U N I K A S S E L V E R S I T 'A' T



Wissenschaftliche Hausarbeit im Rahmen der Ersten Staatsprüfung für das Lehramt an Gymnasien im Fach Physik (eingereicht bei der Hessischen Lehrkräfteakademie - Prüfungsstelle Kassel-)

Feldkühltemperatur- und Pufferschichtdickenabhängigkeit magnetischer Anisotropien polykristalliner Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme

Laura Weidenfeller Weserstraße 23 34125 Kassel

07. November 2016

Gutachter: Prof. Dr. Arno Ehresmann

Wenn eine Idee am Anfang nicht absurd klingt, dann gibt es keine Hoffnung für sie. Albert Einstein

INHALTSVERZEICHNIS

1	Ein	leitung	r 5	1
2	Grundlagen			
	2.1	Formen von Magnetismus		3
		2.1.1	Paramagnetismus	4
		2.1.2	Ferromagnetismus und Antiferromagnetismus	5
	2.2 Magnetische Anisotropien in Dünnschichtsystemen		etische Anisotropien in Dünnschichtsystemen	8
		2.2.1	Anisotropiebeiträge des Ferromagneten	9
		2.2.2	Exchange-Bias	10
		2.2.3	Modelle zur Charakterisierung des Exchange-Bias Effekts	13
		2.2.4	Das erweiterte Stoner-Wohlfarth-Modell für polykristalli-	
			ne EB-Systeme	16
	2.3	Der r	nagnetooptische Kerr-Effekt	22
3	3 Experimentelles Vorgehen			
	3.1	Probe	nherstellung	25
		3.1.1	Das Schichtsystem	26
		3.1.2	Bestimmung der Sputterraten und Schichtdicken	28
	3.2 Feldkühlen		30	
	3.3 Bestimmung der Magnetisierungskurven in Abhängigkeit von			
		der R	ichtung des externen Magnetfeldes	31
4	Methoden zur Auswertung			37
5	Ergebnisteil		43	
		5.0.1	Vergleich der Koerzitivfelder und Exchange-Bias-Felder gleicher Pufferschichtdicken	44

	5.1	Vergleich der Koerzitivfelder und Exchange-Bias-Felder bei un-	
		terschiedlichen Pufferschichtdicken	51
	5.2	Beschreibung der Ummagnetisierung	57
6	Dis	kussion	69
	6.1	Anwendung des polykristallinen Modells	69
	6.2	Einfluss der magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten	73
	6.3	Auftreten von Diskontinuitäten in einem Hystereseast \hdots	76
7	\mathbf{Zus}	ammenfassung und Ausblick	79
8	Anl	nang	83
	8.1	Fehlerbetrachtung der Sputterraten und Schichtdicken	83
	8.2	Abbildungen	85

KAPITEL 1______EINLEITUNG

Der Exchange-Bias Effekt wurde erstmals von Meiklejohn und Bean 1956 entdeckt und beschreibt eine Austauschanisotropie, die auf der Kopplung eines Ferromagneten mit einem Antiferromagneten resultiert.^[MB56,MB57]. Die Austauschanisotropie wirkt unidirektional, woraus eine Verschiebung der Hysteresekurve entlang der Feldachse resultiert.^[MB56,MB57] Ist die Verschiebung groß genug, verbleibt auch ohne externes Magnetfeld die Sättigungsmagnetisierung des Systems als Remanenz.^[NS99]

Die definierte Remanenzmagnetisierung begründet die technologische Bedeutung von Exchange-Bias-Systemen, die beispielsweise in Festplattenleseköpfen verwendet werden.^[DSP91] Doch auch in der Biosensorik und Medizintechnik wird der Anwendung von Exchange-Bias-Systemen bei der Realisierung von miniaturisierten Laborsystemen wie *Lab-on-a-Chip*-Systemen eine große Bedeutung zugesprochen. Magnetisch strukturierte Exchange-Bias-Systeme werden als Substrate für *Lab-on-a-Chip*-Systeme getestet, um über externe Magnetfelder den Transport superparamagnetischer Partikel zu ermöglichen und zu steuern.^[HKB15]

Trotz der zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten und Forschungsgebiete ist der Effekt noch nicht vollständig theoretisch beschrieben. Aufbauend auf dem Stoner-Wohlfarth-Modell wurden seit der Entdeckung des Effekts verschiedene Modelle zur Beschreibung entwickelt.^[RZ08] Die Modelle berücksichtigen verschiedene Materialparameter, jedoch ist keines der Modelle allumfassend. Problematisch sind bei der Beschreibung die experimentell schwer zugänglichen magnetischen Eigenschaften des Antiferromagneten, welche bisher nur über das Verhalten des gekoppelten Ferromagneten rekonstruiert werden können.^[OFOVF10] Für breite technologische Anwendungen kommt vor allem den kostengünstiger herzustellenden polykristallinen Systemen eine besondere Bedeutung zu. Die neuesten Modelle zur Beschreibung dieser Systeme basieren auf der kristallinen Struktur des Antiferromagneten, welcher in Körnerklassen mit verschiedenen magnetischen Eigenschaften gegliedert wird. ^[FC72,SFT96,Ehr05] Da der Exchange-Bias Effekt durch ein Aufheizen der Materialsysteme und anschließendes Abkühlen in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes (Feldkühlen) initiiert wird, ^[MB56,MB57] muss insbesondere die Temperaturabhängigkeit der Systeme in den Modellen berücksichtigt werden. ^[Müg16]

Ein weiterer Parameter, der bei der Ausbildung der Austauschanisotropie einen Einfluss hat, ist die kristalline Struktur. Diese erfährt durch die Verwendung bestimmter Substrate und Pufferschichten einen erhebliche Beeinflussung, die Ausrichtung bestimmter Netzebenen des Antiferromagneten parallel zur Grenzfläche zum Ferromagneten bevorzugt wird.^[PHA00]Der genaue Einfluss der Pufferschicht ist aber bislang ungeklärt.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zum besseren Verständnis der auftretenden Anisotropien polykristalliner Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme zu leisten. Dazu werden Dünnschichtsysteme gleicher Materialien unter Variation der Pufferschichtdicke hergestellt und schrittweise höheren Temperaturen während des Feldkühlprozesses unterzogen. Aufgrund der Zuführung thermischer Energie sollen anhand bestehender Modelle die Eigenschaften der verschiedenen Korngrößen den Messkurven zugeordnet werden, um diese miteinander in Einklang zu bringen oder die Notwendigkeit einer Erweiterung der Modelle begründen zu können. Weiterhin sollen die Erkenntnisse dieser Arbeit bessere Voraussagen für die Anwendungen von Exchange-Bias-Systemen ermöglichen.

карітеl 2_____

GRUNDLAGEN

2.1 Formen von Magnetismus

Wird Materie in ein Magnetfeld eingebracht, ändert sich der Durchsatz des Magnetfeldes durch eine die Materie umschließende Querschnittsfläche um einen materialspezifischen Faktor. Die Änderung ist mit der relativen Permeabilität μ_r des Materials zu begründen, welche mit einer Verstärkung oder Abschwächung des magnetischen Feldes einhergeht. Die Änderung des Durchsatzes ergibt sich aus der Wechselwirkung des externen Magnetfeldes mit den atomaren magnetischen Momenten der Materie, welche durch das Magnetfeld erzeugt oder an ihm ausgerichtet werden.^[Dem13] Atomare magnetische Momente sind an den Bahndrehimpuls sowie den Spin der Fermionen gekoppelt, wobei das magnetische Moment des Atomkerns vernachlässigbar klein im Vergleich zu denen der Elektronen ist.^[KSK62]

Makroskopisch äußert sich die Ausrichtung der magnetischen Momente in Form der Magnetisierung \vec{M} , welche sich durch die Summierung der magnetischen Momente \vec{m} pro Volumenelement V

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \cdot \sum \vec{m} \tag{2.1.1}$$

ergibt. Analog zur relativen Permeabilität bietet die magnetische Suszeptibilität χ als Proportionalitätsfaktor zwischen der Magnetisierung M und der Feldstärke H eine weitere Größe zum Vergleich der magnetischen Eigenschaften von Materialien. Permeabilität μ_r und Suszeptibilität χ bedingen sich gegenseitig

und lassen sich ineinander umformen. Welche der Eigenschaften verwendet wird, hängt vom Kontext ab. Wird beispielsweise die Wirkung verschiedener Materialien bei der Verwendung als Spulenkern verglichen, wird sich auf die relative Permeabilität μ_r berufen, bezüglich der Energieänderung von Stoffen im Magnetfeld hingegen wird die Suszeptibilität χ herangezogen.^[KSK62] Je nach Größe von μ_r beziehungsweise χ werden verschiedene Materialklassen unterschieden, von denen im Folgenden die für diese Arbeit relevanten Materialklassen genauer beschrieben werden.

2.1.1 Paramagnetismus

Moleküle, die aus Atomen oder Ionen bestehen, von denen mindestens ein Elektron mit den Quantenzahlen n, l und m_l ungepaart ist, weisen ein resultierendes magnetisches (Gesamt-) Moment auf. Für den Fall, dass die thermische Energie des Systems gegenüber der (potentiellen) Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander dominant ist, führt dies zu einer zufälligen Ausrichtung der magnetischen Momente.^[KSK62] Materialien mit einem solchen Verhalten werden als Paramagneten bezeichnet. Für die Vektorsumme in Formel (2.1.1) gilt dann

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \cdot \sum \vec{m} \approx 0.$$
(2.1.2)

Ein externes Magnetfeld H_{ext} induziert eine bevorzugte Ausrichtung der magnetischen Momente entlang der Feldrichtung, steht allerdings in Konkurrenz zur thermischen Energie E_{th} des Systems, welche sich mit der Boltzmann-Konstanten k_{B} und der Temperatur T zu

$$E_{\rm th} = k_{\rm B}T\tag{2.1.3}$$

ergibt. Dies führt zu einer von Temperatur und Feldstärke abhängigen partiellen Ausrichtung der Magnetisierung. Weiterhin ist die Ausrichtung der magnetischen Momente von ihrer Austauschwechselwirkungsenergie E_{WW} (vgl. Abschnitt 2.1.2) abhängig. Für paramagnetische Materialien besteht eine schwache Wechselwirkung mit^[CG11]

$$E_{\rm WW} \le k_{\rm B}T \,. \tag{2.1.4}$$

Die Temperaturabhängigkeit wird über das Curiesche Gesetz mit der Curie-Konstante ${\cal C}$ mit

$$\chi = \frac{C}{T} \tag{2.1.5}$$

beschrieben.

2.1.2 Ferromagnetismus und Antiferromagnetismus

Besteht bei Festkörpern eine ausreichend starke Austauschwechselwirkung zwischen den permanenten atomaren magnetischen Momenten, können sich unterschiedliche magnetische Ordnungen ausbilden.^[KSK62] Ist die Energie der Austauschwechselwirkung wesentlich größer als die thermische Energie, sodass

$$E_{\rm WW} >> k_{\rm B}T \tag{2.1.6}$$

gilt,^[CG11] richten sich die magnetischen Momente aneinander aus. Anhand der Ausrichtung lassen sich ferromagnetische Festkörper, bei denen die magnetischen Momente vorzugsweise parallel zueinander stehen, und antiferromagnetische Festkörper mit antiparallen magnetischen Momenten unterscheiden.^[Dem13]

Die Austauschwechselwirkung basiert auf der Ununterscheidbarkeit der Elektronen, deren Wellenfunktionen einen Überlapp aufweisen.^[CG11] Nach dem Pauli-Prinzip muss die Gesamtwellenfunktion für Elektronen sowie alle anderen Fermionen antisymmetrisch gegenüber der Vertauschung zweier Teilchen sein, welche sich aus dem Produkt von Ortswellenfunktion und der Spinwellenfunktion ergibt.^[NR09] Für zwei Elektronen *i* und *j* mit den Spindrehimpulsen \vec{S}_i und \vec{S}_i wird die Austauschenergie E_{WW} durch

$$E_{\rm WW} = -2J_{\rm i,j}\vec{S}_{\rm i} \cdot \vec{S}_{\rm j} = -2J_{\rm i,j}S_{\rm i} \cdot S_{\rm j} \cdot \cos\phi \qquad (2.1.7)$$

beschrieben, wobei $J_{i,j}$ die Austauschkonstante

$$J_{\rm i,j} = \frac{E_{\rm S} - E_{\rm T}}{2} \tag{2.1.8}$$

mit den Energien des Singulett- $(E_{\rm S})$ und des Triplettzustands $(E_{\rm T})$ und ϕ der von den Spins eingeschlossene Winkel ist.^[CG11] Die Energie des Systems hängt von der Ausrichtung der Spins zueinander ab, sodass das Skalarprodukt der Spins $\vec{S}_{\rm i} \cdot \vec{S}_{\rm j}$ für eine parallele Spinausrichtung ($\uparrow\uparrow$) maximal und für eine antiparallele Spinausrichtung ($\uparrow\downarrow$) minimal wird. Diese Zustände sind gleichbedeutend mit dem Singulettzustand (antiparallele Spins, woraus der Gesamtspin $S_{\text{ges,sing.}} = 0$ folgt) und dem Triplettzustand mit dem Gesamtspin $S_{\text{ges,trip.}} = 1$. Das Vorzeichen des Austauschintegrals $J_{i,j}$ definiert, für welche der beiden oben genannten Zustände minimale Energie und damit ein bevorzugter Zustand vorliegt.

Die Ausrichtung der Spins ergibt sich aus dem Minimum der Gesamtenergie von $E_{\rm WW}$ und $k_{\rm B}T$ und gegebenenfalls weiteren wirkenden Energien (vgl. Abschnitt 2.1.1). Unterhalb der materialspezifischen Curie-Temperatur $T_{\rm C}$ dominiert die ferromagnetische Spinausrichtung aufgrund der Austauschwechselwirkung, oberhalb dieser Temperatur geht das System in einen ungeordneten Zustand über, sodass aus der statistischen Verteilung der magnetischen Momente ein paramagnetisches Verhalten folgt. Analog verhalten sich antiferromagnetische Stoffe, wobei die kritische Temperatur als Néel-Temperatur bezeichnet wird.^[Dem13] Die magnetische Suszeptibilität χ ferromagnetischer Materialien ist unterhalb der Curie-Temperatur $T_{\rm C}$ vergleichsweise groß ($\chi >> 1$), oberhalb der Curie-Temperatur $T_{\rm C}$ ist die Suszeptibilität χ basierend auf dem paramagnetischen Verhalten gering.^[Boz93]

Ein ferromagnetisches Material, welches noch nie einem externen Magnetfeld ausgesetzt war oder in einem magnetfeldfreien Raum über seine Curie-Temperatur erhitzt wurde, besitzt in der Regel keine Nettomagnetisierung. Dies ist auf eine Vielzahl magnetischer Domänen (Weißsche Bezirke) zurückzuführen, deren Magnetisierungen sich im Mittel aufheben und die durch Domänenwände getrennt sind.^[BSG87] Als Domänen werden Bereiche mit homogener Magnetisierung bezeichnet. Wird ein solches Material einem externen Magnetfeld Hausgesetzt, kommt es durch Domänenwandverschiebungen sowie Rotationen und Nukleationen innerhalb von Domänen und Annihilationen von Domänenwänden zu einer resultierenden Nettomagnetisierung.

Eine Hysteresekurve, deren schematischer Verlauf in Abbildung 2.1 zu sehen ist, beschreibt die Abhängigkeit der Projektion der Magnetisierung \vec{M} auf die Achse des externen Magnetfeldes von der Stärke des externen Magnetfeldes \vec{H} . Besitzt das Material zu Beginn der Magnetisierungskurve noch keine Nettomagnetisierung, durchläuft es zunächst die Neukurve. Diese beginnt bei einer Magnetisierung M = 0 bei einem externen Magnetfeld H = 0. Mit steigender Magnetfeldstärke kommt es durch unterschiedliche Ummagnetisierungsprozesse zu einer magnetischen Sättigung, bei der alle magnetischen Momente parallel zu \vec{H} ausgerichtet sind. Somit existieren in diesem Zustand keine Domänen mehr. Einige der Ummagnetisierungsprozesse sind irreversibel, sodass M nicht nur



Abbildung 2.1: Schematischer Verlauf einer Hystereseschleife ohne Neukurve. Die Magnetisierung M ist über die Magnetfeldstärke H mit den Koerzitivfeldstärken $+H_{\rm C}$ und $-H_{\rm C}$ sowie den remanenten Magnetisierungen $+M_{\rm r}$ und $-M_{\rm r}$ aufgetragen. Die Sättigungsmagnetisierungen $+M_{\rm Sat}$ und $-M_{\rm Sat}$ werden in den Punkten P_1 und P_2 erreicht.

vom aktuellen Wert von H, sondern auch von dessen Historie abhängt.^[KSK62] Es verbleibt auch ohne Anwesenheit des externen Feldes H eine Magnetisierung $M_{\rm R}$ (vgl. Abbildung 2.1), welche als Remanenz bezeichnet wird. Zur vollständigen Entmagnetisierung des Materials wird die Koerzitivfeldstärke $H_{\rm C}$ benötigt, die der ursprünglichen Feldrichtung entgegengesetzt ist. Im Anschluss an die Entmagnetisierung richten sich die magnetischen Momente wiederum sukzessiv an dem externen Feld H aus, sodass eine negative Magnetisierung aufgrund der invertierten Richtung des externen Magnetfeldes H resultiert. Bei erneutem Vorzeichenwechsel von H ist eine ungerade Symmetrie M(H) = -M(-H) erkennbar, wobei sich die Koerzitivfeldstärke sowie die Remanenzmagnetisierung im Vorzeichen unterscheiden.

Ummagnetisierungsformen

Beim Durchlauf einer Hystereseschleife kommt es bei der Ummagnetisierung des Ferromagneten zu einer Änderung des magnetischen Zustands. Die Ummagnetisierung kann prinzipiell über mehrere Mechanismen erfolgen: Domänenwandverschiebung, Rotation magnetischer Momente, Annihilation und Nukleation. Als Nukleation wird die Bildung von Nukleationskeimen für Domänen bezeichnet, deren Magnetisierung -M beträgt, also entgegengesetzt zur ursprünglichen Magnetisierung ist. Diese Keime können mit der Stärke von H durch Domänenwandverschiebung wachsen. Die Ursache von Domänenwandverschiebungen liegt in der Ausrichtung der magnetischen Bezirke. Das Anlegen eines externen Magnetfeldes H begünstigt energetisch eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente bezüglich des externen Feldes, sodass Domänen mit paralleler oder im spitzen Winkel ($0 < \alpha < 90$) zum Feldvektor stehenden magnetischen Momenten wachsen. Das Wachstum dieser Domänen geschieht unter simultaner Verkleinerung derjenigen Domänen, welche antiparallel oder in einem stumpfen Winkel ($90 < \alpha < 180$) zum externen Magnetfeld H ausgerichtet sind.^[KSK62] Neben der Nukleation und Domänenwandverschiebung können die magnetisierten Zustand beginnt endet der Prozess mit der Vernichtung von Wänden und Domänen und der kohärenten Drehung magnetischer Momente.

Diese Ummagnetisierungsformen beschreiben das Verhalten von Bulk-Ferromagneten. In dieser Arbeit wurden jedoch magnetische Dünnschichtsysteme verwendet, welche im ferromagneten keine Weiß'schen Bezirke aufweisen. Die Ausrichtung der magnetischen Momente erfolgt demnach entweder über Rotation oder Nukleation.

2.2 Magnetische Anisotropien in Dünnschichtsystemen

Der Begriff *magnetische Anisotropie* steht für die bevorzugte Ausrichtung von magnetischen Momenten entlang den sogenannten leichten Richtungen eines Systems. Durch sie erfolgt eine Stabilisierung einer oder mehrerer Magnetisierungsrichtungen. Die Stärke einer Anisotropie wird über die Arbeit definiert, die durch ein externes Magnetfeld zum Herausdrehen der Magnetisierung aus der leichten Richtung verrichtet werden muss.^[BKS05] Ursache für die Ausbildung magnetischer Anisotropien ist neben der in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen quantenmechanischen Austauschwechselwirkung die Spin-Bahn-Kopplung und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung.

Die Spin-Bahn-Kopplung folgt direkt aus der relativistischen Quantenmechanik und bewirkt eine energetische Kopplung zwischen Spin und Bahn des Elektrons. In einem vereinfachten Bild vollzieht die Kernladung eine Kreisbewegung im Ruhesystem des Elektrons. Dadurch wird ein Magnetfeld erzeugt, mit welchem der Spin des Elektrons in Wechselwirkung tritt.^[Har13] Der Spindrehimpuls \vec{s} und der Bahndrehimpuls \vec{l} koppeln zum Gesamtdrehimpuls \vec{j} .^[BKS05] Die Relativbewegung des Kerns zum Elektron ist abhängig von dem Coulomb-Potential V, sodass eine Proportionalität zwischen der Spin-Bahn-Wechselwirkungsenergie und dem räumlichen Gradienten des Coulomb-Potentials V besteht.^[Hol15]

Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist um einige Größenordnungen geringer als die quantenmechanische Austauschwechselwirkung und basiert auf den atomaren magnetischen Dipolmomenten in Abhängigkeit von ihren Abständen $r.^{[BKS05]}$ Die Wechselwirkungsenergie zweier magnetische Dipolmomente \vec{m}_k und \vec{m}_1 mit Abstand $\vec{r}_{k,1}$ beträgt^[BKS05]

$$E_{\rm DDW} = \mu_0 \left(\frac{\vec{m}_{\rm k} \cdot \vec{m}_{\rm l}}{\vec{r}_{\rm k,l}^3} - 3 \frac{(\vec{m}_{\rm k} \cdot \vec{r}_{\rm k,l})(\vec{m}_{\rm l} \cdot \vec{r}_{\rm k,l})}{\vec{r}_{\rm k,l}^5} \right) \,. \tag{2.2.1}$$

 μ_0 ist dabei die magnetische Feldkonstante. Mit der Proportionalität der Wechselwirkungsenergie zu $r_{k,l}^{-3}$ hat die Dipol-Dipol-Wechselwirkung eine im Vergleich zur Austauschwechselwirkung, die kaum über benachbarte Atome hinausreicht, große Reichweite. Die Austauschlänge L_{ex} der Austauschwechselwirkung beträgt mit der Austauschkonstanten $J_{i,j}$ (vgl. Gleichung 2.1.8) und der magnetokristallinen Anisotropiekonstanten $K^{[\text{Her90}]}$

$$L_{\rm ex} = \sqrt{\frac{J_{\rm i,j}}{K}} \,. \tag{2.2.2}$$

Die für das in der Arbeit untersuchte Schichtsystem relevanten Anisotropien, welche sich aus den genannten Effekten ergeben, werden im Folgenden beschrieben.

2.2.1 Anisotropiebeiträge des Ferromagneten

Formanisotropie

Die Formanisotropie ergibt sich aus der Form eines ferromagnetischen Festkörpers. Aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung hängt seine Magnetisierung stark von den magnetischen Oberflächenmomenten ab, woraus eine Formanisotropie resultiert. Durch freie magnetische Pole werden Streufelder generiert, die die Enthalpie des Systems erhöhen. Für eine dünne Schicht, wie sie in dieser Arbeit vorliegt (vgl. Abschnitt 3.1) gilt für die Enthalpiedichte $g_{\rm S}$ bei einer Sättigungsmagnetisierung $M_{\rm Sat}$

$$g_{\rm S} = -\frac{1}{2}\mu_0 M_{\rm Sat}^2 \sin^2 \theta \,, \qquad (2.2.3)$$

wobei θ der von der Flächennormalen und der Magnetisierung eingeschlossene Winkel ist.^[BKS05] Daraus ergibt sich ein Energieminimum für eine in der Oberfläche liegende Magnetisierung, also $\theta = 90^{\circ}$.

Magnetokristalline Anisotropie

Die magnetokristalline Anisotropie basiert auf der Spin-Bahn-Kopplung.^[CG11] Erfolgt über die quantenmechanische Austauschwechselwirkung eine Drehung der magnetischen Momente, üben diese in Folge der Spin-Bahn-Kopplung ein Drehmoment auf die Bahnmomente aus.^[BKS05] Die Bahnmomente wiederum sind stark an das Kristallgitter gekoppelt, wodurch die Spinachse beeinflusst wird.^[CG11] Beispielhaft erfolgt die Darstellung der Anisotropieenergiedichte E_{kubisch} eines kubischen Systems in Kugelkoordinaten mit dem Polarwinkel θ und dem Azimutwinkel φ , wobei unter Berücksichtigung der Formanisotropie der Polarwinkel näherungsweise $\theta = 0$ ist. Damit folgt durch Taylorentwicklung in erster Näherung mit der Anisotropiekonstanten K_1 für kubische Kristallgitter, wie es beispielsweise bei Eisen (Fe) vorliegt^[HS08]

$$E_{\text{kubisch}} = K_1 \sin^2(2\varphi) \,, \tag{2.2.4}$$

was die leichten Achsen des Systems entlang der $\langle 100 \rangle$ -Kristallrichtungen festlegt, wenn K_1 positiv ist.

Kobalt (Co) weist bei Temperaturen bis zu 400 °C eine hexagonale Kristallstruktur auf. Die magnetokristalline Anisotropie
energiedichte für hexagonale Systeme beträgt in Näherung mit den Anisotropie
konstanten K_1 und K_2

$$E_{\text{hexagonal}} = K_1 \sin^2(\varphi) + K_2 \sin^4(\varphi), \qquad (2.2.5)$$

woraus sich eine uniaxiale Anisotropie entlang der c-Achse ergibt.^[CG11]

2.2.2 Exchange-Bias

Der Exchange-Bias (EB) Effekt wurde 1956 von Meiklejohn und Bean entdeckt und beschreibt eine unidirektionale Anisotropie durch die Kopplung eines



Abbildung 2.2: Schematischer Verlauf der relativen Magnetisierung $\frac{M}{M_{\text{sat}}}$ in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes H_{ext} für Messungen entlang der leichten Richtung (blau) und entlang der schweren Richtung (rot gestrichelt) der unidirektionalen Anisotropie mit den Koerzitivfeldern H_{C1} und H_{C2} , aus denen sich die für das EB-System charakteristische Koerzitivfeld H_{C} ergibt. Die Verschiebung der Hysterese auf der Feldachse beträgt H_{EB} .^[Müg16]

Ferromagneten mit einem Antiferromagneten. Die Entdeckung und die darauffolgenden Untersuchungen erfolgten an oxidierten Kobalt-Partikeln. ^[MB56,MB57] Oberhalb der Néel-Temperatur $T_{\rm N}$ des Kobaltoxids (CoO) zeigt das System eine ferromagnetische Hysterese, die den für Kobalt (Co) erwarteten Verhalten entspricht. ^[MB56] Dieses Verhalten ist für $T < T_{\rm N}$ nicht länger zu beobachten, wenn CoO unter Anwesenheit eines externen Magnetfeldes $\vec{H}_{\rm ext}$ vom paramagnetischen Zustand in den antiferromagnetischen Zustand überführt wird. ^[MB56] Hysteresemessungen mit Feldrichtung parallel zu $\vec{H}_{\rm ext}$ zeigten eine Verschiebung der ursprünglich symmetrischen Hysterese entlang der Magnetfeldachse um das Exchange-Bias Feld (EB-Feld) $H_{\rm EB}$. Ist der Betrag des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ größer als die Koerzitivfeldstärke $H_{\rm C}$, so zeigt das System in Remanenz eine definierte Magnetisierungsrichtung die unabhängig von seiner Historie ist. ^[NS99] Eine Hysteremessung mit $\vec{H}_{\rm ext}$ senkrecht zur leichten Richtung der Anisotropie (also entlang der schweren Achse) ist weiterhin symmetrisch zum Ursprung. Die Richtung eines externen Magnetfeldes $\vec{H}_{\rm ext}$, FC

ses bestimmt die leichte Richtung der Anisotropie. Beispielhafte Verläufe der Hysteresen sind in Abbildung 2.2 dargestellt.



Initialisierung des EB-Effekts durch Feldkühlen

Abbildung 2.3: Schematische Darstellung zur Initialisierung des Exchange-Bias Effekts nach Meiklejohn und Bean: Das Zweischichtsystem bestehend aus Antiferromagnet (AF) und Ferromagnet (F) wird zunächst auf eine Temperatur T_{Set} zwischen der Néel-Temperatur $T_{\rm N}$ des Antiferromagneten und der Curie-Temperatur $T_{\rm C}$ des Ferromagneten $(T_{\rm N} \leq T_{\rm Set} \leq T_{\rm C})$ temperiert (dargestellt durch das Thermometersymbol in Abbildungsteil (a)), sodass im Antiferromagneten ein Phasenübergang in den paramagnetischen Zustand erfolgt. Wird das System anschließend in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes \vec{H}_{ex} , welches größer als das Sättigungsfeld H_{sat} ist, auf eine Temperatur unterhalb von $T_{\rm N}$ abgekühlt, so richten sich die magnetischen Grenzflächenmomente im Antiferromagneten bei Wiederherstellung der antiferromagnetischen Ordnung aufgrund der Austauschwechselwirkung parallel zum Ferromagneten aus. Dies bewirkt eine Verschiebung der in (a) gezeigten zum Nullpunkt symmetrischen ferromagnetischen Hysterese um das Exchange-Bias-Feld ${\cal H}_{\rm EB}$ entlang der Magnetfeldachse (dargestellt durch den Pfeil in Abbildungsteil (b)) sowie eine Erhöhung des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (b). [Hol15]

Die unidirektionale Anisotropie kann mit einem Feldkühlprozess initialisiert werden, wobei das Schichtsystem bestehend aus Antiferromagnet und Ferromagnet zunächst auf eine Temperatur T_{Set} geheizt wird. In einem vereinfachten

Bild muss T_{Set} oberhalb der Néel-Temperatur T_{N} des Antiferromagneten, jedoch noch unter der Curie-Temperatur T_{C} des Ferromagneten ($T_{\text{N}} \leq T_{\text{Set}} \leq T_{\text{C}}$) liegen.^[MB57] Der Antiferromagnet geht in einen paramagnetischen Zustand über und die magnetischen Momente $\vec{m}_{\text{i,AF}}$ sind räumlich statistisch verteilt. Ein externes Magnetfeld \vec{H}_{ext} begünstigt durch die hohe Suszeptibilität des Ferromagneten die Ausrichtung des magnetischen Moments des Ferromagneten \vec{m}_{F} entlang der Richtung von \vec{H}_{ext} (siehe Abbildung 2.3). Während des Abkühlens des Systems bewirkt die Austauschwechselwirkung eine parallele oder antiparallele Ausrichtung der antiferromagnetischen Momente an der Grenzfläche $\vec{m}_{\text{i,AF}}$ bezüglich der ferromagnetischen Momente $\vec{m}_{\text{i,F}}$, woraus eine unidirektionale magnetische Anisotropie im Ferromagneten resultiert.

2.2.3 Modelle zur Charakterisierung des Exchange-Bias Effekts

Für die Beschreibung des EB-Effekts existiert eine Vielzahl an Modellen, wovon allerdings keines eine allumfassende Erklärung liefert. Als Grundlage vieler Modelle wird das Modell von Stoner und Wohlfarth herangezogen, ^[RZ08] auch wenn dieses Modell bereits vor der Entdeckung des EB-Effekts dargelegt wurde. ^[SW48] Es liefert eine Beschreibung des Ummagnetisierungsverhaltens eines Ferromagneten. Ausgehend von diesem Modell wird zusätzlich das ursprüngliche Modell von Meiklejohn und Bean zur Beschreibung des Exchange-Bias Effekts und schließlich das für diese Arbeit relevante Modell für polykristalline EB-Systeme erläutert.

Das Modell von Stoner und Wohlfarth

Das Stoner-Wohlfarth-Modell (SW-Modell) beschreibt das Ummagnetisierungsverhalten eines rotationsellipsoiden Partikels ("Eindomänenteilchen") im Falle einer kohärenten Rotation der magnetischen Momente. Dies bedeutet eine parallele Ausrichtung der magnetischen Momente während des gesamten Ummagnetisierungsprozesses.^[SW48] Infolgedessen muss das Modell keinen Energiebeitrag der quantenmechanischen Austauschwechselwirkung berücksichtigen, wohl aber den Energiebeitrag des externen Magnetfeldes \vec{H}_{ext} (Zeeman-Term) auf die Fläche *S* des Partikels mit der Energiedichte

$$\frac{E_{\rm Z}}{S} = -\mu_0 H_{\rm ext} M_{\rm sat} t_{\rm F} \cos(\varphi_{\rm ext} - \beta_{\rm F})$$
(2.2.6)

sowie der Kristallanisotropie mit der Anisotropiekonstanten $K_{\rm F}$ (Anisotropie-Term), hier für den Fall uniaxialer Anisotropie, mit^[SW48]

$$\frac{E_{\rm UAA}}{S} = -K_{\rm F} t_{\rm F} \sin^2(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm F}). \qquad (2.2.7)$$

Dabei bezeichnet $t_{\rm F}$ die Dicke des Ferromagneten und $\varphi_{\rm ext}$ gibt den Winkel zwischen dem externen Magnetfeld $\vec{H}_{\rm ext}$ und der *x*-Achse des (kartesischen) Koordinatensystems an, $\beta_{\rm F}$ bezieht sich auf den Winkel zwischen dem magnetischen Moment $\vec{M}_{\rm F}$ des Ferromagneten und der *x*-Achse und $\gamma_{\rm F}$ ist der Winkel zwischen der durch die magnetokristalline Anisotropie hevorgerufenen leichten Achse und der *x*-Achse. Die Winkel sind zur Visualisierung in Abbildung 2.4 (a) dargestellt. Die Summe der einzelnen Energiebeiträge ergibt sich für den Fall uniaxialer Anisotropie zu^[Müg16]

$$\frac{E(\beta_{\rm F})}{S} = -\mu_0 H_{\rm ext} M_{\rm sat} t_{\rm F} \cos(\varphi_{\rm ext} - \beta_{\rm F}) + K_{\rm F} t_{\rm F} \sin^2(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm F}). \quad (2.2.8)$$

Die Ausrichtung des magnetischen Moments kann nun über das Prinzip der Energieminimierung bestimmt werden, wobei nur (lokale) Energieminima in Betracht kommen, welche ohne Überwinden einer Energiebarriere vom Ausgangszustand $\vec{M}_{\rm F}$ zu erreichen sind.^[NK91] Entsprechend der Stärke des externen Magnetfeldes $H_{\rm ext}$ überwiegt entweder der Zeeman-Term für ein starkes Feld, sodass nur ein Minimum resultiert, oder der Anisotropie-Term bei einem schwachen Feld. Zweiteres impliziert die Existenz mehrerer Energieminima, deren Population von der Magnetisierungshistorie abhängt.^[Müg16]

Das Modell von Meiklejohn und Bean

Das von Meiklejohn und Bean erstellte Modell (MB-Modell) nach der Entdeckung des EB-Effekts ergänzt das Modell von Stoner und Wohlfarth durch einen Kopplungsterm, der durch die Austauschwechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten an der Grenzfläche zwischen dem Antiferromagneten und dem Ferromagneten verursacht wird. Unter der Annahme, dass an der Grenzfläche nur eine Sorte an Atomuntergittern im Antiferromagneten vorliegt, besteht ein unkompensiertes Grenzflächenmoment $\vec{M}_{\rm AF}$ des Antiferromagneten. Zur Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen dem Ferromagneten und dem Antiferromagneten wird dem Stoner-Wohlfarth-Modell ein weiterer Energieterm hinzugefügt.^[MB57] Dargestellt ist dies in Abbildung 2.4 (b) mit dem Winkel $\beta_{\rm AF}$ zwischen dem unkompensierten Grenzflächenmoment $\vec{M}_{\rm AF}$ und der x-Achse. Um den Exchange-Bias Effekt auf Basis des Stoner-Wohlfarth-Modelles behandeln



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der elementaren Größen bezüglich ihrer Ausrichtung zur x-Achse des (a) Modells nach Stoner und Wohlfarth (SW-Modell) und (b) des Modells Meiklejohn und Bean (MB-Modell). Gegen den Uhrzeigersinn sind dies im SW-Modell 1. Die leichte Richtung der uniaxialen magnetokrostallinen Anisotropie im Ferromagneten mit der Anisotropiekonstanten $K_{\rm F}$ mit dem Winkel $\gamma_{\rm F}$ zur leichten Achse, 2. der Magnetisierungsvektor $\vec{M}_{\rm F}$ des F mit Winkel $\beta_{\rm F}$ und 3. das externe Magnetfeld $\vec{H}_{\rm ext}$ mit Winkel $\varphi_{\rm ext}$. Im Modell von Meiklejohn und Bean wurden die Größen des Stoner-Wohlfarth-Modells um den Magnetisierungsvektor $\vec{M}_{\rm AF}$ des Antiferromagneten mit Winkel $\beta_{\rm AF}$ ergänzt (aus^[Müg16] verändert nach^[RZ08]).

zu können, müssen der Antiferromagnet und der Ferromagnet als Eindomänenteilchen angenommen werden. Damit wirkt die Austauschwechselwirkung über die gesamte Grenzfläche.^[MB57] Für die Gesamtenergieflächendichte aus Formel (2.2.8) folgt unter Berücksichtung eines unidirektionalen Anisotropieterms mit der Flächenenergiedichte $J_{\rm EB}^{[Müg16]}$

$$\frac{E(\beta_{\rm F})}{S} = -\mu_0 H_{\rm ext} M_{\rm sat} t_{\rm F} \cos(\varphi_{\rm ext} - \beta_{\rm F}) + K_{\rm F} t_{\rm F} \sin^2(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm F}) - J_{\rm EB} \cos(\beta_{\rm F} - \beta_{\rm AF}). \qquad (2.2.9)$$

 $J_{\rm EB}$ ergibt sich durch Integration über alle atomaren Austauschprozesse an der Grenzfläche zwischen Ferromagnet und Antiferromagnet. Daraus resultiert nach Formel (2.1.8) die unidirektionale Anisotropieenergie $E_{\rm UDA}$ mit

$$E_{\text{UDA}} = \sum_{k,l} J_{k,l} \vec{S}_k^{\text{AF}} \cdot \vec{S}_l^{\text{F}}. \qquad (2.2.10)$$

Dabei ist $J_{k,l}$ die Austauschkonstante (vgl. Gleichung 2.1.8) und \vec{S}_k^{AF} und \vec{S}_l^{F} die Spindrehimpulse des antiferromagnetischen beziehungsweise ferromagnetischen Elektrons. Bei einer parallelen Ausrichtung des externen Magnetfeldes zur leichten Richtung uniaxialen magnetokristallinen Anisotropie ergeben sich Energieminima für das EB-Feld H_{EB} und das Koerzitivfeld $H_C^{[RZ08]}$:

$$H_{\rm EB} = -\frac{J_{\rm EB}}{\mu_0 \cdot M_{\rm sat} \cdot t_{\rm F}} \qquad \text{und} \qquad H_{\rm C} = \frac{2 \cdot K_{\rm F}}{\mu_0 \cdot M_{\rm sat}} \,. \tag{2.2.11}$$

Das Modell von Meiklejohn und Bean wurde erweitert, indem die Annahme eines statischen magnetischen Moments $\vec{m}_{i,AF}$ des Antiferromagneten verworfen wurde. Dazu wurde mit der Magnetisierung \vec{M}_{AF} des Antiferromagneten ein weiterer Freiheitsgrad eingeführt.^[Mei62] Ebenso wie für den Ferromagneten wird für den Antiferromagneten lediglich kohärente Rotation als Ummagnetisierungsmethode berücksichtigt.^[Müg16] Mit der Kristallanisotropiekonstanten K_{AF} des Antiferromagneten und dem von der leichten Richtung der Kristallanisotropie und der x-Achse eingeschlossenen Winkel γ_{AF} sowie der Dicke t_{AF} des Antiferromagneten kann Formel (2.2.9) zu

$$\frac{E(\beta_{\rm F})}{S} = -\mu_0 H_{\rm ext} M_{\rm sat} t_{\rm F} \cos(\varphi_{\rm ext} - \beta_{\rm F}) + K_{\rm F} t_{\rm F} \sin^2(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm F}) - J_{\rm EB} \cos(\beta_{\rm F} - \beta_{\rm AF}) + K_{\rm AF} t_{\rm AF} \sin^2(\beta_{\rm AF} - \gamma_{\rm AF})$$
(2.2.12)

ergänzt werden.^[Mei62]

2.2.4 Das erweiterte Stoner-Wohlfarth-Modell für polykristalline EB-Systeme

Polykristalline EB-Systeme weisen in der Regel eine große Verteilung an Körnern mit unterschiedlichen Eigenschaften auf. Folglich kann der verallgemeinerte Ansatz von Meiklejohn und Bean den Effekt für diese Materialien nicht vollständig beschreiben. Das erweiterte Stoner-Wohlfarth-Modell für polykristalline Systeme versucht die Komplexität der unterschiedlichen Körner zu berücksichtigen, indem der Antiferromagnet als Ensemble einzelner, nicht miteinander in Wechselwirkung tretender Körner beschrieben wird. ^[FC72] Die einzelnen Körner unterliegen der Kopplung mit dem Ferromagneten, die aber oberhalb der sogenannten Blocking-Temperatur $T_{\rm B}$ aufgehoben wird. Es gilt $T_{\rm B} \leq T_{\rm N}$. ^[FC72]

Der Energiebeitrag E_i zwischen einem antiferromagnetischen Korn mit der uniaxialen Anisotropiekonstanten $K_{AF,i}$ und dem Ferromagneten ergibt sich mit dem effektiven Volumen V^* des Korns und dem Winkel β_i zwischen den leichten Richtungen der uniaxialen Anisotropien im Antiferromagneten und im Ferromagneten zu^[Ehr05]

$$E_{\rm i} \propto K_{\rm AF,i} \cdot V^* \cdot \sin^2 \beta_{\rm i} \,. \tag{2.2.13}$$

Das effektive Volumen ist dabei der Volumenanteil des Korns, der mit dem Ferromagneten in Austauschwechselwirkung tritt. Es kann vom Volumen des Korns abweichen, wenn beispielsweise Defekte vorliegen.

Aufbauend auf dem MB-Modell wird anhand der Ausrichtungen der Anisotropien die Gesamtenergie des Systems durch Superposition der einzelnen Energiebeiträge bestimmt. Die Minimierung der Gesamtenergie bezüglich des Winkels $\beta_{\rm F}$ der Magnetisierung des Ferromagneten liefert die Ausrichtung der ferromagnetischen Magnetisierung $\vec{M}_{\rm F}$.^[Müg16]

Einen Überblick über die berücksichtigten und im Folgenden beschriebenen Energiebeiträge liefert Abbildung 2.5, welche im Folgenden erklärt werden.

Neben der Formanisotropie und der magnetokristallinen Anisotropie bildet sich durch das externe Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ext,SD}}$ während des Herstellungsprozesses (vgl. Abschnitt 3.1) eine uniaxiale Anisotropie (UAA) mit der Energie E_{UAA} in Richtung von \vec{H}_{ext} aus, die sich in Anlehnung an das SW-Modell mit

$$\frac{E_{\text{UAA}}}{S} = K_{\text{F}} t_{\text{F}} \sin^2(\beta_{\text{F}} - \gamma_{\text{F}})$$
(2.2.14)

beschreiben lässt.^[J11,Müg16]

Für das in dieser Arbeit verwendete Schichtsystem mit $Co_{70}Fe_{30}$ als Ferromagnet ergibt sich eine kubische magnetokristalline Anisotropie, welche allerdings bezüglich der durch das externe Feld während der Herstellung induzierten uniaxialen Anisotropie vernachlässigbar ist.^[Müg16]

Grundlage für die vom Antiferromagneten induzierten Anisotropiebeiträge ist eine Einordnung der antiferromagnetischen Körner entsprechend ihrer thermischen Stabilität in vier Klassen. Körner der Klassen I und II werden dabei als thermisch instabil angenommen, was bedeutet, dass $E_{\rm WW} << k_{\rm B}T$ ist. Körner der Klasse I haben sehr kleine relative Relaxationszeiten der magnetischen Momente und sind folglich aufgrund der hohen Fluktuationen superparamagnetisch.^[Müg16] Die relative Relaxationszeit ergibt sich aus dem Verhältnis $\tau_{\rm rel} = \tau_{Ki}/\tau_{\rm Hys}$ aus Relaxationszeit der Kornklasse $i \tau_{Ki}$ und Messzeit der Hyste-



Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der elementaren Größen im Modell von Müglich zur Beschreibung von EB-Systemen. Gegen den Uhrzeigersinn von der x-Achse ausgehend sind dies mit den Winkeln bezüglich der x-Achse

1. Das externe Magnetfeld \vec{H}_{ext} mit Winkel φ_{ext} ,

2. der Magnetisierungsvektor $\bar{M}_{\rm F}$ des Ferromagneten mit Winkel $\beta_{\rm F},$

3. die Richtung der uniaxialen Anisotropie im Ferromagneten mit der Anisotropiekonstanten $K_{\rm F}$ mit dem Winkel $\gamma_{\rm F}$ zur leichten Achse,

4. die rotierbare Anisotropie, die sich aus der Summe der Grenzflächenmomente $\vec{m}_{\rm AF,K2}$ der antiferromagnetischen Körner der Klasse II ergibt, mit Winkel $\gamma_{\rm RA}$ und der Energieflächendichte $J_{\rm HC}^{\rm eff}$ und 5. die Richtung der unidirektionalen Anisotropie, die sich aus der Summe der Grenzflächenmomente $\vec{m}_{\rm AF,K3}$ der antiferromagnetischen Körner der Klasse III ergibt, mit Winkel $\gamma_{\rm EB}$ und der Energieflächendichte $J_{\rm EB}^{\rm eff}$.^[Müg16]

rese $\tau_{\rm Hys}$.^[Müg16] Als Relaxationszeit $\tau_{\rm i}$ eines Korns wird dabei die Zeit bezeichnet, die das magnetische Moment benötigt, um sich entlang eines externen Magnetfeldes auszurichten. Sie ist exponentiell vom Volumen des Korns abhängig.^[MGG16] Für Körner der Klasse II wird eine rotierbare Anisotropie eingeführt, da die Ausrichtung der magnetischen Momente $\vec{m}_{\rm AF,K2}$ dieser Körner in Abhängigkeit von ihrer Relaxationszeit erfolgt.^[RZ08,K03,GPS02] Bei einer ferromagnetischen Kopplung in einem EB-System wird eine parallele Orientierung der magnetischen Momente $\vec{m}_{\rm AF,K2}$ und der Magnetisierung $\vec{M}_{\rm F}$ bevorzugt. Ist die Relaxationszeit $\tau_{\rm K2}$ der Körner in Bezug auf die Messzeit der Hysterese sehr klein ($\tau_{\rm K2} << \tau_{\rm Hys}$), entspricht die Richtung der rotierbaren Anisotropie immer der Magnetisierung des $\vec{M}_{\rm F}$ des Ferromagneten.^[Müg16] Der Energieterm, der durch Klasse-II-Körner berücksichtigt werden muss, ist demnach von dem Winkel

$$\gamma_{\rm RA} = \beta_{\rm F}(\tau - \tau_{\rm K2}) \tag{2.2.15}$$

der rotierbaren Anisotropie zum Zeitpunkt τ abhängig und ergibt sich zu^[Müg16]

$$\frac{E_{\rm AF,K2}}{S} = -J_{\rm HC}^{\rm eff} \cos(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm RA}). \qquad (2.2.16)$$

Dabei gibt $J_{\rm HC}^{\rm eff}$ die effektive Energiedichte an, welche sich aus dem Betrag der Vektorsumme aller Wechselwirkungen der magnetischen Momente der Körner der Kategorie II mit dem Ferromagneten ergibt. Die Richtung des magnetischen Moments $\vec{m}_{\rm AF,K2}$ gilt demzufolge nicht für jedes einzelne Korn, sondern ist als gemittelte Richtung zu verstehen.^[Müg16] Da die resultierende Anisotropie zu einer energetischen Bevorzugung der momentanen Ausrichtung des Ferromagneten führt, resultiert diese Anisotropie in einer Erhöhung der Koerzitivfeldes. Aufgrund ihres nicht statischen Charakters wird sie auch als rotierbare magnetische Anisotropie bezeichnet.

Die großen und damit bezüglich ihrer Richtung thermisch stabilen Körner werden in die Klassen III und IV eingeordnet. Die magnetischen Momente $\vec{m}_{\rm AF,K4}$ der Klasse-IV-Körner sind prinzipiell statistisch verteilt und so stabil, dass sie auch während des Feldkühlprozesses keine Änderung ihrer magnetischen Orientierung erfahren. Demnach tragen diese Körner weder zu $H_{\rm EB}$ noch zu $H_{\rm C}$ bei. Verantwortlich für die Ausbildung der unidirektionalen Anisotropie sind Körner der Klasse III, welche sich entsprechend des Ferromagneten ausrichten. Sie stabilisieren das System entsprechend ihrer unidirektionalen Ausrichtung, weshalb ihr Beitrag zur Gesamtenergie durch

$$\frac{E_{\rm AF,K3}}{S} = -J_{\rm EB}^{\rm eff} \cos(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm EB})$$
(2.2.17)

beschrieben werden kann.^[MB56,FC72] $J_{\rm EB}^{\rm eff}$ korreliert mit der Summe aller Energiedichten, die zu einer Verschiebung der Hysteresekurve durch Körner der Klasse III beitragen, und $\gamma_{\rm EB}$ der Winkel zwischen der leichten Richtung der unidirektionalen Anisotropie und der gewählten x-Achse.

Für die Ausrichtung der magnetischen Momente von $Ir_{17}Mn_{83}$, das bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Schichtsystemen als Antiferromagnet dient, wird bei der Verwendung von Kupfer als Pufferschicht davon ausgegangen, dass



Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der durch die Pufferschicht bevorzugt ausgebildete γ -IrMn₃ kfz-Gitterstruktur (kubisch flächenzentriert). Die Kugeln stellen die Atomrümpfe und die Pfeile die magnetischen Momente dar. In dieser Phase nehmen die Iridium- und Manganatome zufällige Positionen ein.^[KKF13]

sich das kubisch flächenzentrierte γ -IrMn bildet. Diese Phase wird bei nicht idealen Bedingungen wie beispielsweise einer Substrattemperatur von unter 700 K bevorzugt ausgebildet.^[KKF13] In Abbildung 2.6 ist die Gitterstruktur von γ -IrMn dargestellt.

Wegen der Korrelation zwischen der mittleren Korngröße im Antiferromagneten und der Schichtdicke des Antiferromagneten wird bei der gewählten Schichtdicke $t_{\rm AF}$ im System ein großer Anteil an Klasse III und IV Körnern erwartet, was eine hohe thermische Stabilität zur Folge hat.^[Müg16,OFOVF10] Die Gesamtenergie eines EB-Systems nach diesem Modell ergibt sich durch Superposition der Energieterme der Gleichungen (2.2.16), (2.2.17), (2.2.14) und (2.2.6) zu

$$\frac{E}{S} = \frac{E_{\rm AF,K2}}{S} + \frac{E_{\rm AF,K3}}{S} + \frac{E_{\rm UAA}}{S} + \frac{E_{\rm Z}}{S}$$

$$= -J_{\rm HC}^{\rm eff} \cos(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm RA}) - J_{\rm EB}^{\rm eff} \cos(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm EB})$$

$$+ K_{\rm F} t_{\rm F} \sin^2(\beta_{\rm F} - \gamma_{\rm F}) - \mu_0 H_{\rm ext} M_{\rm sat} t_{\rm F} \cos(\varphi_{\rm ext} - \beta_{\rm F}).$$
(2.2.18)

Auswirkungen der Anisotropien auf das Exchange-Bias-Feld und das Koerzitivfeld

Aus dem polykristallinen Modell ergibt sich die Folgerung, dass das Koerzitivfeld bei Messungen entlang der schweren Richtung der Anisotropie aufgrund der Relaxationszeiten der antiferromagnetischen Körner der Klasse II nicht verschwindet. Die rotierbare Anisotropie leistet dazu einen erheblichen Beitrag, da diese das System entlang früherer Magnetisierungsrichtungen stabilisiert. Demnach ist die Magnetisierungshistorie im Zusammenspiel mit der gemittelten Relaxationszeit der Körner bei der Betrachtung des Koerzitivfeldes nicht zu vernachlässigen. Weiterhin hat die Relaxationszeit dieser Körner einen Einfluss auf die Form der winkelabhängigen Exchange-Bias- und Koerzitivfeldkurven. Zur Visualisierung der typischen Verläufe der Kurven ist eine Simulation (Simulationsprogramm vgl. Abschnitt 4) der Kurven nach dem verwendeten Modell in Abbildung 2.7 dargestellt. Der typischen winkelabhängigen Verlauf des



Abbildung 2.7: Simulation der Exchange-Bias- (HEB, rot) und Koerzitivfeldkurve (HC, blau) in Abhängigkeit von dem Winkel des externen Magnet-feldes (External Field Angle).

EB-Feldes $H_{\rm EB}$ zeigt Maxima bei der leichten Richtungen der undirektionalen Anisotropie, was $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ entspricht und einem betragsmäßig gleichem Minimum bei einer Drehung des externen Magnetfeldes um $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ (vgl. Abbildung 2.7). Um diese Extrema ist der Verlauf bei exakter Übereinstimmung der unidirektionalen Anisotropie und der uniaxialen Anisotropie nahezu symmetrisch. In dieser Symmetrie ist ausgehend vom Maximum sowohl bei größer als auch kleiner werdenden Feldwinkeln φ_{ext} zunächst eine geringe Abnahme des EB-Feldes zu verzeichnen, wonach es wiederum in ein lokales Maximum ansteigt. Das Minimum kann ein echtes lokales Minimum sein, aber auch in einer Art Plateau vorhanden sein. Im Bereich um den externen Feldwinkel der schweren Anisotropieachse $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ fällt das EB-Feld stark ab, bis es einen ähnlichen symmetrischen Verlauf um sein Minimum aufweist. Die Verläufe der Maxima sind punktsymmetrisch um $H_{\rm EB} = 0 \, \rm kA/m$ bei externen Magnetfeldwinkeln von $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$, welche die schweren Richtungen der uniaxialen Anisotropie repräsentieren. Bei geringen Verkippungen der unidirektionalen und der uniaxialen Anisotropieachsen zueinander wird der Verlauf im Bereich um die Extrema asymmetrisch, wobei der typische Verlauf der Kurve nicht signifikant verändert wird. Das Koerzitivfeld $H_{\rm C}$ ist in den leichten Richtungen der Anisotropien maximal. In der winkelabhängigen Auftragung sind typischerweise schmale gaußförmige Peaks des Koerzitivfeldes deutlich erkennbar.

Eine größere Relaxationszeit der Klasse-II-Körner bewirkt eine Abflachung des Plateaus in der EB-Kurve. Zudem wird der Peak der Koerzitivfeldkurve breiter.^[MGG16] Neben der Relaxationszeit der Klasse-II-Körner hängt die Stärke des EB-Feldes von der Anzahl der Körner der Klasse III im Antiferromagneten ab, wobei zusätzlich ihre Anisotropieenergie berücksichtigt werden muss. Das EB-Feld $H_{\rm EB}$ ist folglich proportional zur Summe der Querschnittsflächen A_i aller Klasse-III-Körner multipliziert mit ihren Austauschkonstanten J_i , also

$$H_{\rm EB} \propto \sum_{i} A_i \cdot J_i \,. \tag{2.2.19}$$

Liegen beispielsweise Defekte in den Klasse-III-Körnern vor, reduziert sich dadurch die Austauschwechselwirkung und damit das EB-Feld des Systems.

2.3 Der magnetooptische Kerr-Effekt

Der <u>magnetooptische Kerr-Effekt</u> (MOKE) beschreibt die Wechselwirkung von Licht mit magnetischen Materialien in Reflexion. Das erste magnetooptische Phänomen wurde 1845 von Faraday entdeckt, als er die Interaktion von elektromagnetischen Wellen im sichtbaren Bereich mit elektrischen Feldern untersuchen wollte.^[QB00] Kerr beschreibt eine Änderung der Polarisationsebene von Licht bei einer Reflexion an einem Magneten.^[Ker77] Ebenso kann eine Intensitätsänderung des am Magnetmaterial reflektierten Lichts erfolgen.^[QB00]

Der MOKE kann in verschiedene Geometrien unterschieden werden. Bei der Benennung der Geometrien des MOKE wird die Ausrichtung der Probenmagnetisierung zur Probenoberfläche sowie auf die Einfallsebene des Lichts berücksichtigt.

a) Polarer MOKE

Steht die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche, handelt es sich um einen polaren MOKE, der eine Drehung der Polarisationsebene des einfallenden Lichts bewirkt.^[HS08] Die Drehung erfolgt sowohl für senkrecht zur Einfallsebene polarisiertes (*s*-polarisiertes) als auch für parallel zur Einfallsebene polarisiertes (*p*-polarisiertes) Licht in die gleiche Richtung.^[HS08]

b) Longitudinaler MOKE

Der longitudinale MOKE beschreibt den Fall einer *in-plane*-Probenmagnetisierung (die magnetischen Momente liegen parallel zur Probenoberfläche), die parallel zur Einfallsebene des Lichts orientiert ist. Hierbei findet ebenso wie in der polaren Geometrie eine Drehung der Polarisationsebene statt, jedoch unterscheiden sich die Drehrichtungen für p- und s-Polarisation.^[HS08]

c) Transversaler MOKE

Eine Änderung der Intensität des reflektierten Lichts liefert der transversale MOKE. Auch in dieser Konfiguration liegt eine *in-plane* Magnetisierung, welche allerdings senkrecht zur Einfallsebene des Lichts orientiert ist. Die Intensitätsänderung ist nur für p-polarisiertes Licht zu beobachten. Im Falle von s-polarisiertem Licht tritt dieser Effekt nicht auf.^[HS08]

Maxwell lieferte mit seiner Deutung von linear polarisiertem Licht als Superposition zweier zirkular polarisierter Lichtwellen mit entgegengesetztem Drehsinn den Grundstein für die Erklärung des Effekts.^[Max81] Die Wechselwirkung von Licht mit Materie beruht auf der durch das elektrische Feld der Lichtwelle induzierten Bewegung der Elektronen in dem jeweiligen Material. Je nach Drehsinn der zirkular polarisierten Lichtwelle und dementsprechend auch des elektrischen Feldes wird auch die Bewegungsrichtung der Elektronen vorgegeben.^[QB00] Ohne ein Magnetfeld ist die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie für linksund rechts-polarisierte elektromagnetische Wellen identisch. In Anwesenheit einer Magnetisierung erfolgt eine Aufspaltung der Spin-Bahn-Kopplung nach dem Zeeman-Effekt, woraus unter Berücksichtigung der Drehimpulserhaltung eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit des Drehsinns der Polarisation resultiert. Eine Änderung der Ausbreitungsgeschwindigkeit korreliert direkt mit dem Brechungsindex,^[Dem13] sodass aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes der Polarisationen von einem Zirkulardichroismus gesprochen wird.^[HS08] Die Fresnelschen Formeln liefern eine Erklärung für die Intensitätsänderung des reflektierten Lichts. Weiterhin geht mit der Änderung der Ausbreitungsrichtung eine Phasenverschiebung beider Polarisationsanteile einher, welche beim Zusammenlaufen der zirkular polarisierten Wellen eine Änderung der Polarisationsebene bewirkt.^[Dem13] Unter Berücksichtigung der Lorentzkraft, die auf die sich bewegenden Elektronen wirkt, verändert sich zudem der Radius der zirkularen Polarisationen. Je nach Bewegungsrichtung der Elektronen, welche von der Polarisation des einfallenden Lichts abhängt, zeigt die Lorentzkraft ins Zentrum der Kreisbewegung oder radial vom Zentrum weg, wodurch der Radius der Bewegung vergrößert oder verkleinert wird.^[QB00] Die

Wechselwirkung zwischen Materialien und elektrischen Feldern wird über die (komplexe) Permittivität ε beschrieben, welche über die Maxwellgleichungen mit dem (ebenfalls komplexen) Brechungsindex in Beziehung steht^[HS08]. Die Permittivität ist ein Maß für die Ausrichtung der Dipolmomente der Materie im elektrischen Feld. Im Allgemeinen ist diese nicht isotrop. Die Richtungsabhängigkeit wird mathematisch durch den Permittivitätstensor erfasst. Für den Kerr-Effekt und die damit verbundene Ausrichtung der elektrischen Dipolmomente durch die Magnetisierung \vec{M} der Probenoberfläche ergibt sich der Permittivitätstensor $\tilde{\varepsilon}$ mit dem normierten Magnetisierungsvektor $\vec{m} = \vec{M}/M$ und der materialspezifischen Voigt-Konstante Q_V ^[HS08] zu

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon \cdot \begin{pmatrix} 1 & -iQ_V m_z & iQ_V m_y \\ iQ_V m_z & 1 & -iQ_V m_x \\ -iQ_V m_y & iQ_V m_x & 1 \end{pmatrix}.$$
(2.3.1)

 Q_V wird auch als magnetootpische Konstante bezeichnet und ist ein Maß für die Stärke der Wechselwirkung zwischen Licht und Magnetismus.^[HS08]

KAPITEL 3

EXPERIMENTELLES VORGEHEN

3.1 Probenherstellung

Zur Herstellung der für die Untersuchungen verwendeten polykristallinen Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme wurde eine Z400 HF-Dioden Sputteranlage (engl. sputtering = Kathodenzerstäubung) von Leybold Heraeus verwendet. Der Aufbau der Sputteranlage ist in Abbildung 3.1 skizziert. Die Anlage besteht aus einer Vakuumkammer, in welcher sich eine Anode und eine Kathode befinden.^[Ses12] Die Kathode besteht in der Abfolge des Schichtaufbaus (vgl. Abbildung 3.2) der Reihe nach aus den Targetmaterialien Kupfer (Cu), Iridium-Mangan (Ir₁₇Mn₈₃), Kobalt-Eisen (Co₇₀Fe₃₀) und Tantal (Ta), aus der einzelne Atome herausgelöst werden sollen. Diese scheiden sich anschließend auf dem sich auf der Anode befindenden Substrat ab. Als Sputtergas wird Argon bei einer Durchflussrate von 155 sccm in die Kammer geleitet, was einem Arbeitsdruck von etwa $1,2 \cdot 10^{-2}$ hPa entspricht. Der Basisdruck in der Rezipientenkammer schwankte bei den Herstellungsverfahren zwischen $8.8 \cdot 10^{-7}$ hPa und $1,1 \cdot 10^{-6}$ hPa. Damit die aus dem Targetmaterial herausgelösten Atome zur Anode und damit auf das darauf befestigte Si(100)-Substrat gelangen können, muss ihre mittlere freie Weglänge mindestens dem Abstand zwischen Kathode und Anode entsprechen. Deshalb muss der Druck in der Kammer sehr gering sein. Durch das Radio-Frequenz-Signal des HF-Generators von 13,56 MHz wird das Sputtergas ionisiert und bildet ein Plasma. Sowohl die Elektronen als auch die Argonionen werden durch das zwischen Anode und Kathode angelegte Hochfrequenz-Wechselfeld gelenkt, wobei die Ionen aufgrund ihres größeren Ladung-zu-Masse-Verhältnisses dem Feld weniger gut folgen kön-



Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Sputteranlage. ^[Huc16] Eine Vakuumkammer wird über eine Pumpe evakuiert und anschließend mit dem Sputtergas (Ar) befüllt. Durch das elektrische Hochfrequenzfeld (HF) wird das Gas ionisiert und es bilden sich Ar⁺-Ionen und Elektronen (e⁻). Die von den Ar⁺-Ionen herausgelösten Targetatome (M) verteilen sich in der Vakuumkammer und scheiden sich unter anderem auf der Anode und dem darauf befestigten Substrat ab.

nen als die Elektronen. Die auf die Anode treffenden Elektronen fließen wegen der Erdung ab. Die Kathode hingegen ist mit einem Kondensator verbunden, sodass sich infolge der auftreffenden Elektronen ein Gleichspannungspotential aufbaut^[Huc11]. Infolgedessen werden die Argonionen zur Kathode beschleunigt, wo sie auf das Targetmaterial stoßen und dort Atome herausschlagen^{[Ses12] [Huc11]}.

Während der Sputterdeposition liegt ein externes homogenes Magnetfeld mit einem Betrag von $H_{\text{ext,SD}} = 70$ kA/m an, welches die Ausrichtung der Kristallite so beeinflusst, dass ihre magnetisch leichte Achse entsprechend der externen Feldachse ausgerichtet ist. Das Magnetfeld liegt dabei parallel zur Probenoberfläche auf Höhe der Anode an.

3.1.1 Das Schichtsystem

Das Schichtsystem besteht aus insgesamt vier Schichten, die auf einem Substrat abgeschieden werden. Als Substrat wurde ein Silizium (100)-Kristall verwendet. Auf das Substrat wurde Kupfer als Pufferschicht abgeschieden. Um die Abhängigkeit der im System auftretenden Anisotropien und ihrer Auswirkungen von der Pufferschichtdicke zu untersuchen, wurden Kupferschichten mit Dicken von $t_{\rm Cu} = 5$ nm, 10 nm, 30 nm und 50 nm verwendet. Eine ausführliche Betrachtung der Schichtdickenfehler erfolgt in Abschnitt 8.1. Als Material für den Antiferromagneten wurde aufgrund der verhältnismäßig hohen Néel-Temperatur von etwa $T_{\rm N} = 730 \,\mathrm{K}^{\mathrm{[Yam74]}}$ (457 °C) Ir₁₇Mn₈₃ mit einer Schichtdicke von $t_{\rm IrMn} = 50 \,\mathrm{nm}$ gewählt. Als Ferromagnet, der zusammen mit dem Ir₁₇Mn₈₃ das Exchange-Bias-System bildet, dient Co₇₀Fe₃₀, welches mit einer Schichtdicke von 15 nm in Folge der Formanisotropie der Dünnschicht eine *in-plane*-Magnetisierung aufweist.^[Müg16] Um Oxidationen an Luft zu vermeiden, wurde zuletzt eine 5 nm dicke Deckschicht aus Tantal (Ta) aufgebracht.

Aufgrund der paramagnetischen Eigenschaften von Tantal hat die Deckschicht keinen Einfluss auf das hysteretische Verhalten des Exchange-Bias-Dünnschichtsystems bei den Messungen im vorliegenden Versuchsaufbau. Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Darstellung des Schichtsystems.



Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des untersuchten Schichtsystems. ^[Hol15] Es besteht aus einem Si(100)-Substrat, das mit einer Pufferschicht (buffer layer) Kupfer (Cu) besputtert wird, bevor der Antiferromagnet Ir₁₇Mn₈₃ und darüber der Ferromagnet Co₇₀Fe₃₀ aufgebracht wird. Die oberste Schicht (capping layer) besteht aus Tantal (Ta). In der vorliegenden Arbeit wurde die Dicke der Cu-Schicht variiert und die anderen Schichtdicken und Versuchsparameter konstant gehalten.

Ein Silizium (100)-Wafer wurde für die Herstellung der Siliziumsubstrate in Quadrate der Kantenlänge 1 cm zerteilt und anschließend mit Aceton, Isopropanol und destilliertem Wasser (in dieser Reihenfolge) von Unreinheiten befreit. Die Trocknung der Substrate erfolgt im Stickstoffstrom.

Während der Sputterdeposition lag ein parallel zur Probenoberfläche ausgerichtetes (*in-plane*) externes Magnetfeld zur bevorzugten Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente an. Um die Richtung des Magnetfeldes bei den darauffolgenden Messungen nachvollziehen zu können, wurden die Substratquadrate mit Klebestreifen befestigt. Nach dem Ablösen der Klebestreifen im Anschluss an die Probenherstellung war an den beklebten Stellen das Siliziumsubstrat erkennbar, was als Markierung für die Feldrichtung diente. Auf dem Probenhalter wurden jeweils zwei Substrate befestigt, welche gleichzeitig beschichtet wurden. Von jeder Charge wurden beide Proben gemessen, wobei die zweite Probe als Referenz diente. Die Positionen und Markierungen der Proben sind in Abbildung 3.3 schematisch dargestellt.



Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Anordnung der Si(100)-Substrate sowie der Klebestreifen, die als Markierung für die Richtung des externen homogenen Magnetfeldes \vec{H}_{ext} während der Sputterdeposition dienen.

3.1.2 Bestimmung der Sputterraten und Schichtdicken

Die Schichtdicken der in Abbildung 3.2 schematisch gezeigten Schichten wurden anhand der zuvor bestimmten Sputterraten (vgl. Tabelle 3.1) eingestellt. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Proben wurden für die jeweiligen Targetmaterialien die in Tabelle 3.1 aufgelisteten identischen Parameter verwendet.

 Tabelle 3.1: Übersicht über die verwendeten Sputterparameter bei der Herstellung des Schichtsystems (entnommen aus der Datenbank der AG Ehresmann).

	Sputter-Rate [nm/min]	Leistung des HF-Generators [W]
Cu	$4,\!15\pm0,\!23$	80
$\mathrm{Ir_{17}Mn_{83}}$	$4,46 \pm 0,08$	160
$\mathrm{Co}_{70}\mathrm{Fe}_{30}$	$4,07\pm0,06$	160
Ta	$1,\!79\pm0,\!08$	80

Das Sputtern liefert keine vollkommen gleichmäßige Schichtdicke des Sputtermaterials, sondern die Schichtdicken variieren ortabhängig auf dem Probenhalter. In Abbildung 3.4 ist die relative Schichtdicke des Targetmaterials in Abhängigkeit von der Position auf der Oberfläche des Probenhalters dargestellt. Dabei zeigte sich in allen Messungen ein ähnliches Muster.



Zur Bestimmung der Sputterraten wurden Ratenproben erstellt, bei denen das

Abbildung 3.4: Abhängigkeit der relativen Schichtdicke des auf einem Glasobjekträger abgeschiedenen Sputtermaterials von der Lage auf dem Probenhalter in einem quadratischen Raster von 2,5 mm × 2,5 mm. Die x- und y-Achse stellen die Abmessungen des Probenhalters in Millimeter dar.^[Huc16]

Targetmaterial bei einer fest eingestellten Leistung des HF-Generators zerstäubt und auf einem Glasobjektträger abgeschieden wurde. Der Glasobjektträger wurde zuvor auf die gleiche Weise wie die Substrate gereinigt (vgl. Abschnitt 3.1.1). Bei der Befestigung des Glasobjektträgers auf dem Probenhalter wurden mehrere Klebestreifen parallel zur Richtung des externen Magnetfeldes \vec{H}_{ext} so befestigt, dass zwischen ihnen Bereiche frei sind (vgl. Abbildung 3.5). Nach der Sputterdeposition eines Targetmaterials über einen bestimmten Zeitraum t_{SD} bleibt in diesen Bereichen das Kathodenmaterial zurück, während das auf den Klebestreifen abgeschiedene Material mit diesen entfernt wird. Die Höhe der Streifen des abgeschiedenen Sputtermaterials und damit die absolute Schichtdicke d nach einer Sputterzeit t_{SD} wurde mit einem **Dektak**-Höhenprofilometer gemessen, woraus die Sputterrate R mit

$$R = \frac{d}{t_{\rm SD}} \tag{3.1.1}$$

berechnet wird. Um die ortsabhängigen Variationen in der Schichtdicke zu berücksichtigen, wurde die Höhe der abgeschiedenen Sputtermaterialien an etwa 20 Stellen auf der gesamten Oberfläche der Ratenprobe bestimmt. Die so ermittelten Abweichungen wurden als Fehler für die Sputterrate angenommen. Auf diese Weise wurde für alle verwendeten Targetmaterialien die Sputterrate für die eingestellte Leistung bestimmt. Die aus diesen Annahmen resultierenden



Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Befestigung eines Glasobjektträgers auf dem Probenhalter der Sputteranlage zur Herstellung einer Ratenprobe.

Schichtdicken sind mit ihren absoluten und relativen Fehlern in Tabelle 8.1 aufgeführt.

Im Hinblick auf die Feldkühltemperatur- und Pufferschichtdickenabhängigkeit der magnetischen Anisotropien in den in Abschnitt 3.1.1 beschriebenen Schichtsystemen wurden die Proben mit den in Tabelle 3.2 genannten Datenbankbezeichnungen und Schichtdicken verwendet.

 Tabelle 3.2: Datenbankbezeichnungen der Schichtsysteme mit Angabe der Pufferschichtdicke.

Datenbankbezeichnung	Pufferschichtdicke [nm]
2015_0050	5
2015_0051	10
2015_0053	30
2015_0069	50

3.2 Feldkühlen

Zur Initialisierung der unidirektionalen Anisotropie, welche die Verschiebung der Hysteresekurve auf der Feldachse bewirkt, wurden die Proben einem Feldkühlprozess unterzogen. Das geschah in einer Vakuumapparatur, in welcher die Proben bei einem Basisdruck von $5 \cdot 10^{-5}$ Pa einem externen Magnetfeld von $H_{\rm ext,FC} = 80$ kA/m ausgesetzt waren. Die beim Sputterprozess angebrachten Markierungen ermöglichten es, die Proben so auszurichten, dass $\vec{H}_{\rm ext,FC} \parallel \vec{H}_{\rm ext,SD}$ gilt. Die Proben wurden nun auf eine Temperatur $T_{\rm Set}$ aufgeheizt, bei der sie für eine Zeit $t_{\rm Set}$ gehalten wurden. Anschließend wurde die
Vakuumkammer und damit auch die Probe mit einer festgelegten Kühlrate von $r = 50 \,^{\circ}\text{C/min}$ auf Raumtemperatur abgekühlt.

Für die Feldkühlverfahren wurden Temperaturen $T_{\text{Set}} = 150 \text{ °C}$, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C gewählt. Diese Temperaturen liegen zwar alle unterhalb der Néel-Temperatur von Ir₁₇Mn₈₃, aber oberhalb der Blocking-Temperatur für bestimmte Korngrößen. Durch Variation der Temperatur T_{Set} werden Körner mit unterschiedlichen Blocking-Temperaturen beeinflusst, sodass eine qualitative Untersuchung der Auswirkungen der Feldkühltemperaturen auf die Anisotropien im EB-System erfolgen kann. Die Plateauzeit, während welcher die Temperatur T_{Set} gehalten wurde, betrug für alle Durchführungen $t_{\text{Set}} = 30 \text{ min}$.

3.3 Bestimmung der Magnetisierungskurven in Abhängigkeit von der Richtung des externen Magnetfeldes

Zur Bestimmung der magnetischen Eigenschaften der Proben wurden Magnetisierungkurven in Abhängigkeit von der Richtung des externen Magnetfeldes bestimmt. Dazu wurde ein Aufbau, der auf dem magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) basiert, verwendet. Aufgrund der Orientierung des externen Magnetfeldes während der Probenherstellung weisen die Dünnschichtsysteme eine *in-plane* Magnetisierung auf, weshalb für magnetooptische Untersuchungen nur die longitudinale und die transversale Geometrie von Bedeutung sind. Diese sind in Abbildung 3.6 visualisiert.

Der im Folgenden beschriebene Abschnitt des Strahlengangs des auf die Probe einfallenden Lichts ist in Abbildung 3.7 schematisch dargestellt. Das Vektor-MOKE-Magnetometer (V-MOKE) besteht aus einem Ultra-Low Noise Dioden Laser des Herstellers COHERENT der Wellenlänge 635 nm, dessen Licht zunächst einen rotierbaren Polarisator von THORLAPS (Modell LPVIS) durchläuft und anschließend auf einen polarisationssensitiven Strahlteiler trifft. Das Verhältnis von Transmission und Reflexion am Strahlteiler beträgt für *s*polarisiertes Licht 88:12 und für *p*-polarisiertes Licht 96:4, wobei der reflektierte und damit geringere Anteil auf einen Siliziumphotodiodendetektor fällt. Die dort gemessene Intensität kann zur Kalibrierung der Messsignale bezüglich der Strahlstabilität verwendet werden. Der transmittierte Anteil des Lichts wird von einer Sammellinse auf die dahinter positionierte Probe fokussiert. Der



Abbildung 3.6: Visualisierung der MOKE-Geometrien:

a) Der longitudinale MOKE für *s*-polarisiertes Licht: Die Probenmagnetisierung (dargestellt durch schwarze Pfeile auf grauem oder rotem Grund) ist parallel zur Probenoberfläche und ist parallel (schwarze Pfeile auf rotem Grund) oder antiparallel (schwarze Pfeile auf grauem Grund) zur Einfallsebene des Lichts ausgerichtet. Das einfallende Licht (langer schwarzer Pfeil mit senkrechten Pfeilen zur Symbolisierung der Vektoren des elektrischen Feldes) wird bei der Reflexion an der Probenoberfläche gedreht.

b) Der transversale MOKE für *p*-polarisiertes Licht: Die Probenmagnetisierung liegt in der Probenoberfläche und ist senkrecht zur Einfallsebene des Lichts ausgerichtet. Durch die Reflexion an der Probenoberfläche wird die Amplitude der Lichtwelle und damit ihre Intensität verändert.^[Müg16]

Einfallswinkel des Lichts auf die Probe beträgt ungefähr 45°. Der Strahlengang nach der Reflexion an der Probe im Detektorsystem des V-Mokes ist in Abbildung 3.7 skizziert. Das Licht wird nach der Reflexion mittels einer Sammellinse parallelisiert, deren Brennpunkt am Reflektionspunkt liegt. So können Variationen im Ausfallswinkel kompensiert werden, welche aus der Rotation des Probenhalters resultieren. Anschließend passiert das Licht einen Strahlteiler. Sowohl der reflektierte als auch der transmittierte Anteil wird mittels einer Sammellinse fokussiert, wobei der reflektierte Anteil nach der Fokussierung direkt auf einen Detektor (Detektor 2) fällt und der transmittierte Anteil nach der Sammellinse zusätzlich einen Analysator durchläuft, bevor er von Detektor 3 gemessen wird. Der Analysator korreliert den Rotationswinkel mit der gemessenen Intensität des an der Probe reflektierten Lichts, sodass eine Drehung der Polarisationsebene aufgrund des magnetooptischen Kerr-Effekts (vgl. Abschnitt 2.3) nachgewiesen werden kann. Um das Magnetfeld in der Probenenebene zu realisieren, wird ein Quadrupolelektromagnet verwendet, in dessen Mitte sich die Probe befindet. Die schematische Anordnung ist Abbildung 3.8 zu



Abbildung 3.7: a) Schematische Darstellung des Strahlengangs des auf die Probe einfallenden Lichts im Vektor-Moke-Magnetometer. ^[Müg16] Das Laserlicht durchläuft einen rotierbaren Polarisator, bevor es auf einen polarisationssensitiven Strahlteiler trifft. Der reflektierte Anteil wird von Detektor 1 gemessen, während der transmittierte Anteil zur Fokussierung eine Sammellinse passiert und anschließend auf die Probe fällt.

> b) Schematische Darstellung des Strahlengangs des von der Probe reflektierten Lichts im Detektorsytsem des Vektor-Moke-Magnetometers.^[Müg16] Das divergente Laserlicht wird mit einer Sammellinse parallelisiert, bevor es Strahlteiler passiert. Der reflektierte Anteil wird zunächst von einer Sammellinse fokussiert und anschließend von Detektor 2 ausgewertet. Der transmittierte Anteil wird ebenfalls von einer Sammellinse fokussiert, durchläuft aber vor dem Auftreffen auf Detektor 3 einen Analysator.

entnehmen. Alle vier Magnete sind identisch und bestehen jeweils aus einer Spule mit Eisenkern. Die quadratische Querschnittsfläche des Polschuhs beträgt etwa $10 \,\mathrm{cm^2}$. Da die Probe eine erheblich kleinere Fläche vorweist, kann das Magnetfeld zwischen zwei Polschuhen der Elektromagnete in der Probenebene als homogen angenommen werden. Durch eine Superposition des longitudinalen und transversalen Feldes kann das Gesamtmagnetfeld innerhalb der Probenoberfläche rotiert werden, wobei die maximale Feldstärke knapp über $100 \,\mathrm{kA/m}$ liegt. Die Proben wurden im Probenhalter so angebracht, dass die vorher initi-



Abbildung 3.8: Schematische Anordnung der vier Elektromagnete im Vektor-Moke-Magnetometer, in deren Mitte der Probenhalter mit der Probe platziert wird. Das Laserlicht (rot) fällt auf die Probe und wird von ihr reflektiert. Der Probenhalter ist über eine Motorsteuerung drehbar, dargestellt durch den Pfeil. In der Einfallsebene des Lichts liegen die Spulen mit Eisenkern, die zusammen das longitudinale Magnetfeld erzeugen und senkrecht dazu gleiche Spulen mit gleichem Eisenkern für das transversale Magnetfeld.^[Müg16]

ierten Richtungen des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ senkrecht zur Einfallsebene des Lichts lagen. Ebenso wie bereits während der Probenherstellung und dem Feldkühlen konnten auch hier geringe Verkippungen der Probe nicht gänzlich vermieden werden. Weiterhin gab es keine Markierungen zur Probenpositionierung, sodass die Positionierung der Probe mit einer Genauigkeit von 5° vorgenommen werden konnte.

Für eine Messung wurde die zu messende Probe in den Strahlengang des Messaufbaus gebracht und der Raum verdunkelt, um Rauschen durch einfallendes Streulicht zu vermeiden. Über eine Computersteuerung wurde die Messung gestartet und gesteuert. Ein Winkelbereich von 450° wurde mit einem Intervall von 1° schrittweise vermessen. Unter jedem Winkel wurde jeweils eine Magnetisierungskurve mit longitudinalem und eine mit transversalem Magnetfeld in dieser Reihenfolge gemessen, wobei das Magnetfeld im Bereich von $-80 \text{ kA/m} \leq H_{\text{Hys}} \leq 80 \text{ kA/m}$ gewählt wurde. Auf diese Art konnte an Detektor 3 das Intensitätssignal der aus dem longitudinalen magnetooptischen Kerr-Effekts resultierenden Polarisationsdrehung gemessen werden, welches aus der Messung mit dem Magnetfeld H_{Hys} parallel zur Einfallsebene des Lichts hervorgeht und wird im Folgenden als $I_{3,\parallel}$ bezeichnet. Die Auswirkungen des magnetooptischen Kerr-Effekts in transversaler Geometrie auf die Lichtintensität werden an Detektor 2 nachgewiesen. Die an Detektor 2 gemessene Intensität für Magnetisierungskurven mit longitudinalem (transversalen) Magnetfeld H_{Hys} sei folgend als $I_{2,\parallel}$ ($I_{2,\perp}$) bezeichnet.

KAPITEL 4_

METHODEN ZUR AUSWERTUNG

Für jeden Messwinkel werden die Intensitäten des Lichts an den Detektoren 2 und 3 für die Hysteresemessungen mit longitudinalem (\parallel) und transversalem (\perp) Magnetfeld in Abhängigkeit von der Stärke des angelegten Magnetfeldes H_{ext} aufgezeichnet. Die Intensität wird in Form der an den Detektoren gemessenen Spannungen angegeben.

Zur Rekonstruktion des Magnetisierungsvektor aus den ermittelten Intensitäten, muss der longitudinale und transversale Anteil der Magnetisierung ermittelt werden. Mit dem Jones Formalismus, der die polarisationsabhängige Wechselwirkung von Licht mit optischen Bauteilen beschreibt,^[Jon41] lassen sich die Auswirkungen des Messaufbaus des Vektor-Moke-Magnetometers (vgl. Abschnitt 3.3) auf das einfallende Licht beschreiben. Eine ausführliche Darstellung der Berechnungen ist in^[Müg16] zu finden.

Der auf die Sättigungsmagnetisierung $M_{\rm sat}$ normierte longitudinale Magnetisierungsanteil $M_{\rm long}$ ergibt sich mit

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

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

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

$$T = \bar{I}_{2,\parallel} (|H_{\text{ext}}| > 75 \text{ kA/m}).$$
(4.0.1)

mit:

Dabei ist $\bar{I}_{3,\parallel}$ das arithmetische Mittel der gemessenen Intensitäten $I_{3,\parallel}$ in dem jeweils angegebenen Feldbereich. Der transversale Anteil der Magnetisierung ergibt sich (ebenfalls normiert auf die Sättigungsmagnetisierung M_{sat}) mit

$$\frac{M_{\text{trans}}}{M_{\text{sat}}} = \frac{I_{2,\parallel} - \left(\frac{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}{2}\right)}{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}$$
mit: $I_{\text{max}} = \bar{I}_{2,\perp} (|H_{\text{ext}}| > 75 \text{ kA/m})$
 $I_{\text{min}} = \bar{I}_{2,\perp} (|H_{\text{ext}}| < -75 \text{ kA/m}).$
(4.0.2)

Analog zur longitudinalen Magnetisierungskomponente berechnet sich $I_{2,\perp}$ über das arithmetische Mittel der gemessenen Intensitäten $I_{3,\parallel}$ in dem jeweiligen Feldbereich.

Sind die longitudinale und transversale Magnetisierungskomponente bekannt, kann aufgrund der Wahl des orthogonalen (und normierten) kartesischen Koordinatensystems der Betrag des auf die Sättungsmagnetisierung $M_{\rm sat}$ normierten Magnetisierungsvektors $|\vec{M}_{\rm F}|/M_{\rm sat}$ des Ferromagneten bestimmt werden mit

$$\frac{\left|\vec{M}_{\rm F}\right|}{M_{\rm sat}} = \sqrt{\left(\frac{M_{\rm long}}{M_{\rm sat}}\right)^2 + \left(\frac{M_{\rm trans}}{M_{\rm sat}}\right)^2}.$$
(4.0.3)

Der Richtungswinkel $\beta_{\rm F}$ der Magnetisierung $\vec{M}_{\rm F}$ ergibt sich aus der MATLAB-Funktion atan2 mit^[Müg16]

$$\beta_{\rm F} = \operatorname{atan2}(M_{\rm long}, M_{\rm trans}). \tag{4.0.4}$$

Zur Bestimmung des Exchange-Bias-Feldes $H_{\rm EB}$ und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ werden die Schnittpunkte der Hysteresekurve mit longitudinalem Magnetfeld mit der Feldachse (x-Achse) ermittelt, welche die Koerzitivfeldstärken $H_{\rm C1}$ und $H_{\rm C2}$ angeben (vgl. Abbildung 2.2). Das Exchange-Bias-Feld $H_{\rm EB}$ ergibt sich aus dem Mittelwert der beiden Koerzitivfeldstärken $H_{\rm C1}$ und $H_{\rm C2}$, also

$$H_{\rm EB} = \frac{H_{\rm C1} + H_{\rm C2}}{2} \,, \tag{4.0.5}$$

und das Koerzitivfeld aus dem mittleren Abstand von H_{C1} und H_{C2} mit

$$H_{\rm C} = \frac{H_{\rm C2} - H_{\rm C1}}{2} \,. \tag{4.0.6}$$

Als weiterer Vergleichswert der Kurven wird das externe Magnetfeld H_{ext} , das notwendig ist, um 90 % der Sättigungsmagnetisierung M_{sat} zu erreichen, näherungsweise bestimmt. Dieser Feldwert wird mit H_{90} bezeichnet und liefert Rückschlüsse darauf, wie leicht das System zu magnetisieren ist. Sehr kleine Werte von H_{90} entsprechen einer quadratischen Hysteresekurve, größere H_{90} -Werte bedeuten eine Scherung der Hysteresekurve.

Die Ermittlung dieser Kenngröße erfolgt ausgehend vom Schnittpunkt eines Hystereseastes mit der Feldachse (Nullmagnetisierung), also den Werten H_{C1} und H_{C2} . Es wird für jeden Ast ein linearer Fit im Bereich oberhalb und unterhalb der Nullmagnetisierung durchgeführt, in dem die Steigung annähernd linear ist. Aus diesem Fit ergibt sich die Steigung *a* des Astes, über die H_{90} approximiert werden kann mit

$$H_{90} = \frac{0.9M_{\rm sat}}{a} \,. \tag{4.0.7}$$

Dabei ist zu beachten, dass diese Methode zur Bestimmung von H_{90} aufgrund des Krümmungsverhaltens der Hystereseäste mitunter nicht sehr genau ist, für einen qualitativen Vergleich der Hysteresekurven jedoch ausreicht.

Der Ummagnetisierungsprozess kann über die Darstellung des Magnetisierungsvektors in Polarkoordinaten visualisiert werden (vgl. Gleichung (4.0.3) und (4.0.4)). Durch die Normierung der Hysteresekurve beträgt die maximale Länge des Magnetisierungsvektors $|\vec{M}_{\rm F}|/M_{\rm sat} = 1$. Geschieht der Ummagnetisierungsprozess über kohärente Rotation, so ist in der Polarkoordinatendarstellung nur eine Winkeländerung der Magnetisierung $\vec{M}_{\rm F}$ zu sehen, jedoch keine Änderung der Länge des Vektors. Im Falle von Nukleationen mit anschließender Domänenwandverschiebung liegt ein Ungleichgewicht zwischen den unterschiedlichen Richtungen der magnetischen Momente \vec{m}_i vor, sodass infolge eine Magnetisierung $|\vec{M}_{\rm F}|/M_{\rm sat} < 1$ zurückbleibt. Zur beispielhaften Visualisierung sind die Hysteresekurven und die Polarkoordinatendarstellung einer V-Moke-Messung für das verwendete Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $d_{\rm Cu} = 5 \, {\rm nm}$ ohne Feldkühlen in Abbildung 4.1 gezeigt. Die Auswertung wurde mit einem Programm der Arbeitsgruppe Ehresmann durchgeführt, welches die Auswertung der Hysteresen jedes einzelnen Messwinkels vornimmt und diese mit der zugehörigen Polarkoordinatendarstellung abbildet. Weiterhin werden die Ergebnisse der Auswertungen tabellarisch ausgegeben, sodass eine Weiterverarbeitung der relevanten Größen mit Datenverarbeitungsprogrammen möglich ist.

Für den Vergleich der erhaltenen Messwerte mit dem theoretischen Modell für polykristalline EB-Systeme (vgl. Abschnitt 2.2.4) wurde ein Simulationsprogramm der Arbeitsgruppe Ehresmann verwendet, welches sowohl das Exchange-Bias-Feld $H_{\rm EB}$ und das Koerzitivfeld $H_{\rm C}$ in Abhängigkeit von dem Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ als auch die einzelnen Hysteresen für gewählte



Abbildung 4.1: Mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven (links) und daraus ermittelte Polarkoordinatendarstellung (rechts) des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ des Schichtsystems Si(100)/Cu^{5nm}/Ir₁₇Mn^{30nm}₈₃/Co₇₀Fe^{15nm}₃₀/Ta^{5nm} ohne Feldkühlen bei einem Drehwinkel der Probe von 90° zur Einfallsebene des Lichts.

Bild links: Dargestellt sind die normierten Magnetisierungen $M_{\rm long}/M_{\rm sat}$ (dunkelblau) und $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ (grün). Das zur Normierung von $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ verwendete Signal von $I_{2,\perp}$ ist hellblau dargestellt. Der Fit der Hysteresekurve ist in rot dargestellt. Die charakteristischen Größen $H_{\rm EB}$, $H_{\rm C}$ und H_{90} ergeben sich wie beschrieben.

Bild rechts: Polarkoordinatendarstellung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ während der Durchführung der Hysteremessung. Die schwarze Linie markiert die Richtung von $H_{\rm EB}$, also der unidirektionalen Anisotropie, der schwarze und grüne Punkt die Richtungen minimaler Magnetisierung für den Hin- und Rückweg der Hysterese. Der Ummagnetisierungsprozess wird durch die Länge und Richtung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ für den Hinweg der Hysterese, also von $H_{\rm ext} = 80 \, {\rm kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = -80 \, {\rm kA/m}$ (blaue Sternchen), und den Rückweg für $H_{\rm ext} = -80 \, {\rm kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = 80 \, {\rm kA/m}$ (rote Sternchen) der Feldwerte $H_{\rm ext}$ dargestellt.

Parameter numerisch bestimmt.^[MGG16]

Das Simulationsprogramm ermöglicht die Auswahl verschiedener Anisotropien, welche in der Berechnung der Kurven berücksichtigt werden sollen. Mögliche Anisotropien sind die uniaxiale Anisotropie und die magnetokristalline Anisotropie des Ferromagneten sowie die durch das polykristalline Modell beschriebene unidirektionale und die rotierbare Anisotropie. Die Anzahl der leichten Richtungen der magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten kann variiert werden. Darüber hinaus können die einzelnen Anisotropien sowohl unter bestimmten Winkeln als auch unterschiedlichen Energiedichten vorgegeben werden. Ersteres ermöglicht die Visualisierung der Auswirkungen von Verkippungen der leichten Richtungen zueinander. Neben der uniaxialen und magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten können die nach dem polykristallinen Modell für den EB-Effekt relevanten Anisotropien einbezogen werden, sodass sich die Simulation zur Veranschaulichung der Parameter in diesem Modell gut eignet.

Für einen qualitativen Vergleich zwischen Theorie und Experiment müssen die Parameter aus den Messungen mit dem Vektor-Moke-Magnetometer berücksichtigt werden. Dazu gehören die Sättigungsmagnetisierung, die Dicke der ferromagnetischen Schicht sowie der Winkelbereich der Messungen. Für die Auflösung der Simulation kann zusätzlich die Schrittweite des Winkelbereichs und die Schritte pro Hystereseast variiert werden.

Zur Berechnung der EB-Werte und Koerzitivfeldwerte kann sowohl auf den Fit mit einer Arkustangensfunktion als auch auf den linearen Fit zurückgegriffen werden.

KAPITEL 5_

ERGEBNISTEIL

Die Auswertung und Auftragung der Werte für das EB-Feld $H_{\rm EB}$ und das Koerzitivfeld $H_{\rm C}$ über den gemessenen Winkelbereich des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ erfolgt für alle Schichtsysteme. Die Werte für die Extrema im EB-Feld und Koerzitivfeld sowie die volle Halbwertsbreite ("FWHM" engl. *full width of half maximum FWHM*) der Koerzitivfeldpeaks werden als charakteristische Größen dieser Kurven bestimmt. Sie sind für alle Feldkühltemperaturen unter Angabe des externen Magnetfeldwinkels $\varphi_{\rm ext}$ für die unterschiedlichen Schichtsysteme in den Tabellen 5.1, 5.2, 5.5 und 5.6 aufgeführt. Die Kurvenverläufe sind in den Abbildungen 5.1, 5.2, 8.1 und 8.2 graphisch zu sehen.¹ Die Winkelbereiche, in denen Schultern in den Koerzitivfeldpeaks auftreten, sind im Anhang in den Tabellen 5.3 und 5.4 zu finden. Im Folgenden werden zunächst die EB-Felder und Koerzitivfelder der Schichtsysteme mit gleichen Pufferschichtdicken in Abhängigkeit von der Feldkühltemperatur analysiert. Anschließend wird die Auswirkung der Pufferschichtdicke der Schichtsysteme bei gleicher Feldkühltemperatur untersucht.

¹Für die Schichtsysteme mit Pufferschichten von $t_{\rm Cu} = 10$ nm und $t_{\rm Cu} = 30$ nm sind keine Daten der *as made*-Messungen vorhanden, da die Messungen des Vektor-Moke-Magnetometers für einen Teil der Winkel fehlgeschlagen sind. Da dies vom Programm nicht als Fehlermeldung ausgegeben wurde, wurden die Proben bereits einem Feldkühlprozess unterzogen, als der Fehler bemerkt wurde, sodass keine Wiederholung der *as made*-Messungen möglich war.

5.0.1 Vergleich der Koerzitivfelder und Exchange-Bias-Felder gleicher Pufferschichtdicken

Abbildung 5.1 zeigt die winkelabhängigen Verläufe des EB-Feldes für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\rm nm$ vor den Feldkühlprozessen und nach jedem einzelnen Feldkühlprozess (*as made*) mit den Set-Temperaturen von $T_{\rm Set} = 150 \,\,^{\circ}$ C, 200 $\,^{\circ}$ C, 250 $\,^{\circ}$ C, 300 $\,^{\circ}$ C und 350 $\,^{\circ}$ C. Die Ergebnisse zeigen



Abbildung 5.1: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ bei einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5\,{\rm nm}$ für die Probe nach der Herstellung ohne Feldkühlprozess (rote durchgezogene Linie) die Feldkühltemperaturen $T_{\rm Set} = 150\,{\rm ^{\circ}C}$ (cyan durchgezogen), 200 ${\rm ^{\circ}C}$ (schwarz gestrichelt), 250 ${\rm ^{\circ}C}$ (blau gestrichpunktet), 300 ${\rm ^{\circ}C}$ (violett gepunktet) und 350 ${\rm ^{\circ}C}$ (hellgrün gestrichpunktet) (vgl. Tabelle 5.1).

den in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen typischen Verlauf für die verwendeten Schichtsysteme. Die *as made*-Messung weist bei $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ ein Maximum von $H_{\text{EB}} = 6,43 \text{ kA/m}$ auf, wonach die Kurve bei $\varphi_{\text{ext}} = 15^{\circ}$ in ein lokales Minimum von $H_{\text{EB}} = 4,96 \text{ kA/m}$ fällt und bei $\varphi_{\text{ext}} = 65^{\circ}$ wiederum ein lokales Maximum mit $H_{\text{EB}} = 5,97 \text{ kA/m}$ annimmt. Im nachfolgenden Winkelbereich von $\varphi_{\text{ext}} \in [80^{\circ}, 100^{\circ}]$ fällt die Kurve nahezu konstant ab, wobei ein Nulldurchlauf im EB-Feld bei etwa $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ stattfindet. Die Punktsymmetrie um $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ des typischen Verlaufs ist bei dieser Messung abgesehen von geringen Unregelmäßigkeiten gegeben, sodass lokale Minima bei einem externen Magnetfeld von etwa $\varphi_{\text{ext}} = 125^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 250^{\circ}$ auftreten. Um das jeweils mittlere Extremum bei $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}$ kann ansatzweise eine Achsensymmetrie angenommen werden. Der nächste Nulldurchlauf des EB-Feldes liegt wiederum entlang der schweren Richtung der uniaxialen Anisotropie bei $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$.

Die EB-Kurven für die Messungen nach den Feldkühlprozessen verlaufen analog zur Kurve der *as made*-Messung, die Maximal- und Minimalwerte sind aber betragsmäßig größer. So erhöht sich das maximale EB-Feld bei $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ auf $H_{\text{EB}} = 8,00 \text{ kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 150 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und $200 \text{ }^{\circ}\text{C}$), $H_{\text{EB}} = 7,47 \text{ kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 250 \text{ }^{\circ}\text{C}$) und $H_{\text{EB}} = 8,28 \text{ kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$) und $H_{\text{EB}} = 8,53 \text{ kA/m}$ ($350 \text{ }^{\circ}\text{C}$). Auffällig ist, dass sich die Stärke des EB-Feldes H_{EB} entlang der leichten Richtungen ($\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, 180° , 360°) mit steigenden Feldkühltemperaturen kaum verändert. Die Daten für das EB-Feld H_{EB} und die Koerzitivfeldstärke H_{C} bei $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, 90° , 180° , 270° und 360° für die eingestellten Set-Temperaturen T_{Set} sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Das Koerzitivfeld weist für die as made-Messung bei $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ ein Maximum von $H_{\rm C} = 6.91 \, {\rm kA/m}$ auf, welches der Maximalwert des typischen Peaks im winkelabhängigen Koerzitivfeldverlauf (vgl. Abschnitt 2.2.4) ist. Die Peaks korrelieren mit der leichten Richtung der Anisotropie, sodass ihre Maxima jeweils bei den Winkeln von $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, 180° und 360° zu finden sind. Mit steigendem Winkel fällt das Koerzitivfeld bei ab, bis es ein Minimum bei $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ mit einem Wert von $H_{\rm C} = 0.58 \, \text{kA/m}$ erreicht und anschließend wieder zu einem Peak ansteigt. Der Peak mit Maximum bei $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ weist auf der linken Seite bei etwa $\varphi_{\text{ext}} = 150^{\circ}$ eine schwach ausgeprägte und auf der rechten Seite zwischen $\varphi_{\text{ext}} = 200^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 230^{\circ}$ eine stark ausgeprägte Abweichung vom gaußähnlichen Verlauf auf. Diese Abweichungen werden im Folgenden als Schultern bezeichnet. Ebenso zeigt der Peak mit Maximum um $\varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}$ eine stark ausgeprägte Schulter auf der linken Seite zwischen $\varphi_{\text{ext}} = 330^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 350^{\circ}$ auf, die annähernd ein Plateau im Koerzitivfeldverlauf darstellt. Im Vergleich dazu zeigen die Koerzitivfeldkurven der Messungen nach den Feldkühlprozessen schmale Peaks ohne Schultern. Zusätzlich liegen die Peaks der Koerzitivfelder, die aus den Messungen nach den Feldkühlprozessen resultieren, nahezu übereinander. Die Winkelbereiche, in denen Schultern auftreten, sind in Tabelle 5.3 aufgeführt.

Die winkelabhängige Auftragung des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ und des Koerzitivfel-

Tabelle 5.1: Werte des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ und Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ sowie die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Koerzitivfeldpeaks des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5$ nm für die Messungen vor dem Feldkühlen und nach den Feldkühlprozessen mit den Set-Temperaturen $T_{\rm Set} = 150$ °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C unter Angabe des externen Magnetfeldwinkels $\varphi_{\rm ext}$ (vgl. Abbildung 5.1).

$t_{\rm Cu} \ [\rm nm]$	$T_{\rm Set}$ [°C]	$\varphi_{\rm ext}$ [°]	$H_{\rm EB} \; [{\rm kA/m}]$	$H_{\rm C} \; [{\rm kA/m}]$	FWHM $H_{\rm C}$ [°]
	as made	0	6,43	6,91	
		90		$0,\!58$	
		180	-5,57	$7,\!22$	104
		270		$0,\!65$	
		360	$5,\!68$	$6,\!58$	89
		0	8,00	4,27	
		90		$0,\!53$	
	150	180	-7,46	$4,\!53$	38
		270		$0,\!48$	
		360	$7,\!46$	$4,\!27$	34
		0	8,00	$4,\!00$	
		90		$0,\!56$	
	200	180	-7,47	$4,\!00$	33
		270		$0,\!56$	
5		360	$7,\!47$	4,00	32
0		0	$7,\!47$	$4,\!00$	
	250	90		$0,\!56$	
		180	-7,74	$4,\!00$	32
		270		$0,\!59$	
		360	8,27	4,00	31
		0	$8,\!28$	3,73	
	300	90		$0,\!58$	
		180	-8,27	$4,\!00$	25
		270		$0,\!60$	
		360	8,53	3,73	27
		0	8,53	3,73	
	350	90		0,85	
		180	-8,26	4,00	31
		270		0,75	
		360	8,00	$4,\!00$	31

des $H_{\rm C}$ für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 50 \,\mathrm{nm}$ in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Daten für das EB-Feld $H_{\rm EB}$ und die Koerzitivfeldstärke $H_{\rm C}$ bei $\varphi_{\rm ext} = 0^{\circ}$, 90°, 180°, 270° und 360° für die eingestellten Set-Temperaturen $T_{\rm Set}$ für dieses Schichtsystem sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. **Tabelle 5.2:** Werte des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ und Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ sowie die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Koerzitivfeldpeaks des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 50$ nm für die Messungen vor dem Feldkühlen und nach den Feldkühlprozessen mit den Set-Temperaturen $T_{\rm Set} = 150$ °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C unter Angabe des externen Magnetfeldwinkels $\varphi_{\rm ext}$.

$t_{\rm Cu} \; [\rm nm]$	$T_{\text{Set}} [^{\circ}\text{C}]$	$\varphi_{\rm ext}$ [°]	$H_{\rm EB}$ [kA/m]	$H_{\rm C} \; [{\rm kA/m}]$	FWHM $H_{\rm C}$ [°]
	as made	0	8,27	10,17	
		90		1,85	
		180	-8,36	9,95	67
		270		$1,\!38$	
		360	7,71	$10,\!12$	111
		0	$7,\!88$	$10,\!56$	
		90		$2,\!21$	
	150	180	-8,08	9,82	88
		270		$1,\!38$	
		360	$7,\!45$	$10,\!48$	113
		0	8,22	9,57	
		90		$0,\!98$	
	200	180	-8,25	9,52	64
		270		1,01	
50		360	7,92	$9,\!49$	72
00		0	8,19	$9,\!66$	
	250	90		1,21	
		180	-8,25	8,66	64
		270		0,74	
		360	7,83	9,61	86
		0	9,55	$7,\!48$	
	300	90		$0,\!43$	
		180	-9,21	7,73	36
		270		$0,\!38$	
		360	$9,\!17$	$7,\!47$	46
		0	9,86	6,50	
	350	90		$0,\!27$	
		180	-9,83	6,23	35
		270		0,31	
		360	9,55	6,43	36



Abbildung 5.2: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ bei einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 50\,{\rm nm}$ ohne Feldkühlprozess (rote durchgezogene Linie) die Feldkühltemperaturen $T_{\rm Set} = 150\,{\rm ^{\circ}C}$ (cyan durchgezogen), 200 ${\rm ^{\circ}C}$ (schwarz gestrichelt), 250 ${\rm ^{\circ}C}$ (blau gestrichpunktet), 300 ${\rm ^{\circ}C}$ (violett gepunktet) und 350 ${\rm ^{\circ}C}$ (hellgrün gestrichpunktet).

Die typischen Verläufe des EB-Feldes und des Koerzitivfeldes sind auch hier erkennbar. Für dieses Schichtsystem sind die EB-Feld-Werte der Messungen ohne vorheriges Feldkühlen (*as made*) und mit Feldkühlen bei den Set-Temperaturen von $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$, 200 $^{\circ}\text{C}$ und 250 $^{\circ}\text{C}$ sehr ähnlich. Sie liegen bei einem externen Magnetfeldwinkel von $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ bei $H_{\text{EB}} = 8,27 \,\text{kA/m}$ (*as made*), $H_{\text{EB}} = 7,88 \,\text{kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$), $H_{\text{EB}} = 8,22 \,\text{kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 200 \,^{\circ}\text{C}$), $H_{\text{EB}} = 8,19 \,\text{kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 250 \,^{\circ}\text{C}$), $H_{\text{EB}} = 9,55 \,\text{kA/m}$ ($T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$) und $H_{\text{EB}} = 9,86 \,\text{kA/m}$ ($350 \,^{\circ}\text{C}$). Starke Unterschiede bei den Messungen der unterschiedlichen Set-Temperaturen zeigen sich im Winkelbereich um den maximalen EB-Wert, also bei $\varphi_{\text{ext}} \in [0^{\circ}, 80^{\circ}]$ und [$300^{\circ}, 440^{\circ}$]. Nach dem typischen Verlauf können hier sowohl Plateaus als auch lokale Minima vorliegen. Während um das Minimum bei einem Winkel von $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$, also bei $\varphi_{\text{ext}} \in [110^{\circ}, 260^{\circ}]$, die Verläufe abgesehen von denen durch Verkippungen verschuldeten Asymmetrien (vgl. Abschnitt 2.2.4) die Verläufe sehr ähnlich sind, sind im Bereich um $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}$ erhebliche Unterschiede in der Ausprägung der lokalen Minima zu verzeichnen. Die Kurven der *as made*-Messung und nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\text{set}} = 150 \text{ }^{\circ}\text{C}$ zeigen stark ausgeprägte Minima, während die Kurven der Messungen nach Feldkühlprozess bei $T_{\text{set}} = 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und 350 °C eher auf einem Plateau verweilen. Die Messungen nach Feldkühlprozessen bei $T_{\text{Set}} = 200 \text{ }^{\circ}\text{C}$ und 200 °C liegen dazwischen.

Tabelle 5.3: Übersicht über die Schultern der Koerzitivfeldpeaks der Schichtsysteme
mit Pufferschichtdicken von 5 nm, 10 nm und 30 nm für die *as made*-
Messungen und die Messungen nach den Feldkühlprozessen mit Set-
Temperaturen von $T_{\text{Set}} = 150$ °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C.

$t_{\rm Cu} \; [\rm nm]$	$T_{\rm Set}$ [°C]	$\varphi_{\rm ext,Anfang}$ [°]	$\varphi_{\rm ext,Ende}$ [°]	Breite [°]
5		141	157	16
	as made	200	227	27
		325	351	26
		144	163	19
	150	193	211	18
	100	332	351	19
10		372	384	12
10	200	195	219	24
	200	321	330	9
	250	349	361	12
	200	378	391	13
		14	35	21
		35	57	22
	150	134	158	24
		214	231	17
		319	345	26
		371	380	9
		395	415	20
		28	43	15
		142	164	22
	200	200	222	22
20		334	355	21
30		388	402	14
		31	45	14
	250	152	168	16
	200	329	348	19
		391	410	19
		159	168	9
	300	346	352	6
		379	402	23
	350	159	168	9
	000	344	349	5

Tabelle 5.4: Übersicht über die Schultern der Koerzitivfeldpeaks des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von 50 nm für die *as made*-Messungen und die Messungen nach den Feldkühlprozessen mit Set-Temperaturen von $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}, 200 \,^{\circ}\text{C}, 250 \,^{\circ}\text{C}, 300 \,^{\circ}\text{C}$ und 350 $^{\circ}\text{C}$.

$t_{\rm Cu} [\rm nm]$	$T_{\rm Set}$ [°C]	$\varphi_{\mathrm{ext,Anfang}}$ [°]	$\varphi_{\rm ext,Ende}$ [°]	Breite [°]
		12	53	41
	as made	125	160	35
		326	344	18
		374	419	45
		7	27	20
		42	56	14
		119	147	28
	150	197	203	6
		320	338	18
		368	391	23
50		403	415	12
	200	155	170	15
		225	344	119
		14	41	27
	250	141	171	30
		330	347	17
		373	400	27
	200	165	170	5
	500	341	352	11
	250	166	173	7
	390	346	351	5

Die Peaks des Koerzitivfeldes werden mit höheren Feldkühltemperaturen schmaler, wobei auch der Maximalwert geringer wird als bei niedrigen Feldkühltemperaturen. Die Schultern, die bereits bei der *as made*-Messung des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5$ nm erkennbar waren, sind bei diesem System bei allen Feldkühltemperaturen deutlich ausgeprägt (vgl. 5.4. Eine höhere Set-Temperatur während des Feldkühlprozesses verringert ab $T_{\rm Set} = 200$ °C die Ausprägung dieser Schultern. Ab dieser Feldkühltemperatur lässt sich auch eine Verringerung des minimalen Koerzitivfeldwertes als Trend bei der weiteren Erhöhung der Set-Temperatur feststellen (vgl. 5.1). Auch für dieses Schichtsystem wird das Koerzitivfeld in der schweren Richtung nicht null.

5.1 Vergleich der Koerzitivfelder und Exchange-Bias-Felder bei unterschiedlichen Pufferschichtdicken

Eine winkelabhängige Auftragung der Werte des EB-Feldes und des Koerzitivfeldes für die unterschiedlichen Pufferschichtdicken bei gleichen Feldkühltemperaturen ermöglicht weitere Vergleiche. In Abbildung 5.3 sind die EB-Werte $H_{\rm EB}$ und Koerzitivfeldwerte $H_{\rm C}$ aller Proben nach einem Feldkühlprozess mit $T_{\rm Set} = 150 \,^{\circ}$ C in Abhängigkeit des Winkels zum externen Feld $\varphi_{\rm ext}$ dargestellt. Die Daten für das EB-Feld $H_{\rm EB}$ und die Koerzitivfeldstärke $H_{\rm C}$ bei $\varphi_{\rm ext} = 0^{\circ}$, 90° , 180° , 270° und 360° sind in den Tabellen 5.1, 5.5, 5.6 und 5.2 aufgeführt.



Abbildung 5.3: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ nach Feldkühlprozessen bei $T_{\rm set} = 150$ °C für die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 5$ nm (rote durchgezogene Linie), 10 nm (blau gepunktet), 30 nm (schwarz gestrichelt) und 50 nm (hellgrün gestrichpunktet).

2

Tabelle 5.5: Werte des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ und Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ sowie die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Koerzitivfeldpeaks des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 10$ nm für die Messungen nach den Feldkühlprozessen mit den Set-Temperaturen $T_{\rm Set} = 150$ °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C unter Angabe des externen Magnetfeldwinkels $\varphi_{\rm ext}$.

$t_{\rm Cu} \; [\rm nm]$	$T_{\rm Set}$ [°C]	$\varphi_{\rm ext}$ [°]	$H_{\rm EB}$ [kA/m]	$H_{\rm C} \; [{\rm kA/m}]$	FWHM $H_{\rm C}$ [°]
	150	0	6,74	7,12	
		90		0,74	
		180	-6,05	$7,\!42$	95
		270		0,72	
		360	$6,\!19$	7,02	95
		0	6,81	$6,\!57$	
		90		$0,\!64$	
	200	180	-6,38	$6,\!84$	81
		270		$0,\!64$	
		360	$6,\!23$	$6,\!59$	62
		0	7,57	5,78	
	250	90		$0,\!42$	
10		180	-6,93	$6,\!13$	65
		270		$0,\!44$	
		360	7,03	$5,\!81$	66
		0	7,75	5,77	
		90		$0,\!56$	
	300	180	-7,56	$5,\!99$	47
		270		0,32	
		360	7,32	5,73	46
		0	8,53	$5,\!60$	
		90		$0,\!47$	
	350	180	-8,28	$5,\!88$	36
		270		$0,\!34$	
		360	8,28	$5,\!33$	41

Abbildung 5.3 zeigt die EB- und die Koerzitivfeldkurve aller Schichtsysteme nach dem Feldkühlprozess mit $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$. Das Schichtsystem mit einer 5 nm dicken Pufferschicht lieferte bei Winkeln von $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ mit $H_{\text{EB}} = 8,00 \,\text{kA/m}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ mit $H_{\text{EB}} = -7,46 \,\text{kA/m}$ einen fast identischen Wert zu dem Schichtsystem mit einer 50 nm dicken Pufferschicht ($H_{\text{EB}}(0^{\circ}) = 7,88 \,\text{kA/m}$ und $H_{\text{EB}}(180^{\circ}) = -8,08 \,\text{kA/m}$). Im Winkelbereich von $\pm 45^{\circ}$ um diese Maxima verringert sich das EB-Feld des 50 nm-Schichtsystems um ca. 5 kA/m auf ca. 3 kA/m, während das System mit der 5 nm dicken Pufferschicht keine nennenswerte Reduktion im EB-Feld erfährt. Vielmehr erfolgt vor der starken Abnahme im Bereich um die schwere Richtung der uniaxialen Anisotropie ($\varphi_{\text{ext}} \in [70^{\circ}, 100^{\circ}]$) ein weiterer Anstieg auf das globale Maximum von $H_{\text{EB}} = 8,5 \,\text{kA/m}$ bei $\varphi_{\text{ext}} \approx 50^{\circ}$ beziehungsweise eine weitere Reduktion auf

Tabelle 5.6: Werte des EB-Feldes $H_{\rm EB}$ und Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ sowie die volle Halbwertsbreite (FWHM) der Koerzitivfeldpeaks des Schichtsystems mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 30$ nm für die Messungen nach den Feldkühlprozessen mit den Set-Temperaturen $T_{\rm Set} = 150$ °C, 200 °C, 250 °C, 300 °C und 350 °C unter Angabe des externen Magnetfeldwinkels $\varphi_{\rm ext}$.

$t_{\rm Cu} \ [\rm nm]$	$T_{\text{Set}} [^{\circ}\text{C}]$	$\varphi_{\rm ext}$ [°]	$H_{\rm EB}$ [kA/m]	$H_{\rm C} \; [\rm kA/m]$	FWHM $H_{\rm C}$ [°]
		0	6,80	10,40	
		90		$1,\!12$	
	150	180	-6,24	$10,\!17$	113
		270		0,96	
		360	$6,\!28$	$10,\!05$	114
		0	6,99	7,83	
		90		0,79	
	200	180	-6,51	9,39	103
		270		$0,\!81$	
		360	$6,\!85$	7,91	94
		0	7,86	7,58	
	250	90		$0,\!29$	
30		180	-7,57	8,08	83
		270		0,36	
		360	$7,\!84$	$7,\!49$	62
		0	8,50	6,04	
		90		$0,\!34$	
	300	180	-8,25	$6,\!47$	56
		270		$0,\!39$	
		360	8,19	$5,\!98$	50
		0	9,16	5,71	
		90		$0,\!24$	
	350	180	-8,82	5,77	54
		270		$0,\!24$	
		360	8,84	5,91	43

das globale Minimum von $H_{\rm EB} = -8.5 \,\mathrm{kA/m}$ bei $\varphi_{\rm ext} \approx 150^\circ$.

Die Kurven der Schichtsysteme mit 10 nm und 30 nm Pufferschicht unterscheiden sich mit $H_{\rm EB} = 6,74 \,\mathrm{kA/m}$ und $H_{\rm EB} = 6,80 \,\mathrm{kA/m}$ nicht nennenswert in ihren maximalen EB-Feld-Werten. Die Abhängigkeiten des EB-Feldes im Bereich von $\varphi_{\rm ext} \pm 80^{\circ}$ um die leichten Anisotropieachsen ($\varphi_{\rm ext} = 0^{\circ}, 180^{\circ}, 360^{\circ}$), bei denen typischerweise die plateauähnlichen Bereiche auftreten, sind jedoch unterschiedlich. Die Werte für das Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 10 \,\mathrm{nm}$ gehen für steigende Magnetfeldwinkel (bis $\varphi_{\rm ext} \approx 15^{\circ}$) in das lokale Minimum von etwa $H_{\rm EB} = 4,8 \,\mathrm{kA/m}$ über und steigen danach langsam wieder bis zum lokalen Maximum von $H_{\rm EB} \approx 6 \,\mathrm{kA/m}$ bei $\varphi_{\rm ext} \approx 60^{\circ}$ an. Die Werte für das Schichtsystem mit einer 30 nm dicken Pufferschicht hingegen fallen ab und bleiben im Winkelbereich von $\varphi_{\rm ext} \in [15^{\circ}, 60^{\circ}]$ auf einem niedrigeren Niveau von etwa $H_{\rm EB} = 3,5 \,\mathrm{kA/m}$, bevor sie stark ansteigen, um das lokale Maximum von etwa $H_{\rm EB} = 5,5 \,\mathrm{kA/m}$ bei $\varphi_{\rm ext} \approx 70^{\circ}$ zu erreichen.

Sowohl der maximale als auch der minimale Wert des Koerzitivfeldes steigt mit steigender Pufferschichtdicke an (vgl. Tabellen 5.1, 5.2, 5.5 und 5.6). Weiterhin treten die in Abschnitt 5.0.1 für Systeme mit $t_{\rm Cu} = 5$ nm Pufferschicht beschriebenen Schultern ebenfalls für Systeme mit Pufferschichtdicken ab 10 nm auf, wobei der Winkelbereich der Schultern mit der Schichtdicke ansteigt (vgl. Tabelle 5.3 und 5.4).

Die Breiten der Koerzitivfeldpeaks mit Maxima bei $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}$ variieren für das Schichtsystem mit einer Kupferdicke von $t_{\text{Cu}} = 50$ nm deutlich. Im Winkelbreich von $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ bis $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$ weist der Koerzitivfeldpeak eine volle Halbwertsbreite von $FWHM = 88^{\circ}$ auf, während die volle Halbwertsbreite des Peaks im Bereich von $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$ bis $\varphi_{\text{ext}} = 450^{\circ}$ $FWHM = 113^{\circ}$ beträgt. Die Daten zu den vollen Halbwertsbreiten der Peaks sind in den Tabellen 5.1, 5.2, 5.5 und 5.6, die Daten zu den Schultern der Koerzitivfeldpeaks sind in den Tabellen 5.1 und 5.4 aufgeführt.

Bei einer Feldkühltemperatur von $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abbildung 5.4) stimmen die Kurven der EB-Felder für alle Pufferschichtdicken nahezu überein. Die Unterschiede, die in Abbildung 5.1 in den Plateaubereichen (ungefähr $\varphi_{\text{ext}} \in [0^{\circ}, 70^{\circ}], [110^{\circ}, 180^{\circ}], [180^{\circ}, 250^{\circ}], [300^{\circ}, 360^{\circ}]$ und $[360^{\circ}, 430^{\circ}]$) zu erkennen waren, haben sich angeglichen, sodass die Kurven nahezu identische Verläufe aufweisen. Im Winkelbereich von $\varphi_{\text{ext}} = 140^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ sowie $\varphi_{\text{ext}} = 330^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}$ unterscheiden sich die Kurven in der Ausprägung ihrer lokalen Minima und Maxima (vgl. Abbildung 5.1), was auf leichte Verkippungen der externen Magnetfelder während der Sputterdeposition und des Feldkühlens zurückzuführen ist. Die Maximalwerte der Koerzitivfelder



Abbildung 5.4: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ nach Feldkühlprozessen bei $T_{\rm Set} = 300$ °C für die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 5$ nm (rote durchgezogene Linie), 10 nm (blau gepunktet), 30 nm (schwarz gestrichelt) und 50 nm (hellgrün gestrichpunktet).

unterscheiden sich für die Systeme mit unterschiedlichen Pufferschichtdicken erheblich, wobei das Maximum mit der Pufferschichtdicke ansteigt. Das Schichtsystem mit einer Kupferdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\rm nm$ weist bei $\varphi_{\rm ext} = 360^{\circ}$ einen Maximalwert von $H_{\rm C}(5 \,\rm nm) = 3,73 \,\rm kA/m$, das maximale Koerzitivfeld des Schichtsystems mit $t_{\rm Cu} = 10 \,\rm nm$ liegt bereits bei $H_{\rm C}(10 \,\rm nm) = 5,77 \,\rm kA/m$. Der Maximalwert beträgt für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $30 \,\rm nm$ $H_{\rm C}(30 \,\rm nm) = 6,04 \,\rm kA/m$ und für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $50 \,\rm nm$ $H_{\rm C}(50 \,\rm nm) = 7,48 \,\rm kA/m$ (vgl. Tabellen 5.1, 5.2, 5.5 und 5.6). Die Peaks sind im Vergleich zu den Messungen der Schichtsysteme bei einer Set-Temperatur von $T_{\rm Set} = 150 \,\rm ^{\circ}C$ (vgl. Abbildung 5.3) deutlich schmaler geworden und auch die Schultern sind weniger stark ausgeprägt, sodass sich die Peaks einer Gaußform annähern.



Abbildung 5.5: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ nach Feldkühlprozessen bei $T_{\rm Set} = 350$ °C für die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 5$ nm (rote durchgezogene Linie), 10 nm (blau gepunktet), 30 nm (schwarz gestrichelt) und 50 nm (hellgrün gestrichpunktet).

Eine weitere Erhöhung der Feldkühltemperatur auf $T_{\text{Set}} = 350 \,^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abbildung 5.5) bringt keine wesentliche Veränderung in der Winkelabhängigkeit der EB-Felder. Die Koerzitivfeldstärken sind aber im Vergleich zu den bei $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ feldgekühlten Proben für alle Schichtsysteme verringert. Die Koerzitivfeldkurven für die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von 5 nm und 10 nm sind im Bereich der Peaks nahezu identisch, sie unterscheiden sich jedoch im Minimalwert des Koerzitivfeldes. Die Breite der Schultern der Koerzitivfeldpeaks ändert sich zu den Messungen bei einer Feldkühltemperatur von $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ (vgl. Abbildung 5.4) nicht wesentlich (vgl. Tabellen 5.3 und 5.4).

5.2 Beschreibung der Ummagnetisierung

Die Betrachtung der einzelnen Hysteresen für jeden Messwinkel bezüglich der Ummagnetisierung zeigt die Tendenz auf, dass bei Messungen mit externem Magnetfeld parallel zur leichten Richtung der unidirektionalen Anisotropie der Wert für H_{90} gering und damit die Steigung des Hystereseastes groß ist. Demzufolge finden weniger Nukleationsprozesse gefolgt von Domänenwandverschiebung und Annihilationsprozesse als Rotationsprozesse statt. Die Rekonstruktion des Magnetisierungsvektors bestätigt diesen Trend. In Abbildung 5.6 sind die mit Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven und daraus ermittelten Polarkoordinatendarstellung für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5$ nm bei einem Messwinkel von $\varphi_{\rm ext} = 0^{\circ}$ dargestellt.

Die longitudinale Magnetisierungskomponente hat im Bereich der Ummagnetisierung eine große Steigung. Das externe Magnetfeld, bei dem 90% der Sättigungsmagnetisierung erreicht sind, liegt bei $H_{90} = 0.533 \text{ kA/m}$. Die Polarkoordinatendarstellung des Magnetisierungsvektors zeigt, dass die makroskopische Magnetisierung (Radialkomponente der Polarkoordinatendarstellung) bei Messungen entlang der leichten Richtungen der uniaxialen Anisotropie, also $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}, \varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ} \text{ und } \varphi_{\text{ext}} = 360^{\circ}, \text{maximal ist. Der Magnetisierungsvektor}$ ist immer nahezu entlang der Magnetfeldachse beziehungsweise der Anisotropieachse ausgerichtet und niemals senkrecht dazu orientiert. Entlang der leichten Richtung der uniaxialen Anisotropie, welche zusätzlich durch die unidirektionale Anisotropie verstärkt wird ($\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$), variiert der Magnetisierungsvektor in einem Winkelbereich von $\beta_{\rm F} = (180 \pm 10)^{\circ}$. Bei der leichten Richtung der uniaxialen Anisotropie, welche nicht zusätzlich verstärkt wird, also $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, variiert der Magnetisierungsvektor in einem Bereich von $\beta_{\rm F} = (0 \pm 20)^{\circ}$. Entlang der schweren Richtung der Anisotropien, was einem Messwinkel von $\varphi_{\rm ext}=90^\circ$ entspricht, findet der Ummagnetisierungsprozess mittels kohärenter Rotation statt. Dies ist in Abbildung 5.7 dargestellt.

Die Magnetisierung bleibt entlang der gesamten Hysteresemessung nahezu auf dem Wert 1, während sich die Magnetisierungsrichtung sukzessive verändert. Die Steigung des longitudinalen Magnetisierungsanteils (dunkelblauen Hysteresekurve) ist bezüglich der Messung mit Magnetfeld parallel zur leichten Richtung (Abbildung 5.6) gering, sodass der Wert von H_{90} auf $H_{90} = 15,3$ kA/m ansteigt.



Abbildung 5.6: Mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven (links) und daraus ermittelte Polarkoordinatendarstellung (rechts) des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ des Schichtsystems ${\rm Si}(100)/{\rm Cu}^{5\rm nm}/{\rm Ir}_{17}{\rm Mn}_{83}^{30\rm nm}/{\rm Co}_{70}{\rm Fe}_{30}^{15\rm nm}/{\rm Ta}^{5\rm nm}$ nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\rm Set} = 150\,^{\circ}{\rm C}$ bei einem Drehwinkel der Probe zur Einfallsebene des Lichts und damit externem Magnetfeldwinkel von $\varphi = 180^{\circ}$. Dies entspricht der leichten Richung der uniaxialen Anisotropie.

Bild links: Die dunkelblauen Sternchen mit Fit der Hysterese (rot) beschreiben das Signal des longitudinalen MOKEs. Die hellblauen Sternchen stellen den transversalen MOKE-Anteil der longitudinalen Messung dar, welcher zur Normierung des Signals aus der transversalen Messung (grüne Sternchen) dient. Die charakteristischen Größen $H_{\rm EB}$, $H_{\rm C}$ und H_{90} ergeben sich wie beschrieben.

Bild rechts: Polarkoordinatendarstellung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ während der Durchführung der Hysteremessung. Die schwarze Linie markiert die Richtung von $H_{\rm EB}$, also der unidirektionalen Anisotropie, der schwarze und grüne Punkt die Richtungen des Magnetfeldes bei Beginn und Ende der Hysteresemessung. Der Ummagnetisierungsprozess wird durch die Länge und Richtung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ für den Hinweg der Hysterese, also von $H_{\rm ext} = 80 \,\mathrm{kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = -80 \,\mathrm{kA/m}$ (blaue Sternchen), und den Rückweg für $H_{\rm ext} = -80 \,\mathrm{kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = 80 \,\mathrm{kA/m}$ (rote Sternchen) der Feldwerte $H_{\rm ext}$ dargestellt.

Die Auftragung der H_{90} -Werte gegen den Winkel des externen Feldes φ_{ext} gibt qualitativ Aufschluss darüber, bei welchen Winkeln des externen Magnetfeldes Nukleation gegenüber kohärenter Rotation als Mechanismus der Ummagnetisierung überwiegt. Für das Schichtsystem mit einer einer Pufferschichtdicke von $t_{\text{Cu}} = 5 \text{ nm}$ ist die Auftragung in Abbildung 5.8 für die beiden Äste (Hin- und Rückweg) der Hysteresekurve dargstellt. Der Hinweg ergibt sich dabei durch das Anlegen des externen Feldes von $H_{\text{ext,max}} = 80 \text{ kA/m}$ unter Reduktion der Feldstärke bis $H_{\text{ext,min}} = -80 \text{ kA/m}$ und der Rückweg durch die Erhöhung zurück auf den maximalen Feldwert $H_{\text{ext,max}}$.

In Abbildung 5.8 (unten) ist zu sehen, dass die Probe Si(100)/Cu^{5nm}/Ir₁₇Mn₈₃^{30nm}/-Co₇₀Fe₃₀^{15nm}/Ta^{5nm} nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\text{Set}} = 150^{\circ}$ C im Winkelbereich von etwa ±40° um die leichten Richtungen der uniaxialen Anisotropie ($\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$, 180° und 360°) einen geringen Wert von $H_{90,\text{min}} = 0,533 \text{ kA/m}$ besitzt. Bei großen Winkelabweichungen von der leichten Richtung steigt H_{90} im Bereich von $\varphi_{\text{ext}} = 40^{\circ}$ bis $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ nahezu linear mit dem Winkel des externen Magnetfeldes φ_{ext} an, bis er bei etwa $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$, also entlang der schweren Richtung der Anisotropie, maximal ist. Der Maximalwert liegt nach Abbildung 5.8 für den externen Magnetfeldwinkel von $\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ bei $H_{90}(90^{\circ}) = 16,1 \text{ kA/m}$ und bei $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$ bei $H_{90}(270^{\circ}) = 14,6 \text{ kA/m}$.

Für das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\mathrm{nm}$ sind die H_{90} -Kurven für Feldkühltemperaturen von $T_{\rm Set} \geq 150 \,^{\circ}$ C nahezu identisch. Die "as made"-Messung des gleichen Schichtsystems (Abbildung 5.8 oben) zeigt Abweichungen von der linearen Form im gesamten Winkelbereich auf. Zusätzlich sind insbesondere für den Hinweg im Winkelbereich von etwa $\varphi_{\rm ext} = 290^{\circ}$ bis $\varphi_{\rm ext} = 330^{\circ}$ und im Rückweg bei $\varphi_{\rm ext} \approx 120^{\circ}$ bis $\varphi_{\rm ext} \approx 150^{\circ}$ sowie $\varphi_{\rm ext} \approx 210^{\circ}$ bis $\varphi_{\rm ext} \approx 250^{\circ}$ Plateaus beziehungsweise kleine Peaks zu erkennen.

Die Systeme mit größeren Pufferschichtdicken zeigen diese Unregelmäßigkeiten auch noch bei höheren Feldkühltemperaturen. Beispielhaft dafür sind die H_{90} -Kurven des Schichtsystems mit 50 nm Pufferschicht nach dem Feldkühlen bei $T_{\text{Set}} = 150^{\circ}$ und $T_{\text{Set}} = 350^{\circ}$ in Abbildung 5.9 dargestellt.

Die Verläufe der H_{90} -Kurven für den Hin- und Rückweg der Hysterekurve weisen lokale Maxima bei einem Winkel des externen Magnetfeldes entlang der schweren Richtung der Anisotropie ($\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ}$ und 270°) auf. Weitere lokale Maxima sind für die Messung nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\text{Set}} = 150 \text{ }^{\circ}\text{C}$ bei $\varphi_{\text{ext}} \approx 15^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} \approx 60^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} \approx 130^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} \approx 210^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} \approx 320^{\circ}$, $\varphi_{\text{ext}} \approx 375^{\circ}$ und



Abbildung 5.7: Mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven (links) und daraus ermittelte Polarkoordinatendarstellung (rechts) des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ des Schichtsystems ${\rm Si}(100)/{\rm Cu}^{5\rm nm}/{\rm Ir}_{17}{\rm Mn}_{83}^{30\rm nm}/{\rm Co}_{70}{\rm Fe}_{30}^{15\rm nm}/{\rm Ta}^{5\rm nm}$ nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\rm Set} = 150\,^{\circ}{\rm C}$ bei einem Drehwinkel der Probe zur Einfallsebene des Lichts und damit externem Magnetfeldwinkel von $\varphi = 270^{\circ}$. Dies entspricht der schweren Richung der uniaxialen Anisotropie.

Bild links: Dargestellt sind die normierten Magnetisierungen $M_{\text{long}}/M_{\text{sat}}$ (dunkelblau) und $M_{\text{trans}}/M_{\text{sat}}$ (grün). Das zur Normierung von $M_{\text{trans}}/M_{\text{sat}}$ verwendete Signal von $I_{2,\perp}$ ist hellblau dargestellt. Der Fit der Hysteresekurve ist in rot dargestellt.Die charakteristischen Größen H_{EB} , H_{C} und H_{90} ergeben sich wie beschrieben.

Bild rechts: Polarkoordinatendarstellung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ während der Durchführung der Hysteremessung. Die schwarze Linie markiert die Richtung von $H_{\rm EB}$, also der unidirektionalen Anisotropie, der schwarze und grüne Punkt die Richtungen minimaler Magnetisierung für den Hin- und Rückweg der Hysterese. Der Ummagnetisierungsprozess wird durch die Länge und Richtung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ für den Hinweg der Hysterese, also von $H_{\rm ext} = 80 \, {\rm kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = -80 \, {\rm kA/m}$ (blaue Sternchen), und den Rückweg für $H_{\rm ext} = -80 \, {\rm kA/m}$ bis $H_{\rm ext} = 80 \, {\rm kA/m}$ (rote Sternchen) der Feldwerte $H_{\rm ext}$ dargestellt.



Abbildung 5.8: Auftragung von H_{90} in Abhängigkeit vom Winkel des externen Magnetfeldes φ_{ext} , bei welcher nach der Auswertung mittels linearer Regression 90% der Sättigungsmagnetisierung erreicht sind. Die blaue Linie beschreibt den ersten Ast und damit den Hinweg der Hysterese bei der Reduktion des externen Magnetfeldes von $H_{\text{ext}} = 80$ kA/m auf $H_{\text{ext}} = -80$ kA/m (blau dargestellt). Der Rückweg (rot) bezeichnet die Messpunkte bei Feldwerten von $H_{\text{ext}} = -80$ kA/m bis $H_{\text{ext}} = 80$ kA/m und damit den zweiten Ast der Hysteresekurve.

Oben: H_{90} inAbhängigkeit Winkel des vom externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ für das Schichtsystem $\rm Si(100)/Cu^{5nm}/Ir_{17}Mn_{83}^{30nm}/Co_{70}Fe_{30}^{15nm}/Ta^{5nm}$ ohne Feldkühlprozess (as made).

Abhängigkeit Unten: H_{90} invom Winkel des ex-Magnetfeldes für Schichtsystem ternen das $\varphi_{\rm ext}$ $Si(100)/Cu^{5nm}/Ir_{17}Mn_{83}^{30nm}/Co_{70}Fe_{30}^{15nm}/Ta^{5nm}$ Feldkühlprozess mit $T_{Set} = 150$ °C. nach dem

 $\varphi_{\text{ext}} \approx 435^{\circ}$ erkennbar.

Für den Hinweg der Hysteresekurve ergibt sich für die Messungen des Schichtsystems mit einer Pufferschicktdicke von 50 nm nach dem Feldkühlprozess mit $T_{\text{Set}} = 150^{\circ}$ (vgl. Abbilldung 5.9 oben) zunächst ein Anstieg der H_{90} -Werte bei $\varphi_{\text{ext}} \in [0^{\circ}, 20^{\circ}]$, der von einer Reduktion im Bereich von $\varphi_{\text{ext}} \in [20^{\circ}, 45^{\circ}]$ gefolgt in ein lokales Minimum bei $\varphi_{\text{ext}} = 45^{\circ}$ führt. Bei größer werden Winkeln φ_{ext} steigen die H_{90} -Werte steil an, bis sich ein lokales Maximum mit einem Wert von $H_{90} = 25 \text{ kA/m}$ bei etwa $\varphi_{\text{ext}} = 60^{\circ}$ ergibt. Im Bereich von $\varphi_{\text{ext}} \in [60^{\circ}, 75^{\circ}]$ fallen die Werte auf ein lokales Minimum ab, wonach sich mit zunehmendem Winkel φ_{ext} entlang der schweren Richtung der uniaxialen Anisotropie $(\varphi_{\text{ext}} = 90^{\circ})$ wiederum ein lokales Maximum mit etwa $H_{90} = 21 \text{ kA/m}$ befindet. Mit weiter vergrößertem Winkel ($\varphi_{\text{ext}} \in [90^\circ, 150^\circ]$) folgt eine annähernd lineare Abnahme der H_{90} -Werte auf einen Wert von etwa $H_{90} = 3 \text{ kA/m}$, bevor H_{90} bei $\varphi_{\text{ext}} \approx 200^{\circ}$ wieder ansteigt, bis ein lokales Maximum bei dem anderen Winkel der schweren Richtung, also $\varphi_{\text{ext}} = 270^{\circ}$ zu erkennen ist. Das zweite Maximum befindet sich jedoch nicht wie bei $\varphi_{\text{ext}} = 45^{\circ}$ vor dem Maximum der schweren Richtung, sondern erst im Winkelbereich nach der schweren Richtung bei $\varphi_{\text{ext}} = 135^{\circ}$.

Der Verlauf für den Rückweg der Hysterese ist vergleichbar, allerdings sind die zweiten Maxima der H_{90} -Werte jeweils verschoben, sodass für einen Weg das zweite Maximum vor der schweren Richtung der Anisotropie zu finden ist, während es sich für den anderen Weg erst bei größerem Magnetfeldwinkel befindet. Die Minima, die sich zwischen diesen Maxima befinden, lassen sich bei den in Tabelle 5.7 aufgeführten Winkeln lokalisieren.

Dabei ist auffällig, dass es sich um die Winkel handelt, die exakt zwischen der

Tabelle 5.7: Winkel des externen Magnetfeldes φ_{ext} , unter welchem bei der Auftragung der H_{90} -Werte im Hin- oder Rückweg ein lokales Minimum auftritt.

φ_{ext}	45°	135°	225°	315°
Weg	Hinweg	Rückweg	Hinweg	Rückweg

leichten und der schweren Richtung der uniaxialen Anisotropie liegen und der Hin- und Rückweg um 90° verschoben sind. Diese zusätzlichen Maxima, die das jeweilige Minimum unter denen in Tabelle 5.7 genannten Winkeln einschließen, werden mit höheren Feldkühltemperaturen geringer. Für das Schichtsystem mit einer Schichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\mathrm{nm}$ sind nach dem Feldkühlprozess mit $T_{\rm Set} = 150 \,^{\circ}$ C bereits keine zusätzlichen Maxima zu erkennen (vgl. Abbildung



Abbildung 5.9: Auftragung von H_{90} in Abhängigkeit vom Winkel des externen Magnetfeldes φ_{ext} , bei welcher nach der Auswertung mittels linearer Regression 90 % der Sättigungsmagnetisierung erreicht sind. Die blaue Linie beschreibt den ersten Ast und damit den Hinweg der Hysterese bei der Reduktion des externen Magnetfeldes von $H_{\text{ext}} = 80\text{kA/m}$ auf $H_{\text{ext}} = -80\text{kA/m}$. Der Rückweg (rot) bezeichnet die Werte von H_{90} bei Feldwerten von $H_{\text{ext}} = -80\text{kA/m}$ bis $H_{\text{ext}} = 80\text{kA/m}$ und damit den zweiten Ast der Hysteresekurve.

Unten: Abhängigkeit H_{90} $_{\mathrm{in}}$ vom Winkel des ex-Magnetfeldes für Schichtsystem ternen $\varphi_{\rm ext}$ das $Si(100)/Cu^{50nm}/Ir_{17}Mn_{83}^{30nm}/Co_{70}Fe_{30}^{15nm}/Ta^{5nm}$ Feldkühlprozess mit $T_{Set} = 350$ °C. nach dem

5.8 unten). Bei Schichtsystemen mit größeren Pufferschichtdicken verschwinden beziehungsweise reduzieren sich diese Maxima erst ab deutlich höheren Feldkühltemperaturen. Die Schichtsysteme, bei denen die Maxima nach Feldkühlprozessen bei $T_{\text{Set}} = 350 \,^{\circ}\text{C}$ deutlich reduziert sind, weisen lediglich bei $\varphi_{\text{ext}} = 135^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 315^{\circ}$ die eingeschlossenen Minima auf.

Die zusätzlichen lokalen Minima treten bei Magnetisierungskurven auf, welche in einem Ast eine Diskontinuität aufweisen, welche sich in einer Art Knick äußert (vgl. Abbildung 5.10). Dabei tritt eine Diskontinuität im ersten Ast der Hysterese (Hinweg) auf, wenn bei den Werten von H_{90} ein eingeschlossenes Minimum bei dem entsprechenden Winkel der Hysteresemessung des Hinwegs auftritt (vgl. Tabelle 5.7). Analog verhält es sich mit dem Rückweg. Ebenso wie die eingeschlossenen Minima sind die Diskontinuitäten des entsprechenden Hystereseastes bei niedrigeren Schichtdicken bzw. höheren Feldkühltemperaturen weniger stark ausgeprägt oder gar nicht mehr vorhanden. Zur Visualisierung der auftretenden Diskontinuitäten sind für das Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 50 \,\rm nm$ Pufferschicht die Hysteresen nach den Feldkühlprozessen mit $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$ in Abbildung 5.10 und $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ in Abbildung 5.12 abgebildet. Das externe Magnetfeld lag unter einem Winkel von $\varphi_{\text{ext}} = 225^{\circ}$ an, sodass die Diskontinuität im ersten Ast der Hysterese (Hinweg) auftritt. In Abbildung 5.11 ist die Diskontinuität im ersten Ast der longitudinalen Magnetisierungskurve vergrößert dargestellt.

Die Polarkoordinatendarstellung weist für den Hinweg eine deutliche Reduktion der makroskopischen Magnetisierung auf. Eine Verküzung des normierten Magnetisierungsvektors bedeutet, dass sich unterschiedliche Magnetisierungsrichtungen (Nukleationspunkte) im vom V-MOKE beleuteten Bereich gegenseitig kompensieren und deshalb die makroskopische Magnetisierung reduziert ist. Ist die Radialkomponente 0, sind durch Nukleation und Domänenwandverschiebung Bereiche mit sich exakt kompensierenden Magnetisierungen entstanden. Ist die Radialkomponente deutlich verkürzt, spricht dies für Nukleation als dominierenden Ummagnetisierungsprozess, der dennoch in Teilbereichen der Probe von Rotation begleitet wird. Weiterhin ist erkennbar, dass der Magnetisierungsvektor bezüglich der Achse zwischen der $\varphi_{\text{ext}} = 0^{\circ}$ und $\varphi_{\text{ext}} = 180^{\circ}$ auf dem Hinweg zunächst oberhalb verläuft. Nach etwas über der Hälfte der Messpunkte wechselt sie auf die untere Hälfte der Polarkoordinatendarstellung. Für den Rückweg der Hysteresekurve sind alle Messpunkte unterhalb dieser Achse, wobei die Radialkomponente deutlich größer ist. Für die ersten Messpunkte



Abbildung 5.10: Mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven (links) und daraus ermittelte Polarkoordinatendarstellung (rechts) des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ des Schichtsystems ${\rm Si}(100)/{\rm Cu}^{50{\rm nm}}/{\rm Ir}_{17}{\rm Mn}_{83}^{30{\rm nm}}/{\rm Co}_{70}{\rm Fe}_{30}^{15{\rm nm}}/{\rm Ta}^{5{\rm nm}}$ nach dem Feld-kühlprozess bei $T_{\rm Set} = 150\,^{\circ}{\rm C}$ bei einem Drehwinkel der Probe zur Einfallsebene des Lichts und damit externem Magnetfeldwinkel von $\varphi = 225^{\circ}$. Dies entspricht der schweren Richung der uniaxialen Anisotropie.

Bild links: Dargestellt sind die normierten Magnetisierungen $M_{\rm long}/M_{\rm sat}$ (dunkelblau) und $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ (grün). Das zur Normierung von $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ verwendete Signal von $I_{2,\perp}$ ist hellblau dargestellt. Der Fit der Hysteresekurve ist in rot dargestellt.Die charakteristischen Größen $H_{\rm EB}$, $H_{\rm C}$ und H_{90} ergeben sich wie beschrieben.

Bild rechts: Polarkoordinatendarstellung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ während der Durchführung der Hysteremessung. Die schwarze Linie markiert die Richtung von $H_{\rm EB}$, also der unidirektionalen Anisotropie, der schwarze und grüne Punkt die Richtungen minimaler Magnetisierung für den Hin- und Rückweg der Hysterese. Der Ummagnetisierungsprozess wird durch die Länge und Richtung des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ für den Hinweg der Hysterese, also von $H_{\rm ext} = 80 \,\rm kA/m$ bis $H_{\rm ext} = -80 \,\rm kA/m$ (blaue Sternchen), und den Rückweg für $H_{\rm ext} = -80 \,\rm kA/m$ bis $H_{\rm ext} = 80 \,\rm kA/m$ (rote Sternchen) der Feldwerte $H_{\rm ext}$ dargestellt.

beträgt sie nahezu 1, danach geht sie auf etwas über 0,5 zurück und wird zum Ende der Messung wieder 1. Die Ummagnetisierung erfolgt also entlang der leichten Richtung der unidirektionalen Anisotropie. Diese ist in Abbildung 5.10 durch einen schwarzen Strich in der Polarkoordinatendarstellung gekennzeich-



Abbildung 5.11: Vergrößerte Darstellung der mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurve des Schichtsystems Si(100)/Cu^{50nm}/Ir₁₇Mn^{30nm}/Co₇₀Fe^{15nm}/Ta^{5nm} nach dem Feldkühlprozess bei $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$ bei einem Drehwinkel der Probe zur Einfallsebene des Lichts und damit externem Magnetfeldwinkel von $\varphi = 225^{\circ}$ (vgl. Abbildung 5.10). Die dunkelblauen Sternchen mit Fit der Hysterese (rot) beschreiben das Signal des longitudinalen MOKEs. Die hellblauen Sternchen stellen den transversalen MOKE-Anteil der longitudinalen Messung dar, welcher zur Normierung des Signals aus der transversalen Messung (grüne Sternchen) dient. Der schwarze Kreis verdeutlicht die Diskontinuität in dem Hystereseast.

net und wird über das Maximum in der winkelabhängigen Auftragung des Koerzitivfeldes ermittelt.


Abbildung 5.12: Mittels Vektor-Moke-Magnetometer gemessenen Hysteresekurven (links) und daraus ermittelte Polarkoordinatendarstellung (rechts) des Magnetisierungsvektors $\vec{M}_{\rm F}$ des Schichtsystems Si(100)/Cu^{50nm}/Ir₁₇Mn^{30nm}/Co₇₀Fe^{15nm}/Ta^{5nm} nach dem Feld-kühlprozess bei $T_{\rm Set} = 300$ °C bei einem Drehwinkel der Probe zur Einfallsebene des Lichts und damit externem Magnetfeldwinkel von $\varphi = 225^{\circ}$. Dies entspricht der schweren Richung der uniaxialen Anisotropie.

Bild links: Dargestellt sind die normierten Magnetisierungen $M_{\rm long}/M_{\rm sat}$ (dunkelblau) und $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ (grün). Das zur Normierung von $M_{\rm trans}/M_{\rm sat}$ verwendete Signal von $I_{2,\perp}$ ist hellblau dargestellt. Der Fit der Hysteresekurve ist in rot dargestellt.Die charakteristischen Größen $H_{\rm EB}$, $H_{\rm C}$ und H_{90} ergeben sich wie beschrieben.

Tabelle 5.8:	Übersicht über auftretende Diskontinuitäten in einem Hystereseast in
	der Vektor-Moke-Messung und die beschriebenen lokalen Minima in
	den H_{90} -Kurven für alle verwendeten Schichtsysteme bei Feldkühltem-
	peraturen von $T_{\text{Set}} = 150 ^{\circ}\text{C}, 300 ^{\circ}\text{C}$ und $350 ^{\circ}\text{C}$.

$t_{\rm Cu} [\rm nm]$	$T_{\rm Set} [^{\circ}{\rm C}]$	Diskontinuität	lokales Minimum in H_{90}	
5	as made	nein	nein	
	150	nein	nein	
	200	nein	nein	
	250	nein	nein	
	300	nein	nein	
	350	nein	nein	
10	as made	keine Messung	keine Messung	
	150	ja	ja	
	200	ja	ја	
	250	nein	nein	
	300	nein	nein	
	350	nein	nein	
	as made	keine Messung	keine Messung	
	150	ja	ја	
20	200	ja	ја	
50	250	ja	ја	
	300	nein	nein	
	350	nein	nein	
	as made	ja	ја	
50	150	ja	ја	
	200	ja	ја	
	250	ja	ја	
	300	ja	ја	
	350	nein	nein	

6.1 Anwendung des polykristallinen Modells

Bei der Betrachtung von Abbildung 5.1 ist auffällig, dass die Kurven der EB-Felder des Schichtsystems mit $t_{\rm Cu} = 5 \,\rm nm$ für alle Feldkühltemperaturen sehr ähnlich verlaufen. Dies legt den Schluss nahe, dass sowohl die Anzahl der Körner als auch deren Wechselwirkungsenergiedichte ähnlich sind. Nach dem Modell zur Beschreibung magnetischer Anisotropien in EB-Systemen (vgl. Abschnitt 2.2.4) ist das EB-Feld $H_{\rm EB}$ proportional zur Summe der Querschnittsflächen A_i aller Klasse-III-Körner im Antiferromagneten multipliziert mit ihren Austauschkonstanten J_i , ^[MGG16] also

$$H_{\rm EB} \propto \sum_{i} A_i \cdot J_i \,. \tag{6.1.1}$$

Für das Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 5 \,\mathrm{nm}$ wird durch den Feldkühlprozess bereits bei niedrigen Temperaturen von $T_{\rm Set} \approx 150 \,^{\circ}{\rm C}$ bei den verwendeten Materialparametern ein nahezu maximales EB-Feld (vgl. Tabelle 5.1) induziert. Vor dem Feldkühlprozess ist bereits ein Großteil der Körner der Klasse III entlang des externen Magnetfeldes während des Sputtervorgangs ausgerichtet. Es existieren jedoch zusätzlich thermisch stabile Körner, deren Magnetisierung \vec{M} noch nicht parallel zum externen Magnetfeld $H_{\rm ext}$ ausgerichtet ist. Durch den Feldkühlprozess werden weitere thermisch stabile Körner entlang des externen Magnetfeldes ausgerichtet, sodass das EB-Feld erhöht wird.^[OFOVF10] Nach dem Modell können durch Feldkühlprozesse höhere Energiebarrieren überwunden werden, sodass Körner, die ursprünglich nicht ausgerichtet werden konnten (Klasse IV), nun am externen Magnetfeld ausgerichtet werden können und demnach Klasse III zuzuordnen sind.^[MGG16] Aufgrund des nahezu gleichen Maximalwerts des EB-Feldes bei unterschiedlichen Feldkühltemperaturen ist zu vermuten, dass bei einer 5 nm dicken Pufferschicht nur wenige Körner existieren, welche bei einer Feldkühltemperatur von $T_{\text{Set}} \approx 150 \,^{\circ}\text{C}$ stabil sind.

Die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 10 \,\mathrm{nm}$ und 30 nm weisen hingegen einen deutlichen Trend zu einer Erhöhung des EB-Feldes bei zunehmender Feldkühltemperatur auf. Das deutet darauf hin, dass das Maximum der Korngrößenverteilung des Antiferromagneten im Vergleich zum Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\mathrm{nm}$ hin zu größeren Korn-Volumina verschoben ist. ^[OFOVF10] Dies geht einher mit einem größeren Anteil an Körnern mit höheren Energiebarrieren, sodass bei niedrigeren Feldkühltemperaturen mehr Körner der Klasse IV zugeordnet werden. Die Folge ist, dass kleine Energieerhöhungen nur wenige Klasse-IV-Körner die Energiebarriere überwinden können und diese nur anteilig das EB-Feld erhöhen. Erst bei hohen Feldkühltemperaturen ($T_{\rm Set} \geq 250 \,^{\circ}$ C) kann eine vergleichsweise größere Teilmenge der ursprünglichen Klasse-IV-Körner der Klasse III zugeordnet werden und trägt somit zum EB-Feld bei.

Das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 50 \,\mathrm{nm}$ zeigt für die Messungen ohne Feldkühlen und mit Feldkühlen bei den Set-Temperaturen von $T_{\rm Set} = 150 \,^{\circ}\text{C}$, 200 $^{\circ}\text{C}$ und 250 $^{\circ}\text{C}$ sehr ähnliche Verläufe bezüglich des winkelabhängigen Verlaufs von des EB-Feldes. Erst ab einer Feldkühltemperatur von $T_{\rm Set} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ ist eine Erhöhung des EB-Feldes zu verzeichnen. Bei einer weiteren Erhöhung der Feldkühltemperatur auf $T_{\rm Set} = 350 \,^{\circ}\text{C}$ erhöht sich das EB-Feld jedoch nur gering.

Die Peaks der Koerzitivfeldkurven werden mit höherer Feldkühltemperatur schmaler und der Maximalwert geringer. Nach dem vorgestellten Modell tragen Körner der Klasse II zum Koerzitivfeld bei,^[MGG16] sodass zu vermuten ist, dass entweder ein Übergang zwischen Körnern der Klasse III zu Klasse II oder von Klassen I zu II geschieht. Ein Übergang von Klasse I zu II scheint unwahrscheinlich, da das Feldkühlen ein Ausheilen von Defekten in den Körnern begünstigt und damit das effektive Volumen eines Korns vergrößern kann.^[Böh68] Weiterhin ist nicht ausgeschlossen, dass kleine Körner aufgrund der Temperaturen bei den Feldkühlprozessen auf Kosten anderer kleiner Körner wachsen und infolge ein größeres, thermisch stabiles Korn bilden.^[Tho90,Böh68] Auch Phasenübergänge und Rekristallisationen in der Kupferschicht sind bei den verwendeten Feldkühltemperaturen nicht auszuschließen, $^{\rm [RHR04]}$ welche einen Einfluss auf die darüberliegende $\rm Ir_{17}Mn_{83}$ -Schicht haben können.

Unter Betrachtung von Abbildung 5.1 ist zudem für das Schichtsystem mit einer Pufferschicht von $t_{\rm Cu} = 5$ nm zwischen dem winkelabhängigen Verlauf der "as made"-Messung und den Verläufen nach dem Feldkühlen eine Korrelation zwischen der Verringerung des Koerzitivfeldes und der Erhöhung des EB-Feldes zu erkennen. Das Schichtsystem mit einer Pufferschichtdicke von 50 nm zeigt diesen Trend ebenfalls, allerdings ist der Verlauf des EB-Feldes für Feldkühltemperaturen von $T_{\rm Set} = 150$ °C, 200 °C und 250 °C nahezu identisch, während die Koerzitivfeldkurven nur für "as made" und $T_{\rm Set} = 150$ °C, $T_{\rm Set} = 200$ °C und 250 °C sowie $T_{\rm Set} = 300$ °C und 350 °C paarweise ähnlich sind. Aus diesem Grund ist eine reine Korrelation zwischen der Verringerung des Koerzitivfeldes und der Zunahme des EB-Feldes auszuschließen.

Diese Vermutung bestätigt sich bei der Betrachtung der winkelabhängigen Verläufe der EB-Felder bei gleichen Feldkühltemperaturen und unterschiedlichen Pufferschichtdicken. Bei einer Feldkühltemperatur von 150 °C (vgl. Abbildung 5.3) lassen die Werte des EB-Feldes Rückschlüsse auf einen verhältnismäßig großen Anteil an Körnern mit hohen Energiebarrieren im Antiferromagneten zu, das vergleichsweise große Koerzitivfeld spricht jedoch für einen verhältnismäßig großen Anteil an kleinen Körnern oder für eine deutlich ausgeprägte Anisotropie des Ferromagneten (vgl. Abschnitt 6.2).

Aus den erhaltenen magnetischen Charakteristika ist zu vermuten, dass die Pufferschichtdicke eine Auswirkung auf das Kristallwachstum der $Ir_{17}Mn_{83}$ -Schicht bei gleichbleibender $Ir_{17}Mn_{83}$ -Schichtdicke hat. Aufgrund dieser Erkenntnisse ist eine Verteilung der Korngrößen für die unterschiedlichen Pufferschichtdicken zu vermuten, die schematisch in Abbildung 6.1 skizziert ist. Für die Verteilungen wird eine logarithmische Normalverteilung der Korngrößen respektive Energiebarrieren angenommen.^[Got07,AVFK08]

Diese aus den Messgrößen angenommene Korngrößenverteilung (Abbildung 6.1) zeigt schematisch auf, dass bei dem Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 50$ nm Pufferschicht die Anzahl an Körnern mit Energiebarrieren, die bei Feldkühlprozessen zwischen $T_{\rm Set} = 150^{\circ}$ und $T_{\rm Set} = 250^{\circ}$ überwunden werden können, gering ist. Dies korreliert damit, dass bis zu einer Feldkühltemperatur von $T_{\rm Set} = 200 \,^{\circ}{\rm C}$ keine signifikante Erhöhung des EB-Feldes einhergeht, bei höheren Temperaturen aber wiederum eine Zunahme zu verzeichnen ist. Dies bedeutet, dass nach einem Minimum in der Wahrscheinlichkeitsverteilung wiederum ein Anstieg bei großen Energiebarrieren folgt, sodass ein nicht unerheblicher Anteil an Körnern existiert, welche erst bei hohen Feldkühltemperaturen zur unidirektionalen



Abbildung 6.1: Schematische Darstellung der aus den Messgrößen angenommene Korngrößenverteilung im Antiferromagneten mit 5 nm Pufferschicht (schwarz gestrichelt), 10 nm Pufferschicht (rot gestrichpunktet), 30 nm Pufferschicht (grün durchgezogen) und 50 nm Pufferschicht (blau gepunktet).

Anisotropie beitragen. Diese experimentellen Erkenntnisse lassen eine Superposition zweier logarithmischer Normalverteilungen als Korngrößenverteilung für das Schichtsystem mit einer $t_{\rm Cu} = 50$ nm dicken Pufferschicht vermuten. Bei genauem Hinsehen zeigten Messungen der Korngrößenverteilungen im Ir₂₃Mn₇₇ in einem vergleichbaren EB-Schichtsystem von Aley et al. ebenfalls einen Verlauf, der auf eine Superposition zweier logarithmischer Normalverteilungen hindeutet.^[AVFK08]

Die zweite Möglichkeit, um den Anstieg des EB-Feldes bei diesem Schichtsystem zu erklären, greift auf die Herstellung der Proben zurück. Da die Proben bereits in einem externen Magnetfeld mittels Sputterdeposition hergestellt wurden, ist es möglich, dass durch die Wärme während des Sputterprozesses dabei ebenfalls ein Aufheizen des Systems einhergeht. Für größere Schichtdicken ist ein stärkerer Temperaturanstieg denkbar, was mit einem Feldkühlprozess gleichzusetzen ist. Eine Kühlvorrichtung soll eigentlich ein Aufheizen der Proben verhindern, die experimentellen Ergebnisse deuten aber dennoch auf eine Erhöhung hin. Steigt die Temperatur während der Sputterdeposition auf eine Temperatur $T_{\rm SD}$ an, ist durch ein anschließendes Feldkühlen bei niedrigeren Set-Temperaturen ($T_{\rm Set} < T_{\rm SD}$) keine Änderung mehr im EB-Feld zu erwarten. Änderungen oberhalb dieser Temperatur können einerseits auf das Überwinden der Energiebarrieren durch das Feldkühlen schließen lassen, andererseits sind strukturelle Änderungen bei hohen Temperaturen auch nicht auszuschließen.^[RHR04] Dennoch zeigen die EB-Werte in den Bereichen zwischen der leichten und der schweren Richtung der Anisotropie insbesondere für das Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 50$ nm große Diskrepanzen, welche nicht allein über die Korngrößenverteilungen zu erklären sind. Um finale Aussagen diesbezüglich treffen zu können, bedarf es weiterer experimenteller Untersuchungen (beispielsweise TEM-Messungen zur Korngrößenbestimmung oder XRD-Messungen zur Bestimmung der kristallografischen Strukturen), weshalb die postulierte Korngrößenverteilung aus Abbildung 6.1 nur als Ansatz zu verstehen ist.

Die in Abbildung 6.1 skizzierte Korngrößenverteilung steht im Einklang damit, dass die Größe der antiferromagnetischen Körner des Ir₁₇Mn₈₃ proportional zur Dicke der darunterliegenden Pufferschicht ist.^[PHA00] Nicht nur die Dicke der Pufferschicht, sondern auch die Rauhigkeit hat einen nicht unerheblichen Einfluss auf die die Kopplung zweier Dünnschichten im Materialsystemen.^[PCEJ00] Mit steigender Pufferschichtdicke steigt die Rauhigkeit ebenfalls an.^[PHA00] Für das verwendete Schichtsystem konnte kein Einfluss der Rauhigkeit auf den Wert des EB-Feldes festgestellt werden,^[PHA00] jedoch gibt es in anderen Konfigurationen der Schichten oder bei Schichtsystemen mit anderen Materialien Hinweise auf eine Abnahme des EB-Feldes bei zunehmender Rauhigkeit.^[PHA00,PMS96]

6.2 Einfluss der magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten

Nach Stoner und Wohlfarth bewirkt eine stärkere Anisotropie eine Erhöhung der Koerzitivität des Systems.^[SW47] Änderungen der Koerzitivfeldverläufe können demnach auch aus den ferromagnetischen Anisotropien resultieren. Das erweiterte Stoner-Wohlfarth-Modell für polykristalline EB-Systeme (vgl. 2.2.4) berücksichtigt die ferromagnetische Anisotropien nur näherungsweise als eine gesamte uniaxiale Anisotropie.^[MGG16] Berechnungen des Simulationsprogramms für winkelaufgelöste Hysteresen (vgl. Abschnitt 4) zeigten auf, dass sich das maximale Koerzitivfeld unter Berücksichtigung einer magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten mit kubischer Symmetrie (zwei leichte Achsen innerhalb der Probenebene) bezüglich der Simulationen ohne diese Anisotropie erhöht.^[MGG16] Ist die magnetokristalline Anisotropie gegenüber der unidirektionalen Anisotropie parallel zur Schichtebene um einen kleinen Winkel verdreht, treten Unregelmäßigkeiten in den Koerzitivfeldpeaks auf, die qualitativ mit den Schultern im experimentell erhaltenen Verlauf der Winkelabhängigkeit des Koerzitivfeldes übereinstimmen, jedoch weniger markant ausgeprägt sind. Die winkelabhängigen Verläufe des EB- und Koerzitivfeldes aus den Simulationen sind für den Fall bezüglich der Richtung perfekt übereinstimmender unidirektionaler und magnetokristalliner Anisotropie in Abbildung 6.2 (a) und für den Fall einer geringen Verdrehung von 5° in Abbildung 6.2 (b) dargestellt.

Die Abbildungen 5.3, 5.4 und 5.5 zeigen auf, dass sich die Ausprägung der Schultern im winkelabhängigen Verlauf des Koerzitivfeldes mit zunehmender Pufferschichtdicke verstärkt. Insbesondere weist das Schichtsystem mit $t_{\rm Cu} = 30$ nm bei allen Feldkühltemperaturen verhältnismäßig stark ausgeprägte Schultern auf, was sich auch in den vergleichsweise großen Halbwertsbreiten der Peaks (vgl. Tabellen 5.1, 5.2, 5.5 und 5.6) bemerkbar macht. Aus einer von der Pufferschichtdicke abhängigen ferromagnetischen Anisotropie ist zu folgern, dass die Pufferschicht also auch die kristalline Struktur des Ferromagneten verändert. Hinweise auf einen Einfluss der Pufferschicht auf den Ferromagneten sind bereits bei Vopsaroiu et al. zu finden.^[VGG05]

Bei höheren Feldkühltemperaturen sind die Schultern, die nach den Simulationen auf einen Einfluss der biaxialen magnetokristallinen Anisotropie hinweisen, weniger stark ausgeprägt. Außerdem sinkt die Koerzitivität bei höheren Feldkühltemperaturen über den ganzen Winkelbereich ab (vgl. Abbildungen 5.1 und 5.2). Daraus kann gefolgert werden, dass zum einen der Einfluss der biaxialen magnetokristallinen Anisotropie in Bezug auf die Gesamtanisotropie des Ferromagneten zurückgeht, andererseits die Anisotropie des Ferromagneten insgesamt reduziert wird. Für Feldkühltemperaturen ab $T_{\text{Set}} = 350^{\circ}\text{C}$ ist kein Einfluss einer biaxialen Anisotropie mehr ersichtlich.

Die Schultern in den Peaks der winkelabhängigen Auftragung des Koerzitivfeldes und damit die Einflüsse der biaxialen magnetokristallinen Anisotropie sind ebenfalls von der Pufferschichtdicke abhängig. Die Schichtsysteme mit Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 30$ nm und 50 nm zeigen erheblich stärker ausgeprägte Schultern als die Schichtsysteme mit geringeren Pufferschichtdicken von $t_{\rm Cu} = 5$ nm und 10 nm (vgl. 5.3 und 5.4). Aufgrund der mit der Schichtdicke ansteigenden Rauhigkeit^[PHA00] treten mehr Defekte auf.

Ursache für die Reduktion des Einflusses der biaxialen ferromagnetischen Ani-



Abbildung 6.2: Mittels Simulationsprogramm erstellten winkelabhängigen Verläufe des EB-Feldes (rot) und des Koerzitivfeldes (blau) unter Annahme einer unidirektionalen Anisotropie der Energiedichte $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2$, einer rotierbaren Anisotropie der Energiedichte $1,1 \cdot 10^{-4} \text{ J/m}^2$ und einer magnetokristallinen Anisotropie der Energiedichte 2000 J/m³.

> (a) Die magnetokristalline Anisotropie stimmt in der Richtung mit der unidirektionalen Anisotropie überein.

> (b) Die magnetokristalline Anisotropie ist bezüglich der unidirektionalen Anisotropie um 5° verdreht.

sotropie kann thermisches Ausheilen von Defekten sein. Ein Defektausheilen vergrößert zunächst die Anisotropie, das angelegte Magnetfeld könnte aber eine kristallografische Verzerrung entlang der Magnetfeldachse bewirken, sodass in erster Näherung eine uniaxiale Anisotropie verbleibt.

6.3 Auftreten von Diskontinuitäten in einem Hystereseast

Das Auftreten der Diskontinuität in einem Ast der Magnetisierungskurve könnte die Auswirkung der rotierbaren Anisotropie sein. Die Diskontinuität tritt bei Magnetisierungskurven auf, bei denen das Ummagnetisierungsverhalten für die beiden Äste einer Hysteresekurve nicht identisch ist, was durch die Polarkoordinatendarstellung in den Abbildungen 5.10 und 5.12 bestätigt wird. Während auf einem Ast der Hysterese der Magnetisierungsvektor durchgehend $\dot{M} \approx 1$ beträgt und demnach der Ummagnetisierungsprozess über kohärente Rotation stattfindet, ist der Betrag des Magnetisierungsvektors auf dem anderen Ast der Hysterese deutlich kleiner als 1. Auf diesem Ast erfolgt die Ummagnetisierung in zwei Teilschritten, was mit der Diskontinuität in dem Hystereseast korreliert. Mit dem Knick in einem Ast der Hysteresekurve geht das bei den externen Magnetfeldwinkeln von $\varphi_{\text{ext}} = 45^{\circ}, 135^{\circ}, 225^{\circ}$ und 315° auftretende lokale Minimum in den H_{90} -Kurven einher. Das in den Abbildungen dargestellte und sonst übliche Regressionsverfahren über eine Arkustangensfunktion ist in diesen Fällen nicht ausreichend, weshalb die in Abschnitt 4 beschriebene Methode mittels linearem Fit gewählt wurde.

Auffällig ist, dass die Äste Magnetisierungskurven, bei denen die unidirektionale Anisotropie der ursprünglichen Magnetisierungsrichtung nahezu entgegengesetzt ist (vgl. Abbildung 5.10), mehr Nukleation als dominierenden Ummagnetisierungsmechanismus aufweisen. Die rotierbare Anisotropie hat zu Beginn der Hysterese ihre leichte Richtung bei 0° und bei Beginn des Rückwegs der Hysterese dementsprechend bei 180°. Der mit der Diskontinuität einhergehende zweischrittige Ummagnetisierungsprozess tritt dann auf, wenn die Richtung der rotierbaren Anisotropie stark von der unidirektionalen Anisotropie abweicht. Sind die beiden Anisotropien nahezu parallel, erfolgt die Ummagnetisierung durch kohärente Rotation. Eine Erklärung könnte darin liegen, dass Bereiche auf der Probe vorliegen, die bei unterschiedlichen Magnetfeldwerten ummagnetisieren. Ursache dafür könnten unterschiedliche Korngrößenverteilungen in den Gebieten sein. Liegen in einem Bereich viele Körner der Klasse III und in dem anderen viele Körner der Klasse II vor, erfolgt die Ummagnetisierung nacheinander. Bei Domänenwandlängen im Bereich von 500 nm bis 700 nm^[YKP00] und einer vom Laserspot beleuchteten Fläche von 0,5 mm² könnten unterschiedliche Bereiche erfasst werden, sodass sich der Gesamtmagnetisierungsvektor aufgrund der nacheinander stattfindenden Magnetisierungsprozesse reduziert. Sind beide Anisotropien parallel, erfolgt die Ummagnetisierung aller Bereiche zeitgleich, sodass der Magnetisierungsvektor nahezu 1 bleibt.

KAPITEL 7

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Die Auswertung der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen haben gezeigt, dass die Anisotropien polykristalliner EB-Dünnschichtsysteme sowohl von der Pufferschichtdicke als auch von der Set-Temperatur des Feldkühlverfahrens abhängen. Bei dem verwendeten Schichtsystem Si(100)/Cu/Ir₁₇Mn^{30nm}/-Co₇₀Fe^{15nm}/Ta^{5nm} wurde die Pufferschicht aus Kupfer mit Dicken von $t_{\rm Cu} =$ 5 nm, 10 nm, 30 nm und 50 nm aufgetragen. Weiterhin wurden die Set-Temperaturen während der Feldkühlprozesse zwischen $T_{\rm Set} = 150$ °C und $T_{\rm Set} = 350$ °C in 50 °C-Schritten variiert.

Die maximale Verschiebung der Hysteresekurve und damit der maximale EB-Wert war für alle Schichtsysteme bei Feldkühltemperaturen ab $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ nahezu identisch. Der Maximalwert des Koerzitivfeldes hingegen verringerte sich mit ansteigenden Feldkühltemperaturen von $T_{\text{Set}} = 150 \,^{\circ}\text{C}$ bis $T_{\text{Set}} = 350 \,^{\circ}\text{C}$, wobei der Wert nicht wie bei dem EB-Feld ab $T_{\text{Set}} = 300 \,^{\circ}\text{C}$ stagnierte, sondern bei weiterer Erhöhung der Feldkühltemperatur auf $T_{\text{Set}} = 350 \,^{\circ}\text{C}$ noch weiter abnahm. Auch der typische in den winkelabhängigen Auftragungen des Koerzitivfelds erkennbare Peak verschmalerte sich mit Zunahme der Feldkühltemperatur. Die Änderungen in den magnetischen Charakteristika der Materialsysteme können auf die folgenden Prozesse hinweisen:

- Thermisches Ausheilen im Ferromagneten
- Ausheilen von Defekten der antiferromagnetischen Körner
- Kornwachstum im Antiferromagneten
- strukturelle Veränderungen (Phasenübergänge und Rekristallisation)

• Temperaturerhöhung beim Sputterpozess

Die Kurven des Koerzitivfeldes zeigen Schultern in den Peaks, welche auf einen nicht zu vernachlässigbaren Einfluss der magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten schließen lassen. Diese traten bei Schichtsystemen mit dickeren Pufferschichten ausgeprägter auf als bei den Schichtsystemen mit geringen Pufferschichten. Weiterhin ließ sich die Ausprägung der Schultern bei allen Schichtsystemen durch Feldkühlprozesse deutlich verringern, was auf thermische Ausheilprozesse im Ferromagneten hinweist.

Insgesamt ist zu folgern, dass eine dickere Pufferschicht die Bildung großer antiferromagnetischer Körner begünstigt und infolgedessen ein thermisch stabileres EB-System liefert. Gleichzeitig erhöht eine dickere Pufferschicht den Einfluss der biaxialen magnetokristallinen Anisotropie des Ferromagneten, sodass diese ab bestimmten Schichtdicken und Fehlkühltemperaturen nicht mehr zu vernachlässigen ist. Bei geringeren Pufferschichtdicken waren die maximalen EB-Werte nach dem Feldkühlen bei $T_{\text{Set}} = 350 \,^{\circ}\text{C}$ nur etwas geringer als bei den Schichtsystemen mit großen Pufferschichten, sodass nach dem Feldkühlen bei dieser Temperatur nahezu gleich viele Körner der Klasse III in beiden Schichtsystemen vorhanden sein müssen. Als Ursache könnte thermisches Ausheilen kleiner Körner vermutet werden.

Bei Messungen mit einem externen Magnetfeldwinkel von $\varphi_{\text{ext}} = 45^{\circ}$, 135° , 225° und 315° trat in einem Ast der Hysterese eine Diskontinuität auf. Diese könnten als Auswirkungen von nacheinander stattfindenden Ummagnetisierungen in Teilbereichen der Probe gedeutet werden, die insbesondere dann auftreten, wenn die rotierbare Anisotropie antiparallel zur unidirektionalen Anisotropie ausgerichtet ist.

Um finale Aussagen zu den aus den Anisotropien hergeleiteten Korngrößenverteilungen im Antiferromagneten treffen zu können, bedarf es weiterer experimenteller Untersuchungen wie beispielsweise TEM-Messungen nach dem Auftragen der Ir₁₇Mn₈₃-Schicht auf die unterschiedlich dicken Kupferschichten. Weiterhin besteht die Vermutung struktureller Veränderungen durch die häufigen Feldkühlprozesse, denen eine Probe unterlag. Aufschluss darüber könnte ein Feldkühlen der gleichen Proben mit antiparallelem externen Magnetfeld bei ebenfalls $T_{\text{Set}} = 350^{\circ}$ geben. Liegen keine strukturelle Veränderungen vor, dürften bei erneuten Messungen keine Unterschiede im Koerzitivfeld, wohl aber im EB-Feld wegen der Richtungsänderung der unidirektionalen Anisotropie zeigen. Auch Messungen der kristallographischen Eigenschaften (beispielsweise durch XRD-Messungen) von Kupfer nach den Feldkühlprozessen können Auschluss über strukturelle Änderungen liefern. Weiterhin besteht die Möglichkeit für jede Feldkühltemperatur eine neue Probe mit gleichen Herstellungsbedingungen zu verwenden.

Da die Kupfer-Pufferschicht einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Anisotropien des Schichtsystems hat, ist eine Untersuchung der Oberflächenstruktur in Anlehnung an Pakala et al.^[PHA00] und der kristallographischen Phasen von Kupfer bei den verwendeten Feldkühltemperaturen sinnvoll.

Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse ermöglichen Vorhersagen zur Komposition von Pufferschichtdicke und Feldkühltemperatur, um die Schichtsysteme entsprechend ihrer Anwendungsgebiete zu optimieren. In der technischen Anwendung liegt der Fokus meist auf einem großen EB-Feld, um eine stabile Magnetisierung in Remanenz zu erhalten. Andererseits ermöglicht ein kleines Koerzitivfeld ein Zu- oder Abschalten der Magnetisierung bereits durch geringe Variationen des angelegten Magnetfeldes. Durch gezielte Parameterwahl bei Pufferschichtdicke und Feldkühltemperatur können auf Grundlage dieser Arbeit anwendungsspezifische Materialsysteme für den individuellen Gebrauch hergestellt werden.

KAPITEL 8______ANHANG

8.1 Fehlerbetrachtung der Sputterraten und Schichtdicken

Eine Berechnung der Messfehler erfolgt im Folgenden beispielhaft für Kupfer. Bei einer Abscheidungsrate $R_{\rm Cu} = 4,15 \frac{\rm nm}{\rm min}$ von Kupfer und einer angestrebten Schichtdicke von $d_{\rm Cu} = 5 \,\rm nm$ ist eine Zeit von $t_{\rm Cu}(5 \,\rm nm) = 1 \,\rm min12 \,\rm s$ erforderlich.

$$t_{Cu,5nm} = \frac{d_{Cu,5nm}}{R_{Cu}} = \frac{5 \text{ nm}}{4,15\frac{\text{ nm}}{\text{min}}} = 1,20 \text{ min} = 1 \text{ min}12 \text{ s}$$

Aus einem Fehler der Sputterrate (Fehlerbestimmung vgl. Abschnitt 3.1.2) von $\delta R_{\rm Cu} = 0.23 \frac{\rm nm}{\rm min}$ folgt bei der bestimmten Zeit $t_{Cu,5nm}$ ein absoluter Fehler der Schichtdicke von $|\delta d_{\rm Cu}| = 0.28 \,\rm nm$.

$$\delta d_{\text{Cu,5nm,abs}} = \frac{\delta R_{\text{Cu}}}{t_{Cu,5nm}} = \frac{0.23 \frac{\text{nm}}{\text{min}}}{1.20 \text{ min}} = 0.28 \text{ nm}$$

Der maximale relative Fehler ergibt sich aus dem Quotienten von absolutem Fehler und Wert der Schichtdicke.

$$\delta d_{\text{Cu,5nm,rel}} = \frac{\delta d_{\text{Cu,5nm,abs}}}{d_{\text{Cu,5nm}}} = \frac{0,28 \text{ nm}}{5,00 \text{ nm}} = 0,056 = 5,6\%$$

Targetmaterial	Schichtdicke [nm]	absoluter Fehler [nm]	relativer Fehler [%]
Cu	$5,\!00$	0,28	$5,\!6$
	$10,\!00$	$0,\!55$	$5,\!6$
	$30,\!00$	$0,\!83$	$5,\!6$
	50,00	$1,\!66$	$5,\!6$
$\mathrm{Ir_{17}Mn_{83}}$	$30,\!00$	$0,\!54$	$1,\!8$
$\mathrm{Co}_{70}\mathrm{Fe}_{30}$	$15,\!00$	$0,\!22$	1,5
Ta	$5,\!00$	$0,\!22$	4,4

Tabelle 8.1: Übersicht über Schichtdicken mit absoluten und relativen Fehlern.

Die hier angegebenen Fehler schließen den ortsabhängigen Fehler der Schichtdicke aufgrund des Vorgehens zur Bestimmung der Sputterraten ein. Der Durchmesser eines Kupferatoms beträgt $r_{\rm Cu} = 0,28$ nm.^[Kup] Die mittlere Schichtdicke variiert also um einen Atomdurchmesser.

8.2 Abbildungen



Abbildung 8.1: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ bei einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 10\,{\rm nm}$ für die Probenach der Herstellung ohne Feldkühlprozess (rote durchgezogene Linie) die Feldkühltemperaturen $T_{\rm Set} = 150\,{\rm ^{\circ}C}$ (cyan durchgezogen), 200 ${\rm ^{\circ}C}$ (schwarz gestrichelt), 250 ${\rm ^{\circ}C}$ (blau gestrichpunktet), 300 ${\rm ^{\circ}C}$ (violett gepunktet) und 350 ${\rm ^{\circ}C}$ (hellgrün gestrichpunktet) (vgl. Tabelle 5.5).



Abbildung 8.2: Auftragung des Exchange-Bias Feldes $H_{\rm EB}$ (oben) und des Koerzitivfeldes $H_{\rm C}$ (unten) gegen den Winkel des externen Magnetfeldes $\varphi_{\rm ext}$ bei einer Pufferschichtdicke von $t_{\rm Cu} = 5 \,\mathrm{nm}$ für die Probe nach der Herstellung ohne Feldkühlprozess (rote durchgezogene Linie) die Feldkühltemperaturen $T_{\rm Set} = 150 \,^{\circ}{\rm C}$ (cyan durchgezogen), 200 $^{\circ}{\rm C}$ (schwarz gestrichelt), 250 $^{\circ}{\rm C}$ (blau gestrichpunktet), 300 $^{\circ}{\rm C}$ (violett gepunktet) und 350 $^{\circ}{\rm C}$ (hellgrün gestrichpunktet) (vgl. Tabelle 5.6).

LITERATURVERZEICHNIS

- [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. IEEE Transactions on Magnetics, 44(11), 2820 (2008).
 - [BKS05] Bergmann, L., R. Kassing, C. Schaefer und S. Blügel. Lehrbuch der Experimentalphysik: Festkörper/Hrsg. Rainer Kassing. Autoren Stefan Blügel..., Volume 6. Walter de Gruyter (2005).
 - [Böh68] Böhm, H. Einführung in die Metallkunde. Bibliogr. Inst. (1968).
 - [Boz93] Bozorth, R. M. Ferromagnetism. Ferromagnetism, by Richard M. Bozorth, pp. 992. ISBN 0-7803-1032-2. Wiley-VCH, August 1993., 1 (1993).
 - [BSG87] Bergmann, L., C. Schaefer und H. Gobrecht. *Elektrizität und Magnetismus.* de Gruyter (1987).
 - [CG11] Cullity, B. D. und C. D. Graham. Introduction to magnetic materials. John Wiley & Sons (2011).
 - [Dem13] Demtröder, W. Experimentalphysik 2. Elektrizität und Optik. Springer Spektrum (2013).
 - [DSP91] Dieny, B., V. S. Speriosu, S. S. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit und D. Mauri. *Giant magnetoresistive in soft ferromagnetic multilayers*. Physical Review B, 43(1), 1297 (1991).
 - [Ehr05] Ehresmann, A and Junk, D and Engel, D and Paetzold, A and Röll, K. On the origin of ion bombardment induced exchange

bias modifications in polycrystalline layers. Journal of Physics D: Applied Physics, 38(6), 801 (2005).

- [FC72] Fulcomer, E. und S. Charap. Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic-antiferromagnetic coupling. Journal of Applied Physics, 43(10), 4190 (1972).
- [Got07] Gottstein, G. Physikalische Grundlagen der Materialkunde. Springer-Verlag (2007).
- [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).
- [Har13] Harris, R. Moderne Physik : Lehr- und Übungsbuch. Always learning. Pearson Studium (2013).
- [Her90] Herzer, G. Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets. IEEE Transactions on Magnetics, 26(5), 1397 (1990).
- [HKB15] Holzinger, D., I. Koch, S. Burgard und A. Ehresmann. Directed magnetic particle transport above artificial magnetic domains due to dynamic magnetic potential energy landscape transformation. ACS Nano, 9(7), 7323 (2015).
 - [Hol15] Holzinger, D. Transport magnetischer Partikel durch maßgeschneiderte magnetische Feldlandschaften zur Anwendung in mikrofluidischen Mischprozessen. Dissertation, Universität Kassel (2015).
 - [HS08] Hubert, A. und R. Schäfer. Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures. Springer Science & Business Media (2008).
 - [Huc11] Huckfeldt, H. Streufeldgesteuerte Selbstorganisation molekularer Gläser über magnetostriktive Deckschichten. Diplomarbeit, Universität Kassel (2011).
 - [Huc16] Huckfeldt, H. Dissertation (unveröffentlicht). Dissertation, Universität Kassel (2016).
 - [J11] Jiménez, E. et al.. Role of anisotropy configuration in exchangebiased systems. Journal of applied physics, 109(7), 07D730 (2011).

- [Jon41] Jones, R. C. A new calculus for the treatment of optical systems. Journal of the Optical Society of America, 31(7), 500 (1941).
 - [K03] Kim, J. K. et al.. Determination of rotatable anisotropy in exchange-biased bilayers using anisotropic magnetoresistance technique. Journal of Applied Physics, 93(10), 7714 (2003).
- [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).
- [KKF13] Kohn, A., A. Kovács, R. Fan, G. McIntyre, R. Ward und J. Goff. The antiferromagnetic structures of IrMn₃ and their influence on exchange-bias. Scientific Reports, 3 (2013).
- [KSK62] Kneller, E., A. Seeger und H. Kronmüller. *Ferromagnetismus*. Springer (1962).
 - [Kup] URL http://www.periodensystem.info/elemente/kupfer. Letzter Aufruf: 07.09.2016.
- [Max81] Maxwell, J. C. A treatise on electricity and magnetism, Volume 1. Clarendon Press (1881).
- [MB56] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. New Magnetic Anisotropy. Physical Review, 102(5), 1413 (1956).
- [MB57] Meiklejohn, W. H. und C. P. Bean. New Magnetic Anisotropy. Physical Review, 105(5), 904 (1957).
- [Mei62] Meiklejohn, W. *Exchange anisotropy a review*. Journal of Applied Physics, 33(3), 1328 (1962).
- [MGG16] Müglich, N. D., G. Götz, A. Gaul, M. Meyl, G. Reiss, T. Kuschel und A. Ehresmann. Grain size correlated rotatable magnetic anisotropy in polycrystalline exchange bias systems. arXiv preprint arXiv:1605.02958 (2016).
 - [Müg16] Müglich, N. Exchange-Bias-Dünnschichtsysteme Charakterisierung, Modellierung und Anwendung. Dissertation, Universität Kassel (2016).
 - [NK91] Nieber, S. und H. Kronmüller. Micromagnetics of critical fields and elementary catastrophe theory. Physica Status Solidi (b), 165(2), 503 (1991).

- [NR09] Nolting, W. und A. Ramakanth. *Quantum theory of magnetism*. Springer Science & Business Media (2009).
- [NS99] Nogués, J. und I. K. Schuller. *Exchange bias*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 192(2), 203 (1999).
- [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).
 - [PCEJ00] Parks, D., P. Chen, W. Egelhoff Jr und R. D. Gomez. Interfacial roughness effects on interlayer coupling in spin valves grown on different seed layers. Journal of Applied Physics, 87(6), 3023 (2000).
 - [PHA00] Pakala, M., Y. Huai, G. Anderson und L. Miloslavsky. Effect of underlayer roughness, grain size, and crystal texture on exchange coupled IrMn/CoFe thin films. Journal of Applied Physics, 87(9), 6653 (2000). URL http://scitation.aip.org/content/aip/ journal/jap/87/9/10.1063/1.372800.
 - [PMS96] Park, C.-M., K.-I. Min und K. Shin. Effects of surface topology and texture on exchange anisotropy in NiFe/Cu/NiFe/FeMn spin valves. Journal of applied physics, 79(8), 6228 (1996).
 - [QB00] Qiu, Z. und S. Bader. *Surface magneto-optic Kerr effect*. Review of Scientific Instruments, 71(3), 1243 (2000).
 - [RHR04] Rollett, A., F. Humphreys, G. S. Rohrer und M. Hatherly. *Recry-stallization and related annealing phenomena*. Elsevier (2004).
 - [RZ08] Radu, F. und H. Zabel. Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures. In Magnetic Heterostructures, Seiten 97–184. Springer (2008).
 - [Ses12] Seshan, K. Handbook of Thin Film Deposition. Elsevier Science (2012). URL https://books.google.de/books?id= J8DEQRVLNaUC.
 - [SFT96] Soeya, S., M. Fuyama, S. Tadokoro und T. Imagawa. NiO structureexchange anisotropy relation in the Ni81Fe19/NiO films and thermal stability of its NiO film. Journal of Applied Physics, 79(3), 1604 (1996).

- [SW47] Stoner, E. und E. Wohlfarth. Interpretation of high coercivity in ferromagnetic materials. Nature, 160(650), 98 (1947).
- [SW48] Stoner, E. C. und E. Wohlfarth. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 240(826), 599 (1948).
- [Tho90] Thompson, C. V. Grain growth in thin films. Annual Review of Materials Science, 20(1), 245 (1990).
- [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).
- [Yam74] Yamaoka, T. Antiferromagnetism in γ-Phase Mn-Ir Alloys. Journal of the Physical Society of Japan, 36(2), 445 (1974). URL http://dx.doi.org/10.1143/JPSJ.36.445.
- [YKP00] Yu, J., A. Kent und S. Parkin. Exchange biasing in polycrystalline thin film microstructures. Journal of Applied Physics, 87(9), 5049 (2000).

DANKSAGUNG

Zum Schluss möchte ich die Gelegenheit nutzen und mich bei all denjenigen bedanken, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit unterstützt haben. Allen voran bedanke ich mich bei Prof. Dr. Arno Ehresmann, der mir die Durchführung der Examensarbeit ermöglicht und mich sofort herzlich in seine Arbeitsgruppe aufgenommen hat. Auch der gesamten Arbeitsgruppe gilt besonderer Dank für die außergewöhnlich gute Atmosphäre und den Zusammenhalt, der nicht nur ein gemeinsames Mittagessen, sondern auch bei den anschließenden Kickerrunden und Gruppenausflügen zum Ausdruck kam. Dennoch möchte ich einige Personen hervorheben: Insbesondere danke ich meinem Betreuer Dr. Nicolas Müglich, der mir mit Rat und Tat zur Seite stand und mich auf meiner Reise in ein Gebiet der Physik begleitete, von dem ich vorher nur wenig wusste. Danke für deine ausführlichen und geduldigen Erklärungen, die mir Stück für Stück den Magnetismus näher brachten. In der Zeit meiner Examensarbeit haben mir besonders Sarah Deumel und Rico Huhnstock als Büronachbarn zur Seite gestanden. Danke Sarah, dass du mich auch außerhalb der Arbeitszeit noch ausgehalten hast und ich in dir eine neue Freundin gefunden habe. Danke Rico, dass du auch als Sarah schon weg war den Spaßfaktor im Büro aufrecht erhalten hast und mich außerdem immer zur morgendlichen Fahrradrunde motiviert hast. Besonders hervorheben möchte ich außerdem Christian Ozga, der schon während der Übungen zur Atom- und Molekülphysik immer für Fragen zur Verfügung stand und mich damit für eine Examensarbeit in der Arbeitsgruppe Ehresmann motiviert hat.

Die Arbeit fällt leichter, wenn nicht nur das universitäre Umfeld stimmt, sondern vor allem die Familie hinter einem steht. Danke an meine Eltern Claudia und Bernd Weidenfeller für die Unterstützung jeglicher Art und dass ihr immer hinter mir steht. Zudem danke ich meinen Geschwistern Simon, Katrin und Martin für die gemeinsame Aktivitäten, die vom Unistress abgelenkt haben. Der Vorteil an einer Familie ist eben, dass man nie alleine ist.

Letztendlich gilt mein Dank natürlich auch meinem Freundeskreis hier in Kassel. Ich habe tolle Leute kennengelernt, die mich nie im Stich gelassen haben. Besonders hervorheben möchte ich an dieser Stelle Carolin Honisch und Alice Langhans. Danke, dass ihr als Freundinnen und Lernpartnerinnen einen erheblichen Beitrag zum gelingen meines Studiums beigetragen habt!

ERKLÄRUNG

Hiermit erkläre Ich, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Ich versichere, dass Textstellen, deren Inhalt wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten bzw. unveröffentlichten Schriften entnommen ist, durch eine entsprechende Zitierung kenntlich gemacht wurden.

Ort, Datum

Unterschrift