Polarizer LPUV* (2015).
- [Tho15e] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Linear Film Polarizer LPVIS* (2015).
- [Tho15f] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Linear Film Polarizer LPVISA* (2015).
- [Tho15g] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Linear Film Polarizer LPVISB* (2015).
- [Tho15h] Thorlabs Inc. *Datenblatt: M625L3 High Power LED* (2015).
- [Tho15i] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Photodiode FDS100* (2015).

- [Tho15j] Thorlabs Inc. *Datenblatt: Wollaston Polarizer* (2015).
- [Tho16] Thorlabs. *Thorlabs Produktkatalog*. Thorlabs (2016).
- [TOB06] Tillmanns, A., S. Oertker, B. Beschoten, G. Güntherodt, C. Leighton, I. K. Schuller und J. Nogués. *Magneto-optical study of magnetization reversal asymmetry in exchange bias*. Applied Physics Letters, 89(20), 202512 (2006).
- [TWH92] Traeger, G., L. Wenzel und A. Hubert. *Computer experiments on the information depth and the figure of merit in magneto-optics*. Physica Status Solidi (b), 131(1), 201 (1992).
- [TYT80] Takahashi, M., A. Yanai, S. Taguchi und T. Suzuki. *A study of exchange anisotropy in Co-CoO evaporated thin films*. Japanese Journal of Applied Physics, 19(6), 1093 (1980).
- [USK15] Ueltzhöffer, T., C. Schmidt, I. Krug, F. Nickel, D. Gottlob und A. Ehresmann. *Néel walls between tailored parallel-stripe domains in IrMn/CoFe exchange bias layers*. Journal of Applied Physics, 117(12), 123904 (2015).
- [Vav00] Vavassori, P. *Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry*. Applied Physics Letters, 77(11), 1605 (2000).
- [VDDBL00] Van Driel, J., F. De Boer, K.-M. Lensen und R. Coehoorn. *Exchange biasing by Ir₁₉Mn₈₁: Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness*. Journal of Applied Physics, 88, 975 (2000).
- [vdHMdJ98] van der Heijden, P. A. A., T. F. M. M. Maas, W. J. M. de Jonge, J. C. S. Kools, F. Roozeboom und P. J. van der Zaag. *Thermally assisted reversal of exchange biasing in NiO and FeMn based systems*. Applied Physics Letters, 72(4), 492 (1998).
- [VDM12] VDMA. *VDMA Studie Produktpiraterie 2012* (2012).
- [VDM14] VDMA. *VDMA Studie Produktpiraterie 2014* (2014).
- [VFAC10] Vallejo-Fernandez, G., N. Aley, J. Chapman und K. O'Grady. *Measurement of the attempt frequency in antiferromagnets*. Applied Physics Letters, 97(22), 2505 (2010).

- [VF008] Vallejo-Fernandez, G., L. E. Fernandez-Outon und K. O'Grady. *Anti-ferromagnetic grain volume effects in metallic polycrystalline exchange bias systems*. Journal of Physics D: Applied Physics, 41(11), 112001 (2008).
- [V93] Vuye, G., S. Fisson, V. N. Van, Y. Wang, J. Rivory und F. Abeles. *Temperature dependence of the dielectric function of silicon using in situ spectroscopic ellipsometry*. Thin Solid Films, 233(1), 166 (1993).
- [VGG05] Vopsaroiu, M., M. Georgieva, P. Grundy, G. Vallejo Fernandez, S. Manzoor, M. Thwaites und K. O'Grady. *Preparation of high moment CoFe films with controlled grain size and coercivity*. Journal of Applied Physics, 97(10), 10N303 (2005).
- [Voi08] Voigt, W. *Magneto-und Elektrooptik*, Volume 3. BG Teubner (1908).
- [Voi15] Voigt, W. *Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus*, Volume IV. Barth (1915).
- [Wei07] Weiss, P. *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*. Journal de Physique Théorique et Appliquée, 6(1), 661 (1907).
- [Wei09] Weis, T. *Fernsteuerung superparamagnetischer Partikel und Charakterisierung von Magnetkraftmikroskopiespitzen in externen Magnetfeldern mit magnetisch strukturierten Substraten*. Dissertation, Universität Kassel (2009).
- [WHF94] Weller, D., G. Harp, R. Farrow, A. Cebollada und J. Sticht. *Orientation dependence of the polar Kerr effect in fcc and hcp Co*. Physical Review Letters, 72(13), 2097 (1994).
- [WHO15] WHO. *Anti-counterfeit technologies for the protection of medicines* (2015).
- [WR89] Weller, D. und W. Reim. *Spectroscopic study of potential magneto-optic storage layers*. Applied Physics A, 49(6), 599 (1989).
- [WRS91] Weller, D., W. Reim, K. Spörl und H. Brändle. *Spectroscopy of multilayers for magneto-optic storage*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 93, 183 (1991).

- [WSC04] Wrona, J., T. Stobiecki, M. Czapkiewicz, R. Rak, T. Ślęzak, J. Korecki und C. Kim. *R-VSM and MOKE magnetometers for nanostructures*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 272, 2294 (2004).
- [Wys12] Wysin, G. M. *Demagnetization Fields*. Department of Physics, Kansas State University (2012).
- [XKW99] Xi, H., M. H. Kryder und R. M. White. *Study of the angular-dependent exchange coupling between a ferromagnetic and an antiferromagnetic layer*. Applied Physics Letters, 74, 2687 (1999).
- [YCF11] Yang, J., S. Cardoso, P. Freitas, T. Devolder und M. Ruehrig. *Angular dependence of exchange bias in Mn80Ir20/Co60Fe20B20 bilayers*. Journal of Applied Physics, 109(7), 07D704 (2011).
- [YPM05] Yoo, Y.-G., M.-C. Paek, S.-G. Min und S.-C. Yu. *Angular dependence of exchange coupling in NiFe/spacer/IrMn trilayer structures*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 290, 198 (2005). Proceedings of the Joint European Magnetic Symposia (JEMS' 04).
- [ZGX14] Zhang, S., J. Gao, W. Xia, L. Chen, Y. Tang, D. Li, S. Tang und Y. Du. *Enhancement of longitudinal magneto-optical Kerr effect in HfO₂/Co/HfO₂/Al/silicon thin films*. Optics Communications, 321, 226 (2014).
- [ZML90a] Zak, J., E. Moog, C. Liu und S. Bader. *Fundamental magneto-optics*. Journal of Applied Physics, 68(8), 4203 (1990).
- [ZML90b] Zak, J., E. Moog, C. Liu und S. Bader. *Universal approach to magneto-optics*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 89(1), 107 (1990).
- [ZML91] Zak, J., E. Moog, C. Liu und S. Bader. *Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions*. Physical Review B, 43(8), 6423 (1991).
- [ZML92] Zak, J., E. R. Moog, C. Liu und S. D. Bader. *Erratum: Magneto-optics of multilayers with arbitrary magnetization directions*. Physical Review B, 46, 5883 (1992).

- [ZMS15] Zhou, X., L. Ma, Z. Shi, W. Fan, R. Evans, J.-G. Zheng, R. Chantrell, S. Mangin, H. Zhang und S. Zhou. *Mapping motion of antiferromagnetic interfacial uncompensated magnetic moment in exchange-biased bilayers*. Scientific reports, 5 (2015).
- [ZSZ96] Zeidler, T., F. Schreiber, H. Zabel, W. Donner und N. Metoki. *Reorientational transition of the magnetic anisotropy in Co/Cr(001) superlattices*. Physical Review B, 53, 3256 (1996).
- [ZZL94] Zhou, S.-M., H.-R. Zhai, M. Lu, Y.-Z. Miao, J.-T. Song und H.-Y. Zhang. *On the Conditions of the Magneto-Optical Kerr Effect Enhancement in Metallic Bilayers*. physica status solidi (b), 184(2), 529 (1994).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Magnetische Momente im Antiferromagneten	7
2.2	Schematische Darstellung einer Hystereseurve	12
2.3	Schichtdickenabhängigkeiten	14
2.4	Azimuthale Abhängigkeit von H_{EB}	17
2.5	Definitionen im SW-Modell	20
2.6	Feldkühlprozess im MB-Modell	21
2.7	Schematische Darstellung des DS-Modells	24
2.8	Schematische Darstellung des SG-Modells	25
2.9	Das Modell von EHRESMANN	28
2.10	Einteilung von AF-Körnern im polykristallinen Modell	30
2.11	Schematische Darstellung des MOKE	33
3.1	Schematische Darstellung einer Kathodenzerstäubungsanlage	40
4.1	Extinktionsgrade von Polarisatoren	45
4.2	Wellenlängenabhängigkeit des MOKE	46
4.3	Einfallswinkelabhängigkeit des MOKE	48
4.4	Elektromagnet und Probenhalter des V-MOKE	49
4.5	Schematische Darstellung des AR-MOKE	57
4.6	Optik des einfallenden Lichtstrahls beim V-MOKE	58
4.7	Probenhalter des V-MOKE	59
4.8	Optik des Detektorsystems des V-MOKE	60
5.1	Rohdaten zur Bestimmung des magnetooptischen Ansprechvermögens	65
5.2	Hysterese-messung beim AR-MOKE	66
5.3	Bestimmung der magnetooptischen Bewertungsfaktoren	68
5.4	Simulation von A_K^{eff} in Abhängigkeit des F	72
5.5	Experimentelle A_K^{eff} in Abhängigkeit des F	73
5.6	Experimentelle A_K^{eff} in Abhängigkeit des F	74
5.7	Simulation von $A_K^{\text{eff}}(n, k)$	77

5.8	Simulation von $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$	79
5.9	Experiment $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ mit Co als F	81
5.10	Experiment $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ mit Permalloy als F	83
5.11	Experiment $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ als F	84
5.12	Simulation von $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ mit Glassubstrat	86
5.13	Experiment $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ auf Glas mit Permalloy als F	89
5.14	Experiment $A_K^{\text{eff}}(\theta, t_{Si})$ auf Glas mit $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{30}$ als F	91
5.15	Vergleich von $ A_K^{\text{eff}} $	94
6.1	Berücksichtige Anisotropien im Modell zur Beschreibung der Anisotropie	97
6.2	Einfluss uniaxiale Anisotropie	104
6.3	Einfluss rotierbare Anisotropie	106
6.4	Einfluss der mittleren Relaxationszeiten	107
6.5	Einfluss fehlender Kollinearität	108
6.6	Hysteresemessung des V-MOKE ohne Normierung	111
6.7	Rekonstruktion von \vec{M}_F bei verschiedenen Drehwinkeln der Probe	113
6.8	$H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$, $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ und M_{min} eines EB-Schichtsystems	115
6.9	Einfluss der Rotationsrichtung und des transversalen Magnetfelds auf $H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_C(\varphi_{\text{ext}})$	117
6.10	Materialparameterbestimmung durch Anpassen des Modells an das Experiment	120
6.11	$H_{\text{EB}}(\varphi_{\text{ext}})$ und $H_C(\varphi_{\text{ext}})$ in Abhängigkeit der Ionendosis	124
6.12	Durch Optimierung erhaltene Materialparameter in Abhängigkeit der Ionendosis	126
7.1	Magnetisches Echtheitszertifikat	133
7.2	Abhängigkeit des magnetischen Musters vom externen Magnetfeld	134
7.3	Auslesen des Echtheitszertifikats	135
7.4	Prototyp Auslesegerät	136
7.5	Demonstrationsproben MaSC	137

Abkürzungsverzeichnis

AF	Antiferromagnet
AR-MOKE	<i>angular-resolved</i> -MOKE-Magnetometer
Ar	Argon
Au	Gold
Co	Kobalt
Cu	Kupfer
DS	<i>Domain-State</i>
EB	<i>Exchange Bias</i>
F	Ferromagnet
Fe	Eisen
He	Helium
HF	Hochfrequenz
Ir	Iridium
L-MOKE	longitudinales MOKE-Magnetometer
LED	<i>Light emitting diode</i>
MaSC	Magnetischer Sicherheitscode
MB-Modell	Meiklejohn-Bean-Modell
Mn	Mangan
MOKE	magnetooptischer Kerr-Effekt

MO1-8	Für magnetooptische Experimente verwendete Probensätze einer Messreihe
Ni	Nickel
PEM	Photoelastischer Modulator
RA	Rotierbare Anisotropie
RMB-Modell	Realistisches Meiklejohn-Bean-Modell
Si	Silizium
SW-Modell	Stoner-Wohlfarth-Modell
SG-Modell	Spin-Glas-Modell
Ta	Tantal
V-MOKE	Vektor-MOKE-Magnetometer
UAA	Uniaxiale Anisotropie
UDA	Unidirektionale Anisotropie
UV	Ultraviolett

Symbolverzeichnis

Im Folgenden seien nur die Größen aufgeführt, welche außerhalb des Abschnitts in welchem sie eingeführt werden Verwendung finden.

A	Fläche (allgemein)
$A_{\mathbf{K}}$	Kerr-Amplitude
$A_{\mathbf{K}}^{\text{eff}}$	Effektive Kerr-Amplitude
$A_{\mathbf{K},\mathbf{p}\text{-Pol}}^{\text{eff}}$	Effektive Kerr-Amplitude für einfallendes Licht mit p -Polarisation
$A_{\mathbf{K},\mathbf{s}\text{-Pol}}^{\text{eff}}$	Effektive Kerr-Amplitude für einfallendes Licht mit s -Polarisation
$A_{\mathbf{R}}$	Amplitude des reflektierten Lichts mit Ausgangspolarisation
$\alpha_{\mathbf{K}}$	Kerr-Winkel
$\alpha_{\mathbf{K},\mathbf{p}\text{-Pol}}$	Kerr-Winkel für einfallendes Licht mit p -Polarisation
$\alpha_{\mathbf{K},\mathbf{s}\text{-Pol}}$	Kerr-Winkel für einfallendes Licht mit s -Polarisation
\vec{B}	Vektor der magnetischen Flussdichte
$\beta_{\mathbf{F}}$	Richtungswinkel von $\vec{M}_{\mathbf{F}}$
$\beta_{\mathbf{AF}}$	Richtungswinkel von $\vec{M}_{\mathbf{AF}}$
$\beta_{\mathbf{AF},i}$	Richtungswinkel von $\vec{m}_{\mathbf{AF},i}$ eines AF-Korns
$\gamma_{\mathbf{EB}}$	Richtungswinkel der leichten Richtung der unidirektionalen Anisotropie
$\gamma_{\mathbf{F}}$	Richtungswinkel der leichten Richtung der Anisotropie im F
$\gamma_{\mathbf{RA}}$	Richtungswinkel der rotierbaren Anisotropie
$\gamma_{\mathbf{AF}}$	Richtungswinkel der leichten Richtung der Anisotropie im AF

$\gamma_{\mathbf{AF},i}$	Richtungswinkel der leichten Richtung der Anisotropie eines AF-Korns
$\gamma_{\mathbf{SG}}$	Richtungswinkel der leichten Richtung einer Anisotropie im SG-Modell
D	Ionendosis
E	Energie (allgemein)
ΔE	Energiebarriere
$E_{\mathbf{AF},i}$	Energie eines AF-Korns
$E_{\mathbf{Z}}$	Energierterm zur Beschreibung des externen Magnetfelds
$E_{\mathbf{uni}}$	Energierterm zur Beschreibung der uniaxialen Anisotropie
$E_{\mathbf{AF},\mathbf{K}2}$	Energierterm zur Beschreibung der von AF-Körnern der Klasse 2 bewirkten Anisotropie
$E_{\mathbf{AF},\mathbf{K}3}$	Energierterm zur Beschreibung der von AF-Körnern der Klasse 3 bewirkten Anisotropie
ϵ	Permittivität
$f_{\mathbf{N}}$	Übergangsfrequenz (Superparamagnetismus)
f_0	Materialspezifische Versuchsfrequenz (Superparamagnetismus)
$f_{\mathbf{SG}}$	Konversionsfaktor im SG-Modell
$f_{\mathbf{R}}$	Anisotropieverhältnis im RMB-Modell
φ	<i>in-plane</i> -Winkel (Azimut) (allgemein)
$\varphi_{\mathbf{ext}}$	<i>in-plane</i> -Winkel (Azimut) des externen Magnetfelds
\vec{H}	Vektor der magnetischen Feldstärke
$H_{\mathbf{ext}}$	Stärke des externen Magnetfelds
$H_{\mathbf{C}}$	Koerzitivfeld
$H_{\mathbf{EB}}$	EB-Feld
$\vec{H}_{\mathbf{FC}}$	Externes Magnetfeld während des Feldkühlprozesses

\vec{H}_{IB}	Externes Magnetfeld während des He-Ionenbeschusses
\vec{H}_{SD}	Externes Magnetfeld während der Schichtabscheidung
I	Lichtintensität (allgemein)
I_{tot}	Mittels AR-MOKE gemessene Intensität bei Totalreflexion des Lichts
I_{ref}	Mittels AR-MOKE gemessene Intensität ohne Analysator
I_{pol}	Mittels AR-MOKE gemessene Intensität mit Analysator
I_0	Ausgangslichtintensität
$I_{0,\text{P}}$	Ausgangslichtintensität unter Berücksichtigung von Absorptionsverlusten im Analysator
ΔI	Intensitätsänderung
\vec{J}	Gesamtdrehimpuls
J	Austauschkonstante (allgemein)
J_{EB}	Flächenenergiedichte der unidirektionalen Anisotropie
$J_{\text{EB},i}$	Flächenenergiedichte der unidirektionalen Anisotropie eines einzelnen AF-Korns
$J_{\text{EB}}^{\text{eff}}$	Effektive Flächenenergiedichte der unidirektionalen Anisotropie
$J_{\text{HC}}^{\text{eff}}$	Effektive Flächenenergiedichte der rotierbaren Anisotropie
K	Anisotropiekonstante (allgemein)
K_{F}	Anisotropiekonstante des F
K_{AF}	Anisotropiekonstante des AF
$K_{\text{AF},i}$	Anisotropiekonstante eines AF-Korns
K_{SG}	Anisotropiekonstante im SG-Modell
k_{B}	Boltzmann Konstante
\vec{M}	Magnetisierungsvektor (allgemein)
\vec{M}_{F}	Magnetisierungsvektor des F

\vec{M}_{AF}	Magnetisierungsvektor des AF an der Grenzfläche zum F
$\vec{m}_{\text{AF},i}$	magnetisches Grenzflächenmoment eines AF-Korns
$\vec{m}_{\text{AF},\text{K}2}$	magnetisches Grenzflächenmoment eines AF-Korns der Klasse 2
$\vec{m}_{\text{AF},\text{K}3}$	magnetisches Grenzflächenmoment eines AF-Korns der Klasse 3
M_{long}	Projektion von \vec{M}_{F} in die longitudinale Geometrie
M_{trans}	Projektion von \vec{M}_{F} in die transversale Geometrie
M_{sat}	Sättigungsmagnetisierung
m	Magnetisches Moment
μ_0	Magnetische Permeabilität in Vakuum
μ_{B}	Bohr-Magneton
μ_{N}	Kernmagneton
N	Anzahl Teilchen
n	Realteil des komplexen Brechungsindex
k	Imaginärteil des komplexen Brechungsindex
Q	Voigt-Konstante
R	Reflektivität
R_{p}	Reflektivität für p -polarisiertes Licht
R_{s}	Reflektivität für s -polarisiertes Licht
r_{pp}	Reflexionskoeffizient für einfallendes Licht mit p -Polarisation und reflektiertes Licht mit p -Polarisation
r_{ps}	Reflexionskoeffizient für einfallendes Licht mit s -Polarisation und reflektiertes Licht mit p -Polarisation
r_{sp}	Reflexionskoeffizient für einfallendes Licht mit p -Polarisation und reflektiertes Licht mit s -Polarisation
r_{ss}	Reflexionskoeffizient für einfallendes Licht mit s -Polarisation und reflektiertes Licht mit s -Polarisation

S/N	Signal-Rausch-Verhältnis
\vec{S}	Spin
$S_{\text{AF},i}$	Grenzfläche zum F eines AF-Korns
T	Temperatur (allgemein)
T_{B}	<i>Blocking</i> -Temperatur
T_{C}	Curie-Temperatur
T_{N}	Néel-Temperatur
T_{set}	Plateautemperatur des Feldkühlprozesses
T_{end}	Endtemperatur des Feldkühlprozesses
τ	Zeit (allgemein)
τ_{set}	Plateauzeit des Feldkühlprozesses
τ_{Hys}	Dauer einer Hysterese
τ_{K2}	Mittlere Relaxationszeit von AF-Körnern der Klasse 2
t_{F}	Dicke der F-Schicht
t_{AF}	Dicke der AF-Schicht
t_{AD}	Dicke der antireflektiven Deckschicht
t_{Si}	Dicke der Siliziumschicht
θ	Einfallswinkel des Lichts
θ_{A}	Analysatorwinkel
θ_{max}	Einfallswinkel des Lichts mit maximaler effektiver Kerr-Amplitude
θ_{ext}	<i>out-of-plane</i> -Winkel (Polarwinkel) des externen Magnetfelds
V	Volumen
$V_{\text{AF},i}$	Volumen eines AF-Korns

Anhang

Optische und magnetooptische Konstanten

Tabelle 8.1: Optische und magnetooptische Konstanten von Eisen in Abhängigkeit der Wellenlänge [KA68].

Wellenlänge [nm]	n	k	Q_r	Q_i
826,53	3,05	3,77	0,0588	-0,0099
774,87	3,00	3,60	0,0562	-0,0049
729,29	2,98	3,52	0,0509	-0,0006
688,78	2,92	3,46	0,0461	0,0021
652,53	2,89	3,37	0,0414	0,0059
619,90	2,85	3,36	0,0357	0,0074
590,38	2,80	3,34	0,0307	0,0090
563,55	2,74	3,33	0,0269	0,0096
539,04	2,65	3,34	0,0230	0,0091
516,58	2,56	3,31	0,0198	0,0089
495,92	2,46	3,31	0,0169	0,0082
476,85	2,34	3,30	0,0153	0,0074
459,19	2,23	3,25	0,0141	0,0067
442,79	2,12	3,23	0,0132	0,0057
427,52	2,01	3,17	0,0127	0,0049
413,27	1,88	3,12	0,0118	0,0028
387,44	1,70	2,96	0,0110	0,0031

Tabelle 8.2: Optische Konstanten verschiedener Materialien. Sofern wellenlängenabhängige Daten in der Literatur verfügbar waren, wurden aus diesen optischen Konstanten die hier dargestellten Werte extrapoliert. Für $\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$ wurde der Brechungsindex aus der winkelabhängigen Reflektivität errechnet.

Material	Wellenlänge [nm]	n	k	Q_r	Q_i	Quelle
Silizium	632,8	3,882	0,020	0	0	[AS83]
Kupfer	632,8	0,246	3,412	0	0	[JC72]
Glas	632,8	1,457	0	0	0	[Mal65]
Luft	632,8	1,03	0	0	0	[Cid96]
$\text{Ir}_{17}\text{Mn}_{83}$	632,8	3,78	3,64	0	0	(gemessen)
Tantal	667	1,448	2,33	0	0	[OBA88]

Tabelle 8.3: Optische und magnetooptische Konstanten von Cobalt in Abhängigkeit der Wellenlänge [OIRJ97, WHF94].

Wellenlänge [nm]	n	k	Q_r	Q_i
826,53	2,79	4,78	0,041	0,023
774,87	2,66	4,59	0,038	0,019
729,29	2,54	4,43	0,037	0,016
688,78	2,41	4,27	0,036	0,012
652,53	2,30	4,14	0,035	0,009
619,90	2,19	4,01	0,034	0,008
590,38	2,09	3,89	0,033	0,006
563,55	1,90	3,65	0,030	0,004
516,58	1,82	3,54	0,028	0,004
495,92	1,74	3,44	0,028	0,003
476,85	1,67	3,33	0,027	0,003
459,19	1,60	3,23	0,026	0,001
442,79	1,53	3,13	0,026	0,001
427,52	1,48	3,03	0,026	0,001
413,27	1,43	2,94	0,026	0,001
387,44	1,28	2,58	0,026	0

Tabelle 8.4: Optische und magnetooptische Konstanten von Nickel in Abhängigkeit der Wellenlänge [KA68].

Wellenlänge [nm]	n	k	Q_r	Q_i
826,53	2,53	4,47	0,0096	-0,0076
774,87	2,43	4,31	0,0088	-0,0057
729,29	2,28	4,18	0,0068	-0,0040
688,78	2,14	4,01	0,0060	-0,0031
652,53	2,02	3,82	0,0056	-0,0024
619,90	1,92	3,65	0,0052	-0,0018
590,38	1,85	3,48	0,0050	-0,0015
563,55	1,80	3,33	0,0048	-0,0011
539,04	1,75	3,19	0,0048	-0,0010
516,58	1,71	3,06	0,0048	-0,0008
495,92	1,67	2,93	0,0049	-0,0006
476,85	1,65	2,81	0,0052	-0,0003
459,19	1,64	2,71	0,0057	0,0000
442,79	1,63	2,61	0,0065	0,0003
427,52	1,62	2,52	0,0073	0,0008
413,27	1,61	2,44	0,0078	0,0013
387,44	1,61	2,30	0,0081	0,0027

Parameter der Schichtherstellung

Im Folgenden seien die Herstellungsparameter der Schichtherstellung gegeben. Alle Proben wurden in einem externen Magnetfeld von 70 kA/m abgeschieden. Der Basisdruck in der Anlage war in allen Fällen im Bereich von 10^{-6} mbar.

Tabelle 8.5: Parameter der Schichtherstellung von Probensatz EB1 auf dem Substrat Si <100>. Die Proben dieses Probensatzes wurden von Markus Meyl bereitgestellt.

Material	Abscheiderate [nm/min]	Leistung [W]	Ar-Gasfluss[sccm]
Cu	4,26	80	155
Ir ₁₇ Mn ₈₃	2,64	80	155
Co ₇₀ Fe ₃₀	2,89	160	155
Si	2,35	80	155

Tabelle 8.6: Parameter der Schichtherstellung der Probensätze MO1-MO8 auf dem Substrat Silizium <100> (MO1-MO6) und dem Substrat Borofloat (MO7 und MO8).

Probensatz	Material	Abscheiderate	Leistung	Ar-Gasfluss
		[nm/min]	[W]	[sccm]
MO1	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,84	160	155
	Fe	2,78	120	155
	Au	6,41	80	155
MO2	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,84	160	155
	Co	2,85	120	155
	Au	6,41	80	155
MO3	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,84	160	155
	Co ₇₀ Fe ₃₀	5,24	160	155
	Au	6,41	80	155
MO4	Cu	4,65	80	155
	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,57	160	155
	Co	1,7	80	155
	Si	2,38	80	155
MO5	Cu	4,26	80	155
	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,57	160	155
	Ni ₈₁ Fe ₁₉	3,14	80	155
	Si	2,35	80	155
MO6	Si	2,35	80	155
	Ni ₈₁ Fe ₁₉	3,14	80	155
	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,57	160	155
	Si	2,35	80	155
MO7	Si	2,35	80	155
	Co ₇₀ Fe ₃₀	2,89	80	155
	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,57	160	155
	Si	2,35	80	155
MO8	Si	2,35	80	155
	Co ₇₀ Fe ₃₀	2,89	80	155
	Ir ₁₇ Mn ₈₃	5,57	160	155
	Si	2,35	80	155

Danksagung

Diese Arbeit ist das Ziel einer langen Reise, während derer mir viele Weggefährten zur Seite standen, welche mich immer auf dem rechten Kurs gehalten haben.

Mein erster Dank gilt daher meinem Betreuer PROF. DR. ARNO EHRESMANN, der trotz seines immer vollen Terminkalenders die Zeit gefunden hat, mich anzuleiten und meine Ergebnisse zu diskutieren. Weiter möchte ich PROF. DR. GÜNTER REISS von der Universität Bielefeld für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie PROF. DR. PHILIPP DEMEKHIN und PROF. DR. GUSTAVO MIGUEL PASTOR für die Übernahme der Prüferrolle danken.

Für die finanzielle Unterstützung während des Studiums und der Promotion gilt mein Dank der STUDIENSTIFTUNG DES DEUTSCHEN VOLKES und dem UNIVERSITÄT KASSEL PROMOTIONSSTIPENDIUM. Der B.BRAUN MELSUNGEN AG möchte ich für die Finanzierung der Machbarkeitsstudie zum Echtheitszertifikat danken.

Ein besonders großer Dank geht an die gesamte ARBEITSGRUPPE EHRESMANN, welche ein großer Teil meines Lebens der vergangenen Jahre war. Die freundschaftliche Atmosphäre sucht an der Universität Kassel sicherlich ihresgleichen. Jeder meiner Kollegen hat durch Fachgespräche, Diskussionen, Vorträge oder auch nur durch einen gemeinsamen Kaffee Anteil an der Entwicklung zu den Ideen dieser Arbeit gehabt. Einzelne Personen möchte ich dennoch hervorheben, da sie für mich und meine Forschung besonders wichtig waren. Dies ist zum einen mein Büronachbar und Freund TIMO UELTZHÖFFER, der für alle wichtigen und unwichtigen Dinge ein offenes Ohr hatte und auch die blödsinnigste Frage bis ins Letzte mit mir diskutierte. ANDREAS NEHLS möchte ich für die Unterstützung von technischer Seite danken, der sich nicht nur um die Machbarkeit, sondern auch um die Sinnhaftigkeit der entwickelten Gerätschaften Gedanken gemacht hat. CHRISTIAN OZGA, DR. DENNIS HOLZINGER, HENNING HUCKFELDT und ALEXANDER GAUL möchte ich für die Korrekturhilfen beim Zusammenschreiben der Arbeit danken, DR. ANDRÉ KNIE für die Unterstützung bei den kleinen Problemen des Forschungsalltags.

Für die V-MOKE Messungen an der Universität Bielefeld gilt mein Dank MARKUS MEYL und natürlich dem Team um DR. TIMO KUSCHEL. PHILIPP REINTANZ vom Fachbereich der metallorganischen Chemie möchte ich für die vielen kleinen Dinge danken, welche zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Abschließend möchte ich meinen Freunden und meiner Familie für die moralische Unterstützung danken. Vor allem meiner Frau KERSTIN gilt mein Dank, die für mich je nach Notwendigkeit Anker, Kompass und der Wind in meinen Segeln war.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe angefertigt und andere als die in der Dissertation angegebenen Hilfsmittel nicht benutzt habe. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen sind, habe ich als solche kenntlich gemacht. Kein Teil dieser Arbeit ist in einem anderen Promotions- oder Habilitationsverfahren verwendet worden.

Kassel, 23.06.2016

Nicolas David Möglich