

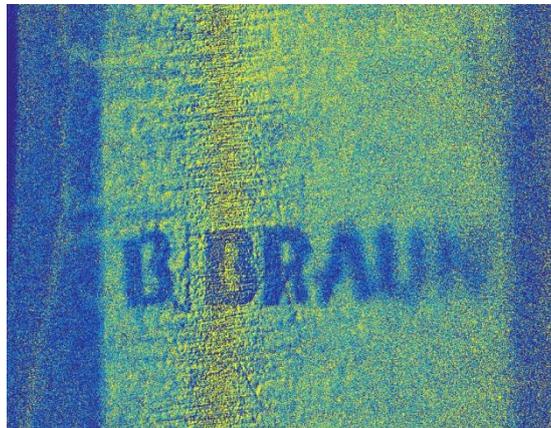


U N I K A S S E L  
V E R S I T Ä T

*Untersuchung der magnetischen und  
magneto-optischen Eigenschaften von  
Exchange-Bias-Schichtsystemen auf  
flexiblen Substraten*

Masterarbeit

Studiengang: Nanostrukturwissenschaften



Kassel, 28.05.2015

Martin Siebert

Durchgeführt in der Arbeitsgruppe Experimentalphysik IV der  
Universität Kassel unter Anleitung von Prof. Dr. Arno Ehresmann



*„Die Natur ist aller Meister Meister,  
sie zeigt uns erst den Geist der Geister.“*

Johann Wolfgang von Goethe



# *Inhaltsverzeichnis*

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Magnetismus	3
2.1.1. Diamagnetismus	5
2.1.2. Paramagnetismus	5
2.1.3. Ferromagnetismus	6
2.1.4. Antiferromagnetismus	7
2.1.5. Ferrimagnetismus	7
2.2. Hysteresekurve	8
2.3. Kristallanisotropie	9
2.4. Austauschisotropie	12
2.5. Einfluss des keV He-Ionenbeschusses auf die Austauschisotropie	15
2.6. Magneto-optischer Kerr-Effekt	16
2.7. Interferenz an dünnen Schichten	19
<b>3. Experimentelle Grundlagen</b>	<b>20</b>
3.1. Sputteranlage	20
3.2. Temperstand	21
3.3. L-MOKE-Messplatz	22
3.4. Reflektionsaufbau	24
3.5. Rasterkraftmikroskop	26
<b>4. V-MOKE Messplatz</b>	<b>27</b>
4.1. Laser und Polarisatoren	28
4.2. Quadrupolmagnet	29
4.3. Probenhalter	30
4.4. Sammellinsenaufbau	31
4.5. Detektor	32
4.6. Programm	33
4.7. Testmessung	34

<b>5. Ergebnisse</b>	<b>37</b>
5.1. Variation der Kupferschichtdicke	37
5.1.1. Probenaufbau	37
5.1.2. Hysteresemessungen	39
5.1.3. Homogenitätsmessung	40
5.1.4. Winkelabhängigkeit der Kerr-Amplitude	41
5.2. Variation der Siliziumschichtdicke	43
5.2.1. Probenaufbau	43
5.2.2. Hysteresemessungen	44
5.2.3. Homogenitätsmessungen	46
5.2.4. Kerr-Winkel-Messungen	48
5.2.5. Winkelabhängigkeit der Kerr-Amplitude	50
5.3. Variation der Substratmaterialien	54
5.3.1. Probenaufbau	54
5.3.2. Hysteresemessungen	56
5.3.3. Kerr-Winkel-Messungen	60
5.3.4. Rasterkraftmikroskop-Messungen	61
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>63</b>
<b>7. Danksagung</b>	<b>65</b>
<b>8. Literaturverzeichnis</b>	<b>66</b>
<b>9. Abbildungsverzeichnis</b>	<b>71</b>
<b>10. Anhang</b>	<b>74</b>
10.1. Sputterratentabelle	74
10.2. Proben-tabelle	74
10.3. Wichtige Abkürzungen	76
<b>11. Erklärung der Selbstständigkeit</b>	<b>77</b>

# *1. Einleitung*

Produktpiraterie ist ein weltweites, wachsendes Problem. Es bezeichnet das Fälschen markengeschützter Produkte. Dabei werden Marken- und Urheberrechte verletzt. Einer Studie der ICC von 2011 zufolge betrug der Weltmarkt für gefälschte Produkte im Jahre 2008 455 - 650 Milliarden Dollar und wird für 2015 auf 1,22 - 1,77 Billionen Dollar geschätzt.<sup>[ICC11]</sup> Die DIHK beziffert den Schaden allein für Deutschland im Jahr 2013 auf über 50 Milliarden Euro.<sup>[DIHK13]</sup> Betroffen sind praktisch alle Produktbranchen. Angefangen bei Uhren, über Nahrungsmittel, Kleidung und Spielzeug bis hin zu Software, Elektronik, Medikamenten, Automobil und Maschinenteilen.<sup>[Zoll14]</sup>

Insbesondere bei Medikamenten und minderwertig hergestellten Maschinenteilen bergen Fälschungen oft ein hohes Sicherheitsrisiko. Daher ist das Interesse an Technologien, die den Handel mit gefälschten Produkten erschweren, sehr groß. Das Individualisieren der Originalprodukte mit sichtbaren oder unsichtbaren Markern steht dabei im Vordergrund. Etiketten können auf verschiedenste Weisen funktionieren. Sie können die Informationen holographisch, fluoreszierend, hochauflösend gedruckt, durch RFID (radio-frequency identification) oder magnetisch speichern.

In dieser Arbeit wurde an der Entwicklung von magnetischen Etiketten unter dem Projektnamen „Magnetic Security Coding“ (MaSC) gearbeitet. Die Etiketten bestehen aus einem magnetischen Schichtsystem, das mit Hilfe von Heliumionenbeschuss magnetisch strukturiert werden kann. Der Kern des Schichtsystems besteht aus einer ferromagnetischen und einer antiferromagnetischen Schicht, die zwischen einer Pufferschicht und einer Deckschicht liegen. Ausgelesen werden kann die Struktur durch Einstrahlen von polarisiertem Laserlicht. Bei der Reflektion an der ferromagnetischen Schicht tritt der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) auf. Der Effekt bewirkt eine Drehung der Polarisationsrichtung um einen bestimmten Winkel, den sogenannten Kerrwinkel. Durch Heliumionenbeschuss kann die Richtung der Magnetisierung geändert werden. Dadurch dreht sich auch der Kerrwinkel um. Dies ermöglicht eine Unterscheidung zwischen den Magnetisierungszuständen und der Code wird lesbar.

Damit ein Schichtsystem als Sicherheitsetikett genutzt werden kann, muss es auf einem flexiblen Substrat aufgebracht werden. Daher wurden in dieser Arbeit verschiedene Substrate

getestet und die Eigenschaften der Schichtsysteme charakterisiert. Zudem sollte untersucht werden, inwieweit sich die Puffer- und die Deckschichtdicke auf die Eigenschaften des Schichtsystems auswirken.

Parallel zum analytischen Teil sollte ein Messaufbau in Stand gesetzt und verbessert werden. Bei diesem handelt es sich um ein sogenanntes Vektor-MOKE (V-MOKE). Damit können die magnetischen und magneto-optischen Eigenschaften einer Probe sowohl in unterschiedlichen Magnetfeldrichtungen, als auch durch Drehung der Probe bei konstanter Magnetfeldrichtung gemessen werden.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. Magnetismus

Magnetismus tritt genau dann auf, wenn massebehaftete Teilchen einen Drehimpuls besitzen. Dieser Effekt tritt bei Elektronen, Protonen und Neutronen auf und ist somit bei allen Elementen zu beobachten. Ihr magnetisches Moment  $p_m$  lässt sich mit dem Drehimpuls  $L$ , Masse  $m$  und Ladung  $q$  über

$$p_m = \frac{q}{2m} L \quad (2.1)$$

berechnen.<sup>[Dem09]</sup> Die Summe über alle magnetischen Momente wird als Magnetisierung  $\vec{M}$  bezeichnet:

$$\vec{M} = \sum \vec{p}_m \quad (2.2)$$

Sie beschreibt, inwieweit ein Material magnetisiert ist.

Da das magnetische Moment der Elektronen, aufgrund ihrer um den Faktor 1837 geringeren Masse, den der Kernteilchen überwiegt, wird im Folgenden nur der Magnetismus der Elektronen berücksichtigt.<sup>[SFS88]</sup> Die Quantenmechanik beschreibt die Besetzung der Energieniveaus in Atomen, Ionen und Molekülen auf Grundlage der Energieminimierung. Diese folgt einer strengen Reihenfolge gemäß den Quantenzahlen  $n$ ,  $l$ ,  $m_l$  und  $m_s$ . Dabei gilt in einem Atom, dass niemals zwei Elektronen in allen Quantenzahlen den gleichen Wert haben dürfen (Pauli-Prinzip). Ist die Zuordnung aufgrund nahe beieinanderliegenden Energieniveaus nicht eindeutig, so folgt die Besetzung der Orbitale den Hundschen Regeln (nach Friedrich Hund):

1. Der Gesamtspin  $S = \sum_i m_{s_i}$  soll maximal werden. Das heißt, die Spins der Elektronen müssen parallel sein.
2. Der Bahndrehimpuls  $L$  soll maximal sein.
3. Der Gesamtdrehimpuls  $J$  nimmt für weniger als halb gefüllte Schale den Wert  $J = |L - S|$  und für mehr als halb gefüllte Schale den Wert  $J = L + S$  an.

Die Besetzung der Orbitale definiert die magnetischen Eigenschaften des Materials.<sup>[Mes10]</sup> Unterschieden wird zwischen Dia-, Para-, Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus. Zur Unterscheidung wird an dieser Stelle die magnetische Suszeptibilität  $\chi$  eingeführt, die sich über die Magnetisierung und die magnetische Feldstärke  $\vec{H}$  (für Vakuum  $\vec{H}_0$ ) charakterisiert:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}_0 \quad (2.3)$$

Für den magnetischen Fluss  $\vec{B}$  gilt:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (2.4)$$

mit äußerem Magnetfeld  $\vec{H}$  und der magnetischen Permeabilität  $\mu_r$  (für Vakuum  $\mu_0$ ). Man beachte auch den Zusammenhang:

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (2.5)$$

In Abbildung 2.1 ist die Abhängigkeit der Magnetisierung vom externen Feld für verschiedene Formen des Magnetismus dargestellt. Für hinreichend kleine Feldstärken ist die Anhängigkeit linear. Die Steigung ist in diesem Bereich die Suszeptibilität. Bei den Ferromagneten ist eine Sättigung zu erkennen. Sie kommt dadurch zustande, dass bei großen Feldern alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind. Eine weitere Erhöhung des Feldes kann somit keine Erhöhung der Magnetisierung mehr nach sich ziehen.<sup>[Dem09]</sup>

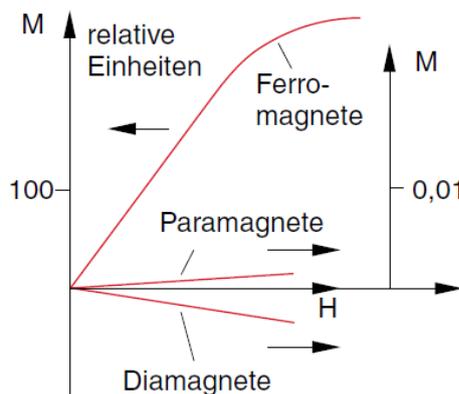


Abb. 2.1: Magnetisierung  $M$  in Abhängigkeit der magnetischen Feldstärke  $H$  für Ferromagneten (linke Skalierung) und Para- und Diamagneten (rechte Skalierung).<sup>[Dem09]</sup>

### 2.1.1. Diamagnetismus

Liegen alle Elektronen des Materials gepaart vor, das heißt alle besetzten Orbitale sind maximal gefüllt (vgl. Hundsche Regel), so sind der Gesamtspin, Bahndrehimpuls und dadurch auch das magnetische Moment gleich Null. Man bezeichnet ein solches Material als Diamagneten.<sup>[SFS88]</sup> Dies ist bei den Edelgasen, aber auch bei den Edelmetallen und molekularem Wasserstoff (H<sub>2</sub>) und Stickstoff (N<sub>2</sub>), sowie Wasser der Fall. Wird ein solches Material in ein Magnetfeld eingebracht, so werden magnetische Dipole induziert, deren Magnetfeld dem äußeren Feld entgegenwirken. Die magnetische Suszeptibilität ist negativ.<sup>[Dem09]</sup>

$$\chi < 0 \quad ; \quad 10^{-9} < |\chi| < 10^{-6}$$

### 2.1.2. Paramagnetismus

Liegen neben den gepaarten Elektronen auch ungepaarte Elektronen vor, so resultiert aus diesen ein magnetisches Moment. Typische Beispiele für paramagnetische Stoffe sind Aluminium (Al), Natrium (Na) und Mangan (Mn). Aufgrund der thermischen Bewegung der Atome ist die Richtung der Momente rein statistisch verteilt. In Summe ist die Magnetisierung bei genügend vielen Atomen also gleich Null.<sup>[SFS88]</sup> Befindet sich ein Paramagnet innerhalb eines Magnetfeldes, so richten sich die magnetischen Momente partiell entlang des Feldes aus und die Magnetisierung wird messbar. Die Suszeptibilität ist größer Null.<sup>[Dem09]</sup>

$$\chi > 0 \quad ; \quad 10^{-6} < |\chi| < 10^{-4}$$

### 2.1.3. Ferromagnetismus

Ferromagnetismus tritt immer dann auf, wenn paramagnetische Atome so miteinander koppeln, dass ihre magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet sind. Dadurch entsteht in Summe eine Magnetisierung größer Null. Dies ist allerdings nur in kleinen Maßstäben messbar, da sich die Kopplung meist nicht über das komplette Material erstreckt, sondern sich nur auf kleine Bereiche, die Weisschen Bezirke (nach Pierre-Ernest Weiss), beschränkt. Diese Bezirke sind wiederum statistisch orientiert, sodass in Summe über das gesamte Material möglicherweise keine Nettomagnetisierung messbar ist. Es ist allerdings möglich, alle Bezirke parallel auszurichten, indem der Ferromagnet in ein äußeres Magnetfeld eingebracht wird. Im Gegensatz zum Paramagneten bleibt diese makroskopische Magnetisierung meist erhalten, wenn der Ferromagnet wieder aus dem Magnetfeld herausgenommen wird. Zu beachten ist hierbei, dass sich einzelne Weissche Bezirke zwar wieder drehen können, insgesamt aber dennoch eine deutliche Magnetisierung (Remanenz) erhalten bleibt. Zerstört werden kann die Magnetisierung, indem der Ferromagnet über eine bestimmte Temperatur, seine sogenannte Curie-Temperatur  $T_C$  (nach Pierre Curie), erhitzt wird. Die Curie-Temperatur bezeichnet den Punkt, an dem die thermische Bewegung der Atome zur Entkopplung der magnetischen Momente führt, also den Übergang von ferromagnetischen zu paramagnetischen Verhalten. Die wichtigsten ferromagnetischen Materialien sind Eisen (Fe), Nickel (Ni) und Kobalt (Co), sowie deren Legierungen. Die Suszeptibilität ist wie bei allen Paramagneten größer Null, allerdings um einige Größenordnungen höher:<sup>[Dem09][SFS88]</sup>

$$\chi > 0 \quad ; \quad 10^2 < |\chi| < 10^5$$

### 2.1.4. Antiferromagnetismus

Ein Antiferromagnet besteht aus zwei unterschiedlichen Atomsorten, die Untergitter bilden. Innerhalb eines Untergitters koppeln die Atome wie beim Ferromagnetismus so miteinander, dass ihre magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind. Die magnetischen Momente der Untergitter sind allerdings antiparallel ausgerichtet und betragsgleich, sodass die Nettomagnetisierung gleich Null ist (vgl. Abb. 2.2). Typische Beispiele für Antiferromagneten sind Manganoxid ( $\text{MnO}$ ), Manganfluorid ( $\text{MnF}_2$ ), Urannitrit (UN) und Iridium-Mangan ( $\text{IrMn}$ ). Wie die Ferromagneten haben auch die Antiferromagneten einen kritischen Temperaturpunkt, oberhalb dessen das Verhalten paramagnetisch wird. Dieser Punkt wird als Néel-Temperatur  $T_N$  (nach Louis Néel) bezeichnet. Der Punkt ist materialabhängig liegt aber typischerweise unterhalb der Curie-Temperatur, was bedeutet, dass die Kopplung im Antiferromagneten kleiner ist, als in Ferromagneten. Die Suszeptibilität ist im Idealfall gleich Null.<sup>[Dem09][SFS88][Kit06]</sup>

$$\chi \approx 0$$

### 2.1.5. Ferrimagnetismus

Wie beim Antiferromagnetismus bestehen Ferrimagneten aus zwei Untergittern verschiedener Atomsorten, die antiferromagnetisch miteinander koppeln. Der Unterschied zum Antiferromagneten besteht darin, dass die magnetischen Momente der einen Atomsorte nicht betragsgleich mit denen der anderen Atomsorte sind. Dadurch entsteht eine Nettomagnetisierung größer Null (vgl. Abb. 2.2). Sie verhalten sich somit wie schwache Ferromagneten und ihre Weisschen Bezirke lassen sich durch ein äußeres Magnetfeld parallel ausrichten. Ein typisches Beispiel für einen Ferrimagneten ist Magnetit ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ).<sup>[Dem09][SFS88]</sup>

$$\chi > 0 \quad ; \quad 10^0 < |\chi| < 10^2$$

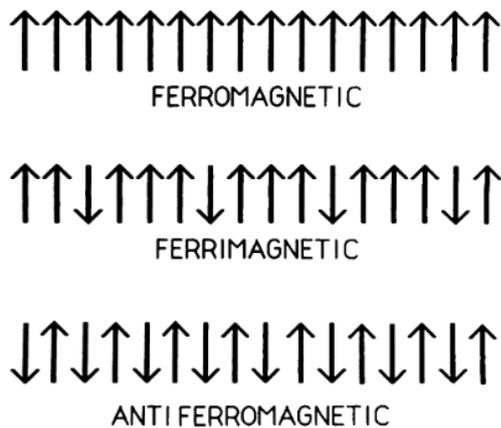


Abb. 2.2: Vergleich zwischen der Orientierung der magnetischen Momente von Ferro-, Ferri- und Antiferromagneten innerhalb eines Weisschen Bezirks.<sup>[SFS88]</sup>

## 2.2. Hysteresekurve

Im Folgenden soll das Verhalten von Ferromagneten näher untersucht werden. Wie bereits im vorherigen Kapitel erläutert, bilden die paramagnetischen Atome Weissche Bezirke, in denen sich die Atome in ihrer Magnetisierungsrichtung parallel zu ihren Nachbaratomen ausrichten. Zur Untersuchung des Magnetisierungsverhaltens kann eine Hysteresekurve aufgenommen werden. Eine Hysteresekurve entsteht dadurch, dass eine ferromagnetische Probe einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt und die Magnetisierung der Probe gegen dieses aufgetragen wird. In einem zunächst unmagnetischen Ferromagneten orientieren sich die magnetischen Momente durch das Magnetfeld. Je stärker dieses Feld ist, desto mehr Atome richten sich nach ihm aus, bis eine Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  erreicht wird. In einer Auftragung der Magnetisierung gegen das Magnetfeld wird dieser Ast als Neukurve bezeichnet (siehe Abbildung 2.3 gestrichelt). Wird das Magnetfeld zurückgefahren, so behalten die Atome teilweise ihre Magnetisierungsrichtung bei. Die Stärke des Magneten bei keinem äußeren Magnetfeld wird Remanenz  $M_R$  genannt. Bei sehr hart magnetischen Materialien ist die Remanenz nahezu gleich der Sättigungsmagnetisierung, während sie bei sehr weich magnetischen Materialien fast null ist. Wird das Magnetfeld nun in entgegengesetzter Richtung verstärkt, so drehen sich die magnetischen Momente um, bis wieder eine Sättigung erreicht wird. Dabei erfährt die Kurve einen Vorzeichenwechsel. Die Stärke des äußeren

Feldes, bei der die Magnetisierung Null wird, wird Koerzitivfeld  $H_C$  genannt. Danach wird das Magnetfeld wieder in Ausgangsrichtung erhöht. In Abbildung 2.3 ist dies noch einmal graphisch dargestellt. <sup>[Dem09]</sup>

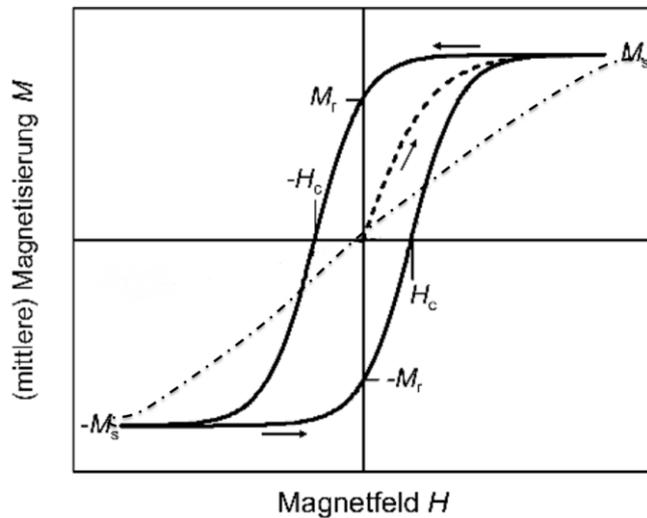


Abb. 2.3: Abhängigkeit der Magnetisierung eines Ferromagneten von einem äußeren Magnetfeld. Gezeigt ist die Neukurve (gestrichelt), die Magnetisierung der leichten (durchgezogen) und der schweren Richtung (strichpunktiert). Außerdem sind Remanenz  $M_R$ , Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  und Koerzitivfeld  $H_C$  eingezeichnet. <sup>[Müg12]</sup>

## 2.3. Kristallanisotropie

Bisher wurde die Magnetisierung in einem ferromagnetischen Material als isotrop betrachtet. Tatsächlich ist sie allerdings an die Kristallstruktur gekoppelt und somit richtungsabhängig. Werden Hysteresekurven in unterschiedlichen Orientierungen einer Probe gemessen, so wird erkennbar, dass sich das Material in manchen Richtungen leichter magnetisieren lässt (leichte Achse) als in anderen Richtungen (schwere Achse). Entlang der schweren Achse ist eine Magnetisierung nur in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes möglich. Ohne Magnetfeld orientieren sich die magnetischen Momente wieder entlang der durch die Kristallstruktur begünstigten Richtungen und die Nettomagnetisierung ist null (siehe Abbildung 2.3 strichpunktiert). Zudem werden stärkere Magnetfelder benötigt, um eine Sättigungsmagnetisierung zu erreichen. Neben der Kristallanisotropie spielen noch weitere

Anisotropien eine Rolle. Genannt seien die Formanisotropie, bei der die Form des Körpers eine Richtung begünstigt und die Grenzflächenanisotropie, die aus der veränderten Elektronenverteilung an der Grenzfläche resultiert. <sup>[IL93][Len05]</sup>

Soll das Magnetisierungsverhalten einer Probe gemessen werden, so äußert sich die Kristallanisotropie folgendermaßen: Wird entlang einer leichten Achse gemessen, so erhält man eine typische Hystereskurve. Die Magnetisierung folgt dabei den leichten Achsen (siehe Abbildung 2.4 a).

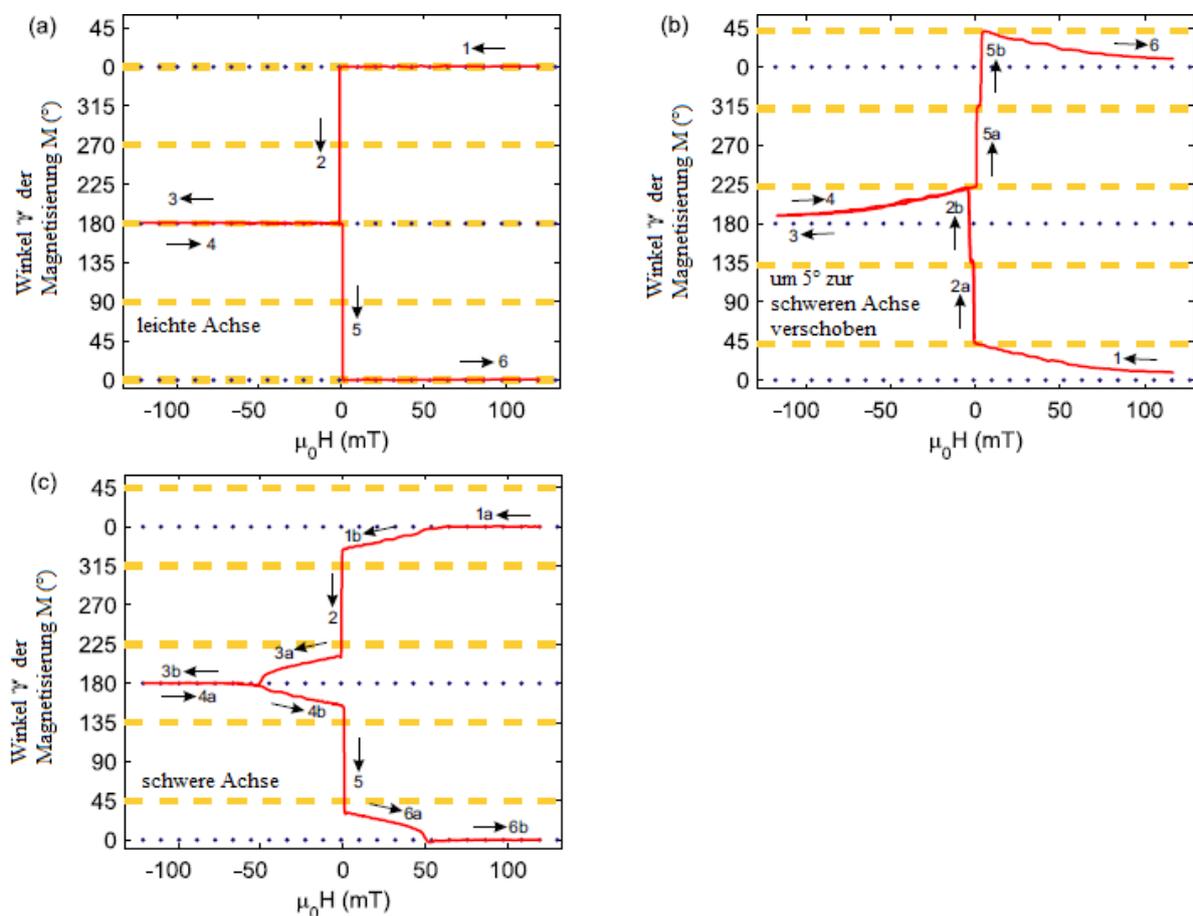


Abb. 2.4: Winkel  $\gamma$  in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds  $H$  für die leichte Achse (a), die schwere Achse (c) und die um  $5^\circ$  von der schweren Achse verschobene Orientierung (b). Das Magnetfeld liegt bei  $0^\circ$  und  $180^\circ$  (blaue Punkte). Die gelben Linien zeigen die leichten Achsen. <sup>verändert nach [Kus11]</sup>

Wird hingegen entlang einer schweren Achse gemessen, so bleibt die Magnetisierung zunächst entlang der Achse, verlässt diese allerdings bei abnehmendem äußerem Feld und dreht sich langsam um  $180^\circ$  wieder auf die schwere Achse. Dies liegt daran, dass die Magnetisierung die Richtungen der leichten Achsen bevorzugt. Erst bei starken äußeren Magnetfeldern wird sie in Richtung des Feldes gezwungen. Bei schwachen Feldern richten sich die Domänen möglichst günstig auf den leichten Achsen aus. In Summe weicht der resultierende Magnetisierungsvektor daher vom Achsenverlauf ab (siehe Abbildung 2.4 c und 2.6).

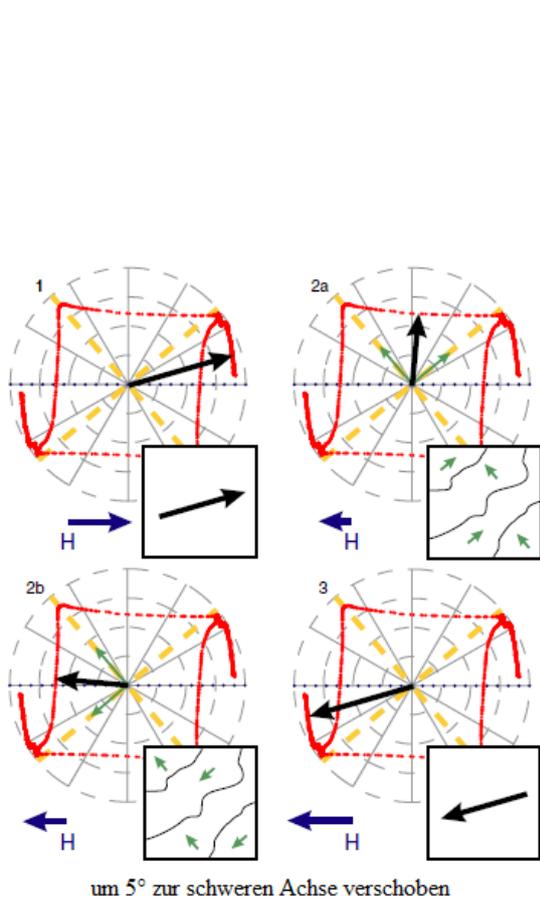


Abb. 2.5: Zirkularer Plot des Ummagnetisierungsverhaltens mit äußerem Feld  $5^\circ$  zur schweren Achse gedreht. Jeweils angegeben in Blau das äußere Magnetfeld und im Insert die mögliche Magnetisierung der Domänen. Die Nummerierung entspricht denen in Abbildung 2.4. verändert nach [Kus11]

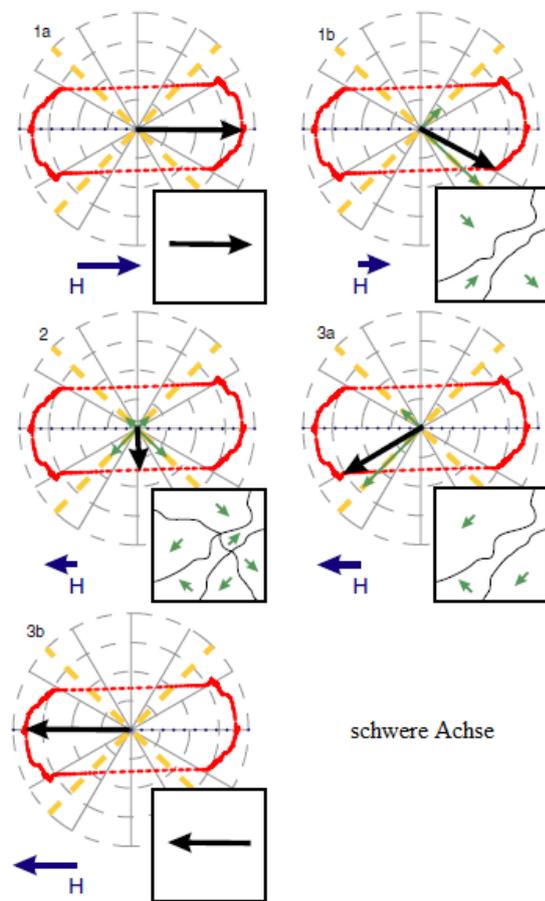


Abb. 2.6: Zirkularer Plot des Ummagnetisierungsverhaltens mit äußerem Feld entlang der schweren Achse. Jeweils angegeben in Blau das äußere Magnetfeld und im Insert die mögliche Magnetisierung der Domänen. Die Nummerierung entspricht denen in Abbildung 2.4. verändert nach [Kus11]

Wird in einer Richtung gemessen, in der keine Achsen orientiert sind, so nimmt die Magnetisierung die Richtung der nächsten leichten Achse an, sobald das äußere Feld schwach genug ist. Bei Umpolung des Magnetfelds springt die Magnetisierungsrichtung zunächst um ca.  $90^\circ$  und weiter auf die um  $180^\circ$  gedrehte leichte Achse. Dies lässt sich auch anhand der Hysteresekurve erkennen, die zwei Sprünge aufweist. Da im Gegensatz zum vorherigen Fall das äußere Feld nicht symmetrisch zu den Achsen liegt, bevorzugt die Magnetisierung die nächstliegende, sobald das Feld klein genug ist (siehe Abbildung 2.4 b und 2.5).<sup>[Kus11]</sup>

## ***2.4. Austauschanisotropie***

Die Austauschanisotropie (auch Exchange Bias, EB) ist ein Effekt, der an Grenzflächen zwischen Ferromagneten (FM) und Antiferromagneten (AFM) auftritt. Er wurde 1956 von Meiklejohn und Bean bei der Untersuchung von Co-Partikeln mit CoO-Oberfläche entdeckt.<sup>[MB56]</sup> Vollständig erklärt werden konnte der Effekt noch nicht, aber vereinfacht kann er folgendermaßen beschrieben werden:

Grenzen Schichten aus FM und AFM aneinander, so beeinflusst der FM die Orientierung des AFM. Die Ausrichtung kann durch den sogenannten Feldkühlprozess erfolgen. Dabei wird die Probe auf eine Starttemperatur  $T_S$  aufgeheizt. Im hier beschriebenen vereinfachten Modell liegt diese Temperatur zwischen der Néel-Temperatur  $T_N$  des AFM und der Curie-Temperatur  $T_C$  des FM. Nun wird die Probe auf eine Endtemperatur  $T_E$  unterhalb der Néel-Temperatur abgekühlt. Es gilt also  $T_E < T_N < T_S < T_C$ . Bei der Starttemperatur können sich die Atome des AFM frei ausrichten, während die Atome des FM aufgrund eines externen Magnetfeldes fixiert sind. Der AFM orientiert sich dadurch am Magnetfeld des FM. Unter Annahme einer Wechselwirkung richten sich die unkompensierten Momente an der Grenzfläche parallel zu denen des FM aus. Im Inneren nehmen sie die typische AFM-Ordnung an (siehe Abbildung 2.7 i-ii).<sup>[NS99]</sup>

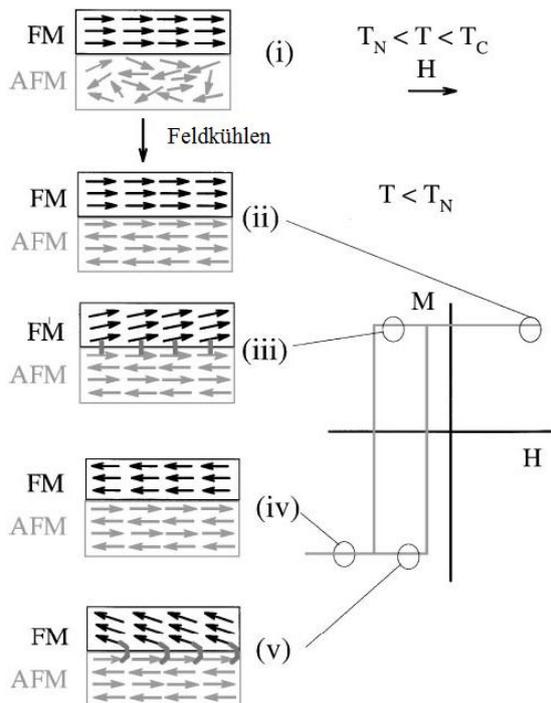


Abb. 2.7: Schematische Darstellung des Feldkühlprozesses und der Hystereseschleife mit Austauschisotropie-Effekt. Gezeigt sind die magnetischen Momente in Abhängigkeit der Temperatur.<sup>[NS99] (verändert)</sup>

Wird von so einem System eine Hysterese Kurve aufgenommen, so ist diese gegenüber einer Kurve, die vor dem Feldkühlprozess aufgenommen wurde, entlang der Feldachse verschoben (siehe Abbildung 2.7 ii-v). Die Verschiebung wird als Exchange-Bias-Feld  $H_{EB}$  (EB-Feld) bezeichnet. Das Koerzitivfeld  $H_C$  ist der Abstand der Hysteresezweige zum Mittelwert (siehe Abbildung 2.8). Es lässt sich aus den beiden Zweigen der Hysteresekurve berechnen:

$$H_C = \frac{H_{C1} - H_{C2}}{2} \quad (2.6)$$

, mit  $H_{C1}$  linker und  $H_{C2}$  rechter Zweig der Hysteresekurve bei Magnetisierung gleich null.

Ebenso kann das EB-Feld wie folgt berechnet werden:

$$H_{EB} = \frac{H_{C1} + H_{C2}}{2} \quad (2.7)$$

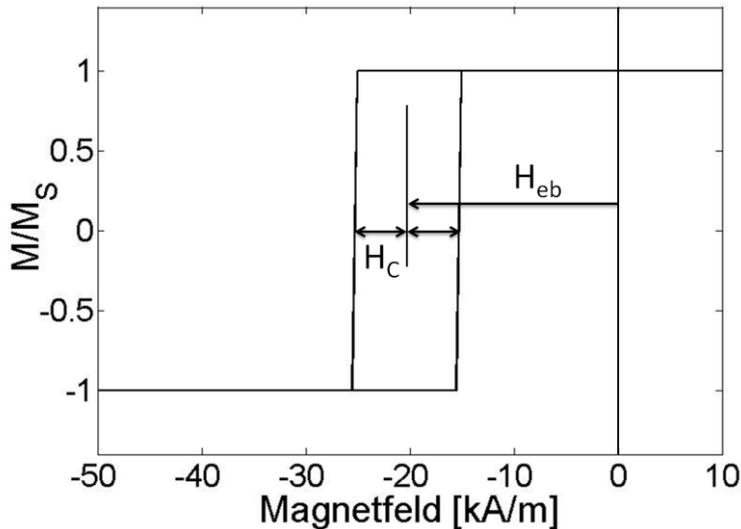


Abb. 2.8: Schematische Hysteresekurve der Magnetisierung in Abhängigkeit des äußeren Magnetfelds. Gezeigt ist die Feldstärke des EB-Felds und des Koerzitivfelds.<sup>[Müg12]</sup>

Diese Beschreibung erklärt zwar den Exchange-Bias-Effekt, gibt aber keine vollständige Lösung für das Problem an. So wird hier weder die Kristallanisotropie<sup>[JCP11]</sup>, die Korngrößenverteilung der beiden Schichten<sup>[YYT10]</sup> noch die Rauigkeit der Grenzschicht<sup>[LYJ00]</sup> berücksichtigt.<sup>[OFV10]</sup> Neben den Modellen von Stiles und McMichael<sup>[SM98]</sup> oder Kiwi<sup>[KMP99]</sup> bietet das Modell von Fulcomer und Charap<sup>[Ful72]</sup> eine gute Beschreibung des Effektes und ist für diese Arbeit ausreichend. Daher soll es im Folgenden erläutert werden.

In diesem Modell wird von einem eindomänen Ferromagneten und einem mehrdomänen Antiferromagneten ausgegangen (siehe Abbildung 2.9). Die freie Energie  $E^i$  der Kristallite  $i$  hängt von der Größe der Grenzfläche  $S^i$ , ihrem Volumen  $V^i$ , der Kopplungsenergie pro Fläche  $\kappa_{EB}^i$  und der uniaxialen Anisotropiekonstanten  $K_{AFM}^i$  sowie dem Winkel  $\Phi$  zwischen dem Grenzflächenmoment des AFM zur Magnetisierung des FM ab. Wird die freie Energie gegen den Winkel aufgetragen, ergibt sich der in Abbildung 2.10 gezeigte Potentialverlauf. Dieser ist gekennzeichnet durch zwei Minima, die  $180^\circ$  auseinander liegen. Im globalen Minimum zeigt das Grenzflächenmoment des AFM in die gleiche Richtung wie die Magnetisierung des FM. Im lokalen Minimum zeigt sie dementsprechend in die entgegengesetzte Richtung. Zum EB trägt allerdings nur die Besetzung des globalen Minimums bei. Die des lokalen Minimums wirkt dem EB entgegen. Damit sich die Besetzung der Zustände ändern kann, muss die Energiebarriere  $E_B^i$  überwunden werden.<sup>[Ehr05][Kiw01]</sup>

Die Energiedifferenz zwischen der Barrierenhöhe und dem lokalen Minimum lässt sich wie folgt berechnen:<sup>[Ehr05]</sup>

$$\Delta_i = \frac{(2K_{AFM}^i V_i - \kappa_{EB}^i S_i)^2}{4K_{AFM}^i V_i} \quad (2.8)$$

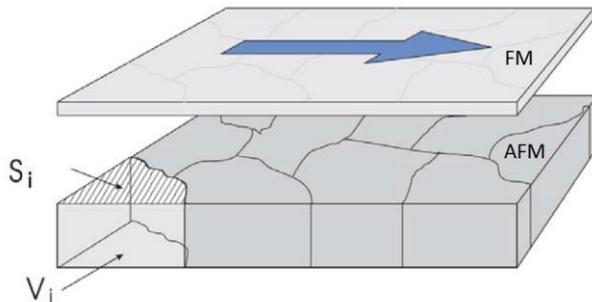
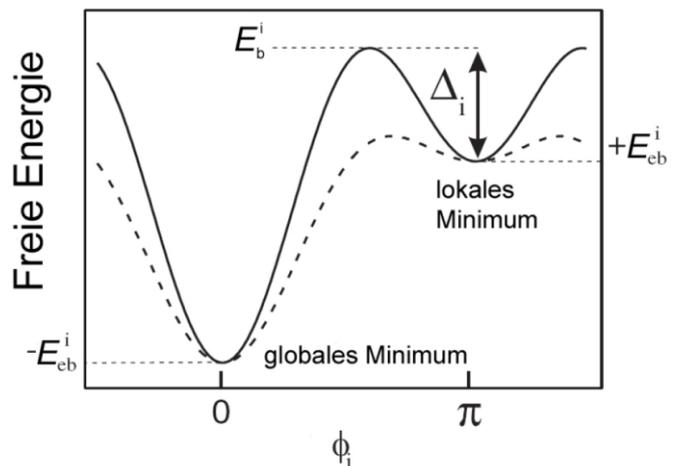


Abb. 2.9: Schematische Darstellung eines Systems aus einem eindomänigen FM und einem mehrdomänigen AFM mit unterschiedlichen Korngrößen, die durch Grenzfläche  $S_i$  und Volumen  $V_i$  charakterisiert sind.<sup>[Ehr05]</sup>

Abb. 2.10: Energie eines AFM Kristalliten in Abhängigkeit des Winkels zwischen Magnetisierungsrichtung des FM und Anisotropie des AFM. Die gestrichelte Linie entspricht einem Korn mit 50 % Volumen eines Kornes für das die durchgezogene Linie gilt. Eingezeichnet sind das globale Minimum  $-E_{eb}^i$ , das lokale Minimum  $+E_{eb}^i$  und die Energiebarriere  $E_b^i$  mit dessen Differenz  $\Delta_i$  zum lokalen Minimum.<sup>[Müg12]</sup>



## 2.5. Einfluss des keV He-Ionenbeschusses auf die Austauschanisotropie

Bereits 1998 zeigten Chappert et al., dass es möglich ist mit Hilfe von He<sup>+</sup>-Ionen Koerzitivfeld, Curie-Temperatur und magnetische Anisotropie von Dünnschichtsystemen zu ändern.<sup>[Cha98]</sup> Später zeigte sich, dass sich auch die Austauschanisotropie durch die Ionen beeinflussen lässt.<sup>[MLF00]</sup> Wird ein System aus Ferromagnet und Antiferromagnet, das während des Feldkühlprozesses einem Magnetfeld ausgesetzt war, mit He<sup>+</sup>-Ionen beschossen,

so kann durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes während des Beschusses die Austauschanisotropie erhöht werden, falls das Magnetfeld parallel zur Magnetisierung anliegt oder umgekehrt werden, wenn es antiparallel zur Magnetisierung gerichtet ist. Dazu ist es notwendig, dass die Ionen eine Energie im keV-Bereich haben. Die Energie der Ionen wird dabei an die umliegenden Atome übertragen, wodurch Gitterfehler entstehen. Außerdem ändert der Ionenbeschuss die Rauigkeit der Schichten. Beides beeinflusst die Anzahl an Kopplungspunkten zwischen Ferro- und Antiferromagneten. Dadurch ist es möglich, dass die Energiebarriere, die in Abbildung 2.10 gezeigt ist, überwunden wird. Dies kann durch strukturelle Veränderungen geschehen, die die Barrierenhöhe verringern, oder durch eine thermische Anregung, die es ermöglicht, die Barriere zu überwinden. Steigt dadurch die Population im globalen Minimum, so trägt dies zum EB-Feld bei. Liegt das Magnetfeld antiparallel zur Magnetisierung, so steigt hingegen die Population im lokalen Minimum an, wodurch sich die Richtung des EB-Feldes umdreht. Bei zu hohen Ionendosen entstehen viele Gitterfehler, sodass die Energiebarriere soweit verringert wird, dass es Übergänge in beide Richtungen gibt, wodurch es zu einer gleichmäßigen Verteilung in beiden Minimas kommt und das EB-Feld verschwindet. <sup>[Ehr05][ESW11][LMS12][MLF00]</sup>

## ***2.6. Magneto-optischer Kerr-Effekt (MOKE)***

Der magneto-optische Kerr-Effekt (MOKE) tritt auf, wenn Licht auf eine magnetische Oberfläche trifft. Der Effekt wurde 1877 von John Kerr entdeckt. <sup>[Ker77]</sup> Er beschreibt die Änderung der Polarisation oder der Intensität des Lichts bei Reflektion an einer magnetischen Oberfläche. Erklärt werden kann der Effekt über die Lorentz-Kraft (nach Hendrik A. Lorentz). Die Elektronen im Metall werden durch die elektromagnetische Welle zur Schwingung angeregt. Zudem wirkt das Magnetfeld auf die Elektronen ein. Die resultierende Schwingungsänderung bewirkt in der Rückkopplung mit der Welle eine Polarisationsänderung oder eine Änderung der Reflektivität. Im Falle der Polarisationsänderung entstehen Anteile, die senkrecht auf der ursprünglichen Polarisationssebene liegen, wodurch in Summe der auslaufende Strahl elliptisch polarisiert ist.

Damit der Effekt auftreten kann, muss die Polarisation senkrechte Komponenten zur Magnetisierung der Probe haben.<sup>[HS98]</sup>

Grundsätzlich kann der Effekt geometrisch in drei Fälle unterschieden werden (siehe Abbildung 2.11):

**Polar (P-MOKE):** Hier ist die Magnetisierung der Probe parallel zu Einfallsebene des Lichts und senkrecht zur Oberfläche. Die Polarisationsebene wird gedreht.

**Longitudinal (L-MOKE):** Hierbei ist die Magnetisierung parallel zur Einfallsebene des Lichts und zur Oberfläche. Die Polarisationsebene wird gedreht. Der Effekt ist in der Regel kleiner als im polaren Fall.

**Transversal (T-MOKE):** Die Magnetisierung ist orthogonal zur Einfallsebene des Lichts, aber parallel zur Oberfläche. Außerdem muss die Polarisation des Lichts in der Einfallsebene liegen (p-polarisiert). Die Polarisation bleibt erhalten. Es ändert sich die Intensität.

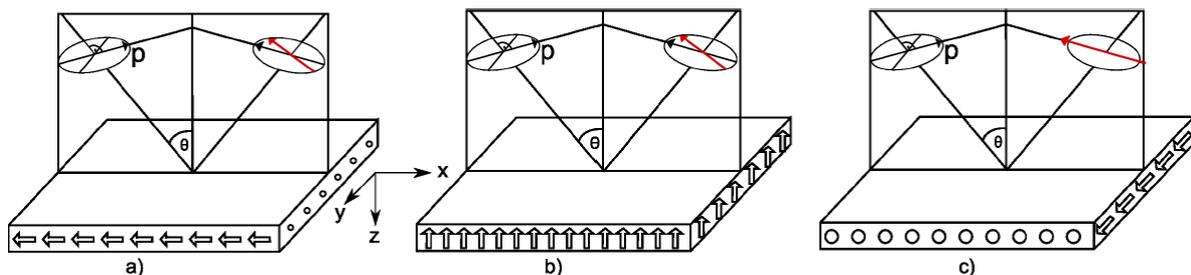


Abb. 2.11: Longitudinale (a), polare (b) und transversale (c) Geometrie des MOKE. In den Fällen (a) und (b) wird die Polarisation gedreht. Im Fall (c) ändert sich die Intensität.<sup>[Käm09]</sup>

Im polaren und longitudinalen Fall steht bei p-polarisiertem Licht das elektrische Feld in der Einfallsebene (xz-Ebene). Die y-Komponente ist Null. Nach der Reflektion entstehen aufgrund der Lorentzkraft allerdings elektrische Komponenten, die aus dieser Ebene hinausragen, was als Polarisationsänderung resultiert. Über die Materialgleichung:

$$\vec{D} = \epsilon (\vec{E} + iQ\vec{M} \times \vec{E}) \quad (2.9)$$

, mit dielektrischen Verschiebung  $\vec{D}$ , Voigt-Konstante  $Q$  (nach Woldemar Voigt) und die Magnetisierungsrichtung  $\vec{M}$ , lässt sich dies folgendermaßen beschreiben:

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & ig_z & 0 \\ -ig_z & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} E_x \\ -ig_z E_x \\ \epsilon_{zz} E_z \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

, mit elektrischer Permittivität  $\epsilon_i$ , Gyrationvektor  $\vec{g}$  und Polarisation  $E$ . Der Gyrationvektor definiert sich als:

$$\vec{g} = \begin{pmatrix} g_x \\ g_y \\ g_z \end{pmatrix} = Q\vec{M} \quad (2.11)$$

Da im transversalen Fall die magnetische Komponente des Lichts parallel zur Magnetisierung liegt, ändert sich die Polarisation hier nicht. Stattdessen ändert sich hier die Intensität:<sup>[Käm09]</sup>

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & -ig_y \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ ig_y & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} E_x - ig_y E_z \\ 0 \\ ig_y E_x + \epsilon_{zz} E_z \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Im Falle einer Polarisationsänderung kann die Amplitude des reflektierten Strahl  $A_{ges}$  wie in Abbildung 2.12 gezeigt in zwei senkrecht zueinander stehende Komponenten zerlegt werden. Den größten Anteil trägt dabei die Normal-Amplitude  $A_N$ . Der durch die Reflektion neu hinzugekommene Anteil  $A_K$  wird Kerr-Amplitude genannt. Es gilt also:

$$\overline{A_{ges}} = \overline{A_N} + \overline{A_K} \quad (2.13)$$

Der Winkel, um den das Licht bei der Reflektion gedreht wurde wird Kerr-Winkel genannt. Er berechnet sich aus den Amplituden über:<sup>[HS98]</sup>

$$\varphi_K = \frac{A_K}{A_N} \quad (2.14)$$

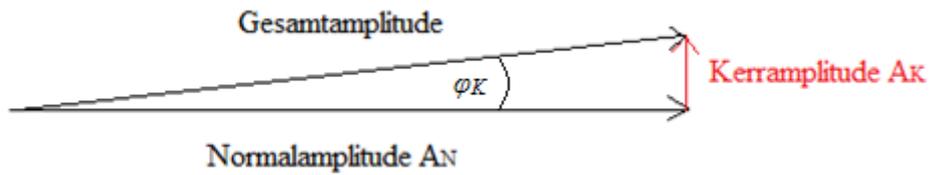


Abb. 2.12: Definition der Parameter zur Berechnung der Kerr-Amplitude.

## 2.7. Interferenz an dünnen Schichten

An dünnen Schichten kann es zu mehrfachen Reflexionen kommen. Dielektrika eignen sich dafür besonders gut, da sie kein Licht absorbieren. Wie in Abbildung 2.13 dargestellt, wird das Licht an den Grenzflächen Luft-Dielektrikum und Dielektrikum-Ferromagnet reflektiert. Die reflektierten Strahlen interferieren miteinander. Bei geeigneter Schichtdicke interferiert das Licht gerade so, dass der orthogonale Lichtanteil  $R_K$  verstärkt wird. Wird dieser Effekt beim Probenaufbau berücksichtigt, so kann durch eine geschickt gewählte Deckschicht das Messsignal von MOKE-Messungen verstärkt werden.<sup>[HS98]</sup>

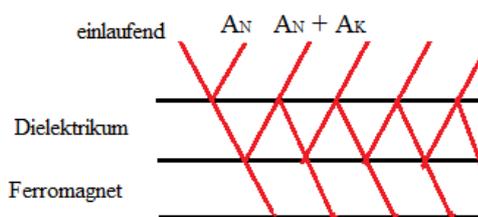


Abb. 2.13: Schema der mehrfachen Reflexionen innerhalb eines Dielektrikums mit normaler Reflektionsamplitude  $A_N$  und Kerr-Signal  $A_K$ .

## 3. Experimentelle Grundlagen

### 3.1. Sputteranlage

Zur Herstellung der Proben wurde eine Z400 Sputteranlage der Firma Leybold-Heraeus verwendet. In Abbildung 3.1 ist die Funktion der Anlage schematisch dargestellt. Diese besteht aus einer Vakuumkammer, in die bei einem Basisdruck von  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  mbar ein Prozessgas eingeleitet wird. Für den Prozess wird ein Gasdruck von  $10^{-2}$  mbar (155 sccm) eingestellt. Als Gas wird Argon verwendet, da es chemisch inert ist und sich aufgrund seiner hohen Masse gut eignet, um Impulse zu übertragen. Das Gas wird dann mittels hochfrequenter Wechselspannung über zwei Elektroden in ein Plasma überführt (HF-Sputtern). Die Materialquelle, genannt Target, ist auf der Kathode angebracht, sodass die im Plasma entstehenden positiv geladenen Atomrümpfe auf die Materialquelle beschleunigt werden und Material aus dem Target schlagen (sputtern). Das Material setzt sich daraufhin auf dem unter dem Target liegenden Substrat ab und bleibt haften. <sup>[Ahr09] [Glo11]</sup>

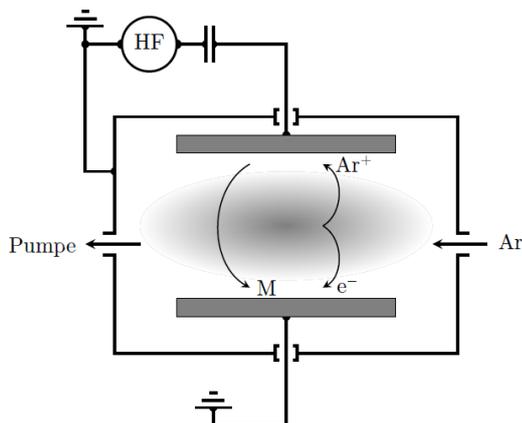


Abb. 3.1: Schema des Rezipienten einer Sputteranlage mit abgeschiedenen Material M. <sup>[Huc11] (verändert)</sup>

In der verwendeten Anlage finden vier verschiedene Targets Platz und können mittels eines Drehtellers nacheinander über das Substrat gefahren werden. Das Substrat wird über eine Schleusenkammer in den Rezipienten eingeführt. Dadurch kann der Druck im Rezipienten während des Probenwechsels konstant gehalten werden. Um die gewünschte Schichtdicke eines gewählten Materials zu erhalten, muss die Sputterzeit eingestellt werden, die sich über

die Sputterrate errechnet. Diese ist materialspezifisch und muss nach jedem Targetwechsel neu bestimmt werden. Sie ist abhängig von der Leistung und dem Gasdruck und wurde bestimmt, indem über eine festgelegte Zeit eine streifenförmig mit Kaptonband abgedeckte Probe besputtert wurde, bis sich eine Schicht von einigen Hundert Nanometer gebildet hat. Nach Abziehen der Klebestreifen wurde mit einem Oberflächenprofilometer die exakte Schichtdicke bestimmt. Die Schichtdicke geteilt durch die Zeit ergibt die Sputterrate. Um bereits während der Probenherstellung eine Magnetisierung zu erreichen und somit den Verlauf der leichten Achse zu definieren, befinden sich neben dem Probenhalter Magneten, welche ein homogenes Magnetfeld im Probenbereich erzeugen. Sie waren bei allen hergestellten Proben eingebaut. Das Magnetfeld beeinflusst ebenso die Sputterrate. Die verwendeten Sputterraten sind in Tabelle 3.1 und in Anhang 10.1. aufgelistet. Ein detaillierter Überblick über die Proben wird in Anhang 10.2. gezeigt.

Tab. 3.1: Sputterraten und angelegte Leistung für die verwendeten Materialien

Material	Leistung [W]	Rate 1 [nm/min]	Rate 2 [nm/min]	Rate 3 [nm/min]	Rate 4 [nm/min]
Cu	80	4,65	4,26		4,92
IrMn	160	5,57	5,57	4,85	4,85
Co	80	1,11	1,11	1,57	1,7
Au	80	6,41		6,51	
Si	80		2,38	2,35	2,17

### ***3.2. Temperstand***

Nach der Herstellung wurden die Proben im Temperstand feldgekühlt. Der theoretische Hintergrund ist in Kapitel 2.4. beschrieben. An dieser Stelle seien daher nur die experimentellen Parameter angegeben. Der Apparat besteht aus einer Vakuumkammer, die von zwei starken Permanentmagneten flankiert wird. Die Proben werden auf eine beheizbare Kupferplatte gelegt, um die ein mit N<sub>2</sub>-Gas betriebenes Kühlrohr läuft. Beim Feldkühlen wurden die Proben auf eine Temperatur von 300 °C aufgeheizt, 60 min auf dieser Temperatur gehalten und auf Raumtemperatur abgekühlt.

### 3.3. L-MOKE-Messplatz

Die meisten in dieser Arbeit angefertigten Messwerte wurden mit dem longitudinalen magneto-optischen Kerr-Effekt Messplatz (L-MOKE) gemessen. In Abbildung 3.2 sind ein schematischer Aufbau sowie der verwendete Messaufbau dargestellt. Für den theoretischen Hintergrund sei auf Kapitel 2.6. verwiesen.

Gemessen wird, indem eine Probe in ein Magnetfeld gebracht und mit linear polarisiertem Laserlicht bestrahlt wird. Der reflektierte Strahl wird dann in einem Wollaston-Prisma in zwei zueinander senkrecht polarisierte Strahlen gespalten. Diese treffen jeweils auf eine von zwei Detektordioden. Aus dem Intensitätsverhältnis der beiden Strahlen lässt sich der Kerr-Winkel berechnen. Der Winkel, den Detektor- und Laserarm miteinander einschließen beträgt 70 Grad.

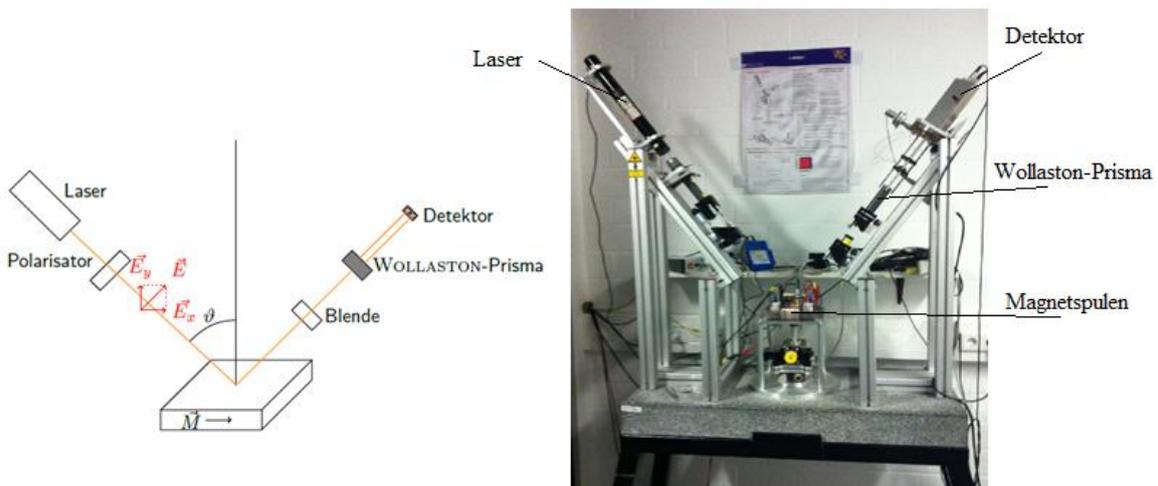


Abb. 3.2: Schematischer (linkes Bild) <sup>[Uel13]</sup> und reeller Aufbau (rechtes Bild) des L-MOKE Messplatzes.

***Hysteresekurven:***

Zur Bestimmung der EB- und Koerzitivfeldstärke wurden Hysteresekurven gemessen. Dazu wird das Prisma zunächst so gedreht, dass die Intensität auf beiden Dioden gleich ist. Wird nun das Magnetfeld variiert, ändert sich der Kerrwinkel und daraufhin die Intensität der auf die Dioden treffenden Strahlen. Die Lichtintensität, aufgetragen gegen das Magnetfeld, ergibt die Hysteresekurve. Die beiden normierten Äste der Hysterese  $H_1$  und  $H_2$  werden mit zwei Arkustangensfunktionen der Form

$$f_{1,2} = A * \operatorname{atan}\left(\frac{H_{1,2}-B}{C}\right) \quad (3.1)$$

mit den Parametern  $A$ ,  $B$  und  $C$  gefittet. An den Nullstellen gelten die Gleichungen (2.6) und (2.7) aus denen sich die EB- und Koerzitivfeldstärke bestimmen lassen.

***Kerr-Winkel Messung:***

Zur Bestimmung des Kerr-Winkels wurde der Detektor samt Wollaston-Prisma gedreht. Dadurch ändert sich die Intensität der beiden aus dem Prisma laufenden Strahlen, bis einer der Strahlen verschwindet. Das Magnetfeld wird umgepolt und der Detektor erneut bis zum Nullsignal einer Diode gedreht. Die Schritte, die dabei zur Drehung erforderlich sind, werden gezählt und in Grad umgerechnet. Die Hälfte des gedrehten Winkels entspricht dem Kerr-Winkel.

***Homogenitätsmessung:***

Der Probenhalter kann in der horizontalen Ebene mittels Motoren verschoben werden. So kann automatisiert ein Raster abgefahren werden. Wird an jedem Punkt des Rasters eine Hysteresekurve gemessen und die Messwerte  $H_C$  und  $H_{EB}$  in einem Falschfarbenbild aufgetragen, so kann die Homogenität der Probe geprüft werden.

### 3.4. Reflektionsaufbau

Der Reflektionsaufbau wurde dazu genutzt, den MOKE unter verschiedenen Einfallswinkeln des Lichts zu messen. Der Aufbau ist ähnlich des L-MOKE-Messplatzes, allerdings horizontal aufgebaut und mit einem schwenkbarem Detektorarm ausgestattet (siehe Abbildung 3.3). Damit ein Winkelbereich abgefahren werden kann, ist die Probe auf einem Motor gelagert. Der Laserstrahl wird durch einen Polarisator s- oder p-polarisiert. Nach der Reflexion an der Probe fängt ein Linsensystem den Strahl ein und lenkt ihn auf den Detektor. Die Linsen können den Strahl in einem Winkelbereich von 10 – 12 Grad einfangen.<sup>[Müg12]</sup> Um einen größeren Winkelbereich abzudecken muss der Detektorarm verschoben werden. Dadurch kann ein Winkelbereich von ca. 22 – 61 Grad zur Probenoberfläche vermessen werden. Größere und kleinere Winkel zu messen, ist aufgrund der Geometrie des Aufbaus und des Probenhalters nicht möglich. Polarisator 2 dient als Analysator.

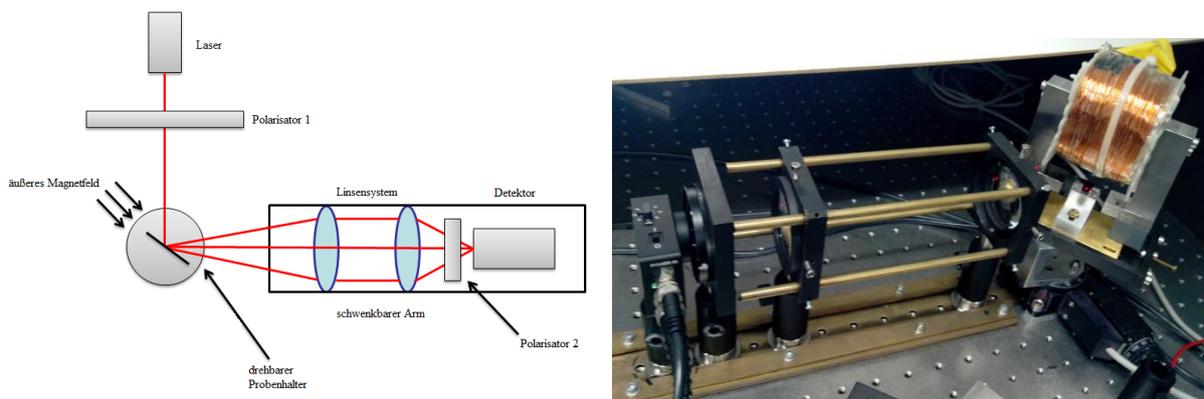


Abb. 3.3: Schematischer Aufbau (linkes Bild) und reeller Detektorarm (rechtes Bild) des MOSPR-Messplatzes.<sup>[Müg15]</sup>

Zum Messen wurde zunächst ohne den zweiten Polarisator die Reflektivität  $A_N$  der Probe winkelabhängig bestimmt ( $A_N = \sqrt{I_N}$ ). Anschließend wurde der Polarisator eingebaut und die Intensität in Abhängigkeit des Magnetfelds gemessen. Dabei ist die Abschwächung der Intensität zu beachten, welche im Verstärkungsfaktor am Detektor und später in der Rechnung zu berücksichtigen ist. Außerdem ist zur Rechnung die Maximalintensität  $I_{tot}$  notwendig. Diese wird durch Totalreflektion an einem Prisma bestimmt.

Um die Kerr-Amplitude zu bestimmen wird folgende Rechnung vollzogen:

Es gilt für die Intensitäten der beiden Äste der Hysterese:

$$I_1 = (A_N \sin(\alpha) + A_K \cos(\alpha))^2 + I_0 \quad (3.2)$$

$$I_2 = (A_N \sin(\alpha) - A_K \cos(\alpha))^2 + I_0 \quad (3.3)$$

, wobei  $\alpha$  den Analysatorwinkel darstellt.

Aus dem Mittelwert der Intensitäten ergibt sich für  $A_N \gg A_K$ :

$$\sqrt{\frac{I_1 + I_2}{2I_{tot}}} \approx A_N \sin \alpha \quad (3.4)$$

, woraus sich der Analysatorwinkel  $\alpha$  bestimmen lässt.

Aus der Differenz der Intensitäten:

$$\Delta I = 2A_N A_K \sin(2\alpha) \quad (3.5)$$

folgt für die Kerr-Amplitude:

$$A_K = \frac{\Delta I}{2A_N \sin(2\alpha)} \quad (3.6)$$

Um das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erreichen, sollte der Analysatorwinkel bei

$$\tan \alpha_{opt} = \sqrt{\frac{A_K^2 + I_0}{A_N^2 + I_0}} \quad (3.7)$$

gewählt werden. So erhält man einen Kontrast  $C_{opt}$  von:<sup>[HS98]</sup>

$$C_{opt} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \frac{A_K}{\sqrt{A_K^2 + I_0}} \quad (3.8)$$

### 3.5. Rasterkraftmikroskop

Um die Rauigkeiten verschiedener Substrate miteinander zu vergleichen, wurden Rasterkraftmessungen durchgeführt. Dazu stand ein Rasterkraftmikroskop der Firma Nanosurf zur Verfügung. Im Wesentlichen besteht ein solches Messgerät aus einer sehr feinen Spitze (wenige Nanometer Spitzendurchmesser), die unter einem Cantilever (Biegebalken) befestigt ist. Ein Laserstrahl wird von oben am Cantilever reflektiert und trifft auf einen Detektor. Dieser besteht aus vier quadratisch angeordneten Dioden. Der Strahl belichtet also alle Dioden gleichmäßig. Wird die Spitze der Probenoberfläche angenähert, so wirken attraktive und repulsive Kräfte. Dadurch biegt sich der Cantilever, wodurch der Strahl auf dem Detektor verschoben wird und sich damit die Intensität auf den Dioden ändert (siehe Abbildung 3.4). Zum Messen kann die Spitze direkt auf die Oberfläche gefahren werden (Kontakt-Modus) oder oberhalb der Probe in Schwingung versetzt werden (Nicht-Kontakt-Modus). Im ersten Fall verbiegen die Kräfte den Cantilever. Im zweiten Fall beeinflussen sie die Resonanzfrequenz der Schwingung. Die Spitze kann mittels Piezoelementen über der Probe verschoben und dadurch eine Fläche vermessen werden. Das resultierende Messsignal wird dann in einem Falschfarbenbild orts aufgelöst angezeigt. Die Messsoftware gibt die Rauigkeit als RMS-Wert (root mean square) aus, die sie über

$$S_q = \sqrt{\frac{1}{MN} \sum_{k=0}^{M-1} \sum_{l=0}^{N-1} (z(x_k, y_l))^2} \quad (3.9)$$

berechnet.<sup>[Nan12]</sup>

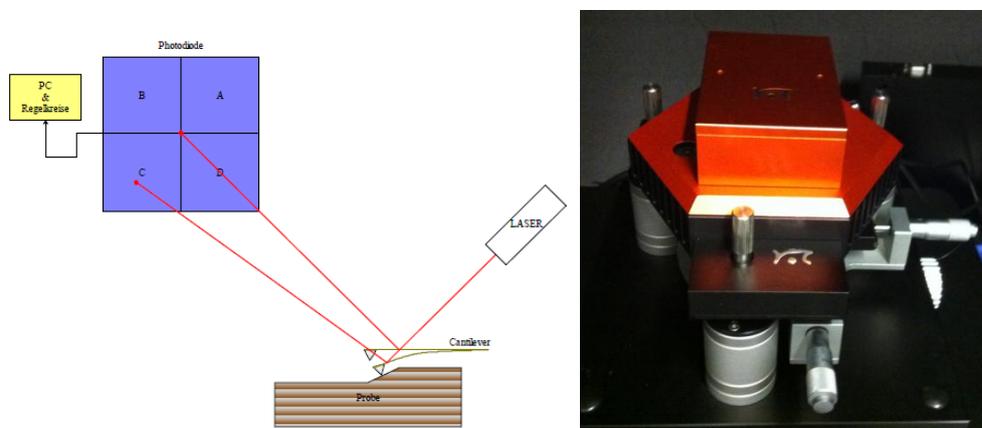


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau eines Rasterkraftmikroskops (linkes Bild)<sup>[Koc13]</sup> und verwendetes Gerät von Nanosurf (rechtes Bild).

## 4. V-MOKE Messplatz

Der apparative Teil der Arbeit bestand darin, den Vektor-MOKE Messplatz wieder herzurichten und zu verbessern. Er basiert auf dem Aufbau aus der Arbeit von Gaul.<sup>[Gau11]</sup> In Abbildung 4.1 sind der vorgefundene und der fertiggestellte Aufbau gezeigt. Mit dem Aufbau ist es möglich, den L- und T-MOKE mit s- oder p-polarisiertem Licht in unterschiedlichen Probenorientierungen zu messen.

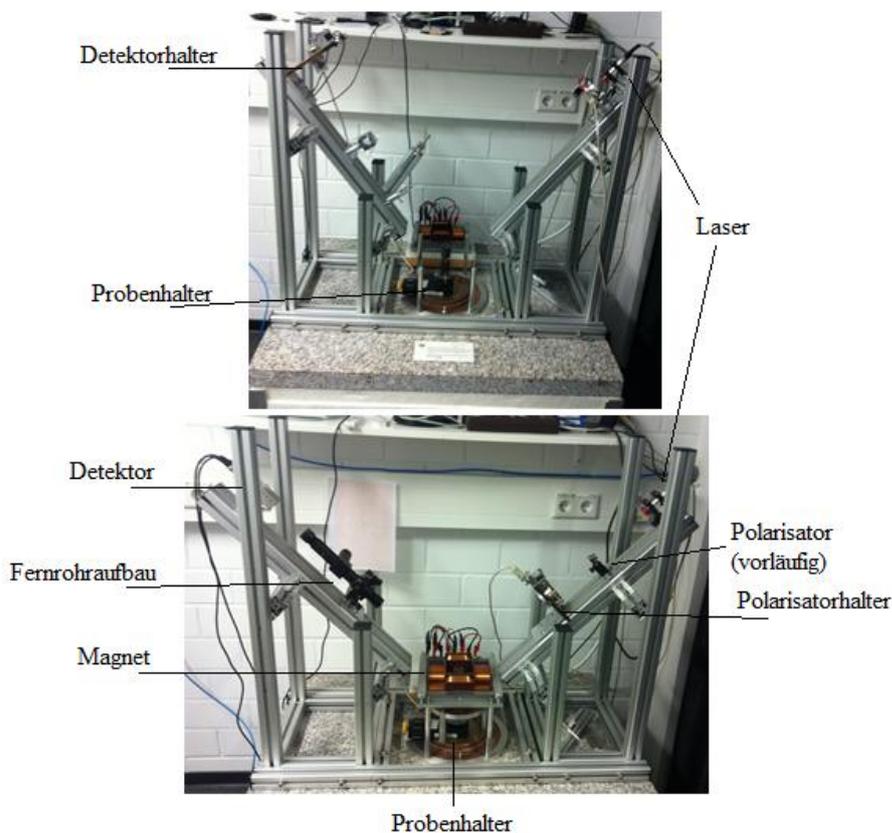


Abb. 4.1: Aufbau des V-MOKEs vor (oberes Bild) und nach (unteres Bild) dem Umbau.

Die Grundkonstruktion mit dem druckluftgedämpften Granittisch wurde beibehalten. Ebenso wurde am Quadrupolmagneten nichts geändert und der 5 mW Diodenlaser blieb erhalten. Der Probenhalter wurde komplett entfernt und durch einen neuen ersetzt. Dadurch war es möglich, den Winkel der Aluminiumschienen von  $52^\circ$  auf  $46^\circ$  relativ zur Oberfläche einzustellen. Dies erhöht das Messsignal, da die Kerr-Amplitude mit flacheren Einfallswinkeln ansteigt (siehe

Kapitel 5.1.4. und 5.2.5.). Der Detektorarm erhielt einen Sammellinsenaufbau ähnlich des Reflektionsmessplatzes mit einem Strahlteiler und einen neuen Detektor. Auf Höhe des Strahlteilers soll zukünftig ein zweiter Detektor angebracht werden. Dies war aus zeitlichen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Zuletzt wurde mit der Software LabView<sup>[Nat09]</sup> ein Messprogramm geschrieben.

## ***4.1. Laser und Polarisatoren***

Als Lichtquelle dient ein 5 mW Diodenlaser mit 635 nm Wellenlänge der Firma Coherent.<sup>[Gau11] [Coh15]</sup>

Um zwischen s- und p-polarisieren Licht einfach umschalten zu können, wird die Halterung des alten Detektors als Polarisator-Halterung verwendet. Da im Gegensatz zum alten Messaufbau der Detektor nun nicht mehr drehbar angebracht sein muss, stand die Halterung zu Verfügung. Damit eine versehentliche Dejustage des Polarisators vermieden wird, wurde der Riemenantrieb durch einem Schnecken-Antrieb ersetzt. Dieser ermöglicht eine genaue Ansteuerung durch den Motor, lässt ein manuelles Verdrehen aber nicht zu. Da aus zeitlichen Gründen die Kalibrierung nicht durchgeführt werden konnte, ist der Polarisator vorläufig statisch eingebaut und muss manuell auf s- oder p-polarisiertes Licht eingestellt werden (siehe Abbildung 4.2).



Abb. 4.2: Laserarm mit Laser, vorläufigen Polarisator und Polarisatorhalterung.

Ein zweiter Polarisator befindet sich unmittelbar vor dem Detektor. Er dient als Analysator und wird manuell eingestellt.

## 4.2. *Quadrupolmagnet*

Am Quadrupolmagneten wurde nichts geändert (siehe Abbildung 4.3). Die vier Magnetspulen sind so angeordnet, dass die jeweils gegenüberliegenden Spulen einen Dipolelektromagneten ergeben. Die anderen beiden sind gerade orthogonal dazu orientiert. Dadurch können zwei voneinander unabhängige homogene Magnetfelder erzeugt werden. Über die trigonometrischen Funktionen können die Magneten so angesteuert werden, dass das durch Überlagerung resultierende Magnetfeld einen bestimmten Winkel einnimmt. Die L-MOKE-Konfiguration ist dabei als  $0^\circ$  definiert. Jeder Dipolmagnet kann Magnetfelder bis zu einer Stärke von 160 mT bei einem Strom von 7 A erzeugen.<sup>[Gau11]</sup>

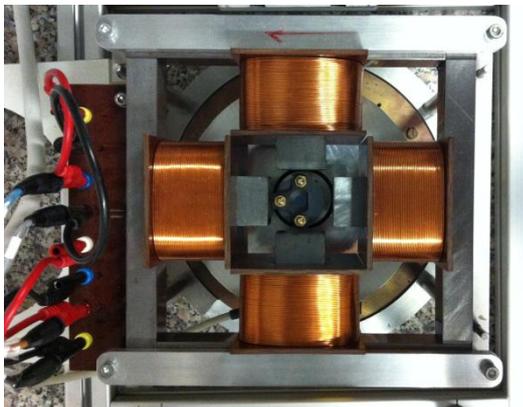


Abb. 4.3: Quadrupolmagnet des V-MOKEs mit Probenhalter zwischen den Polschuhen.

### 4.3. Probenhalter

Um verlässliche Messungen zu erhalten, werden an den Probenhalter mehrere Bedingungen gestellt. Zum einen soll die Probe um die z-Achse rotierbar sein und zum anderen soll immer an derselben Stelle der Probe gemessen werden können. Das bedeutet, dass die Probenoberfläche immer orthogonal zur Einfallsebene stehen und der Messpunkt genau auf der Rotationsachse liegen muss. Damit dies für Proben mit unterschiedlichen Dicken gegeben ist, liegt die Probe auf einem Teller, der mittels einer Schraube von unten gegen die Halterung gedrückt wird. Der Druck verhindert zudem ein Verrutschen der Probe beim Drehen des Probenhalters.

Der neue Probenhalter hat gegenüber dem alten Halter den Vorteil, dass er insgesamt stabiler ist und weniger justiert werden muss. Der alte Probenhalter war über vier Justierschrauben direkt auf dem Goniometer befestigt. Im neuen Aufbau wird das Gewicht von einem auf drei Stützen befestigten Kugellager getragen. Das Goniometer überträgt lediglich die Drehbewegung auf den Probenhalter (siehe Abbildung 4.4).

Damit Proben leicht gewechselt werden können, ist der Probenhalter oberhalb des Kugellagers abnehmbar. Zwei Messingstifte garantieren, dass beim Wiedereinsetzen die Justage erhalten bleibt.

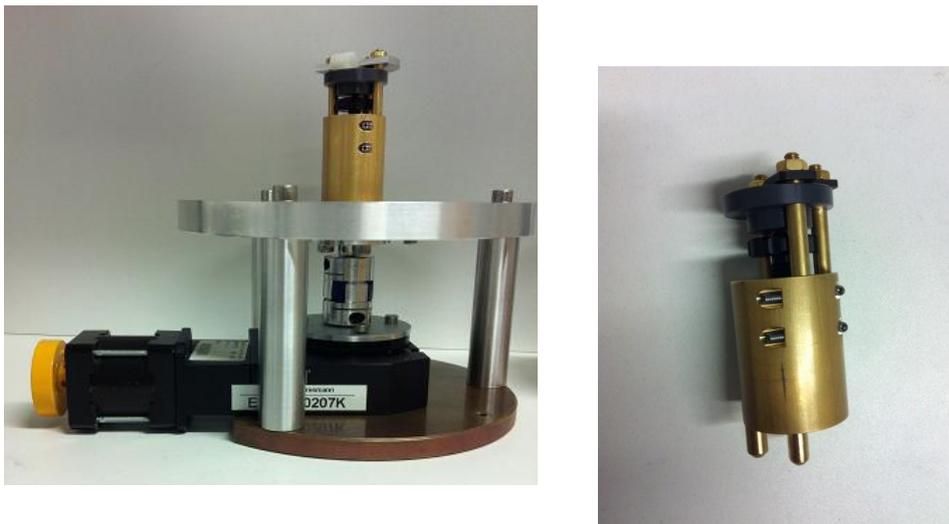


Abb. 4.4: Probenhalter (linkes Bild) und Probenhalterkopf (rechtes Bild).

#### 4.4. Sammellinsenaufbau

Um zu verhindern, dass eine geringe Präzession dazu führt, dass der Strahl die Detektordiode nicht mehr trifft, wurde ein Linsensystem aus zwei plankonvexen Linsen in den Strahlverlauf eingebaut (siehe Abbildung 4.5). Die erste Linse (Brennweite 300 mm) parallelisiert den Strahl und die zweite Linse (Brennweite 100 mm) fokussiert ihn auf die Diode. Zusätzlich befindet sich ein Strahlteiler zwischen den Linsen, an dem in Zukunft ein zweiter Detektorarm angebracht werden soll. Außerdem wurden Blenden eingebaut, um die Präzession abzuschätzen. Die optischen Komponenten stammen von Thorlabs.

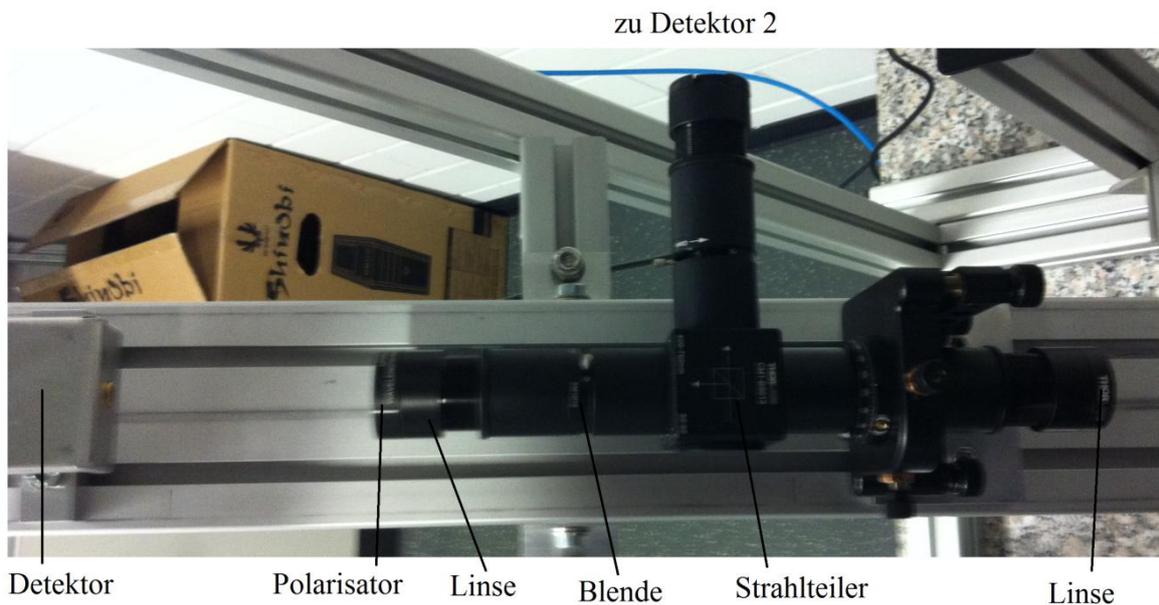


Abb. 4.5: Detektorarm mit Fernrohaufbau und Detektor. Die im Strahlverlauf hinter dem Strahlteiler liegenden Arme des Tube-Systems sind identisch.

## 4.5. Detektor

Da im alten Aufbau, die Detektion mit einem Wollaston-Prisma und zwei Photodioden erfolgte, musste der Detektor drehbar angebracht sein. Das Gewicht der Verkabelung führte bei einer Drehung zu einer ungleichmäßigen Belastung des Motors, was einen Schlupf zu Folge hatte und die Messung ungenau machte. Für den neuen Aufbau wurde daher ein neuer Detektor gebaut (siehe Abbildung 4.6). Dieser besitzt nur eine Photodiode (FDS100 von Thorlabs<sup>[Tho13]</sup>) und ist statisch befestigt. Der Detektor verstärkt zunächst das Signal der Photodiode. Aus diesem Rohsignal wird vom Messrechner ein Offset-Signal generiert und auf den Detektor gegeben. Die Differenz aus Rohsignal und Offset ergibt das Differenzsignal, welches erneut verstärkt wird. Durch dieses Verfahren wird das Rauschen minimiert.

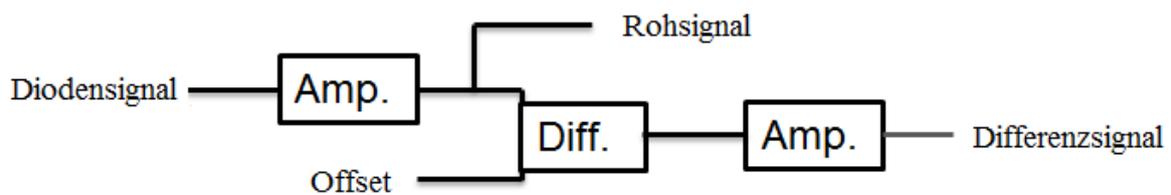


Abb. 4.6: Prototyp und schematische Schaltung des neuen Detektors.

## 4.6. Programm

Zur Ansteuerung des Messgeräts wurde das Programm „VMOKE“ mit der Software LabView<sup>[Nat09]</sup> geschrieben (siehe Abbildung 4.7). Das Programm speichert die Messungen automatisch ab. In der Datei finden sich die Probandaten wie Nutzer, Probenname und Probenstatus (Abbildung 4.7 a)), sowie die Goniometerstellung (Abbildung 4.7 b)) und die gemittelten Messwerte (Abbildung 4.7 e) mit den zugehörigen Spannungen, getrennt nach Hysterese-Ästen wieder.

Das Goniometer wird vor jeder Messung automatisch kalibriert und fährt von dieser Position aus um  $180^\circ$  in die Startposition und anschließend vorwärts oder rückwärts um den angegebenen Winkel. Um Ungenauigkeiten aufgrund des Schlupfes zu vermeiden, fährt es die Zielposition immer vorwärts an. Die Verschiebung der Startposition um  $180^\circ$  zur Kalibrierposition begründet sich darin, dass das Goniometer nicht rückwärts über die Kalibrierposition fahren kann.

Zum Messen muss der Magnetfeldwinkel, die Steuerspannung und die Schleifenanzahl angegeben werden. Null Grad entsprechen einer L-MOKE-Messung (Abbildung 4.7 c)). Die Hysteresen werden einzeln nacheinander (Abbildung 4.7 d)) und gemittelt (Abbildung 4.7 e)) angezeigt.

Zuletzt wird noch ein Fehlerfenster angezeigt (Abbildung 4.7 f)), da es nach dem Starten des Messplatzes hin und wieder zu Verbindungsfehlern zwischen Computer und Goniometer kam. Der Fehler ist vermeidbar, indem das Goniometer vor dem Starten des Computers unter Spannung gesetzt wird und der PC genügend Zeit nach dem Hochfahren hat, bevor „VMOKE“ gestartet wird. Gegebenenfalls muss der PC neugestartet werden.

Neben dem Messprogramm wurden noch zwei weitere Programme geschrieben: „Diode auslesen“ und „Magnetfeld kalibrieren“. Während ersteres dazu dient den Polarisator 2 so einzustellen, dass die Signalstärke im messbaren Bereich liegt, wird letzteres dazu benutzt mit Hilfe einer Hallsonde die Magnetfeldstärke in Abhängigkeit der angelegten Spannung zu bestimmen. Aktuell entspricht eine Spannung von jeweils 5 V einem Magnetfeld von 113 mT in longitudinaler und 115 mT in transversaler Richtung.

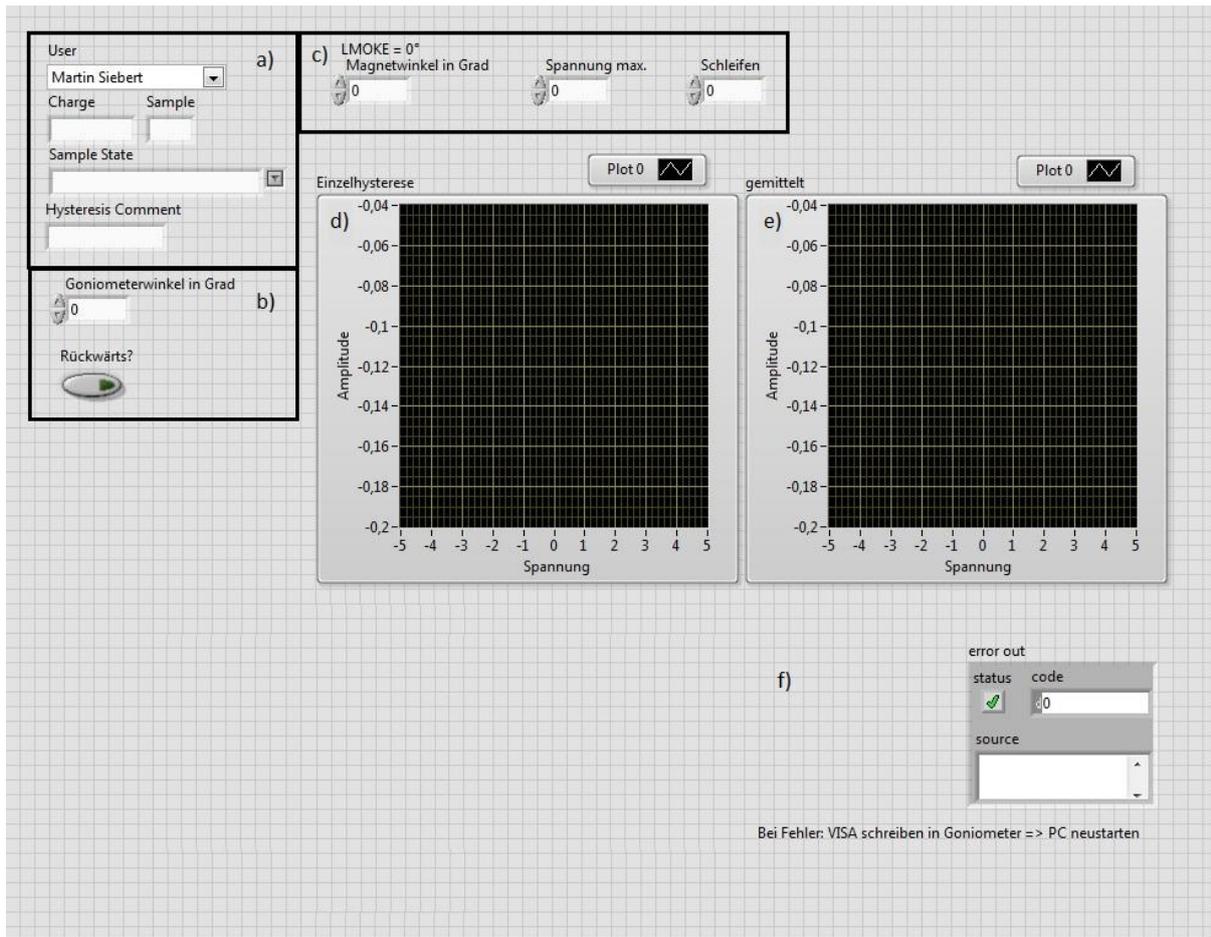


Abb. 4.7: Messprogramm „VMOKE“: a) Probandaten zum Datenbankeintrag, b) Steuerung des Goniometers, c) Messparameter, d) Diode auslesen, e) Anzeige letzter Hysterese, f) Mittelung über bisherige Hysteresen, g) Fehlerausgabe

## 4.7. Testmessung

Um zu zeigen, dass das Gerät funktioniert, wurden Testmessungen durchgeführt. Abbildung 4.8 zeigt den T- und L-MOKE für p- und s-polarisiertes Licht unter verschiedenen Probenorientierungen. Es ist erkennbar, dass die T-MOKE-Messungen ein etwas höheres Rauschen zeigen, als die L-MOKE-Messungen. Insgesamt sind die Messungen allerdings sehr gut. Der neue Detektor ist sehr lichtempfindlich. Daher wird bei einer niedrigen Lichtintensität gemessen und es fallen bereits geringe Streulichtanteile in der Messung auf. Besonders anschaulich lässt sich die Qualität des Aufbaus in Abbildung 4.9 erkennen. Hier ist

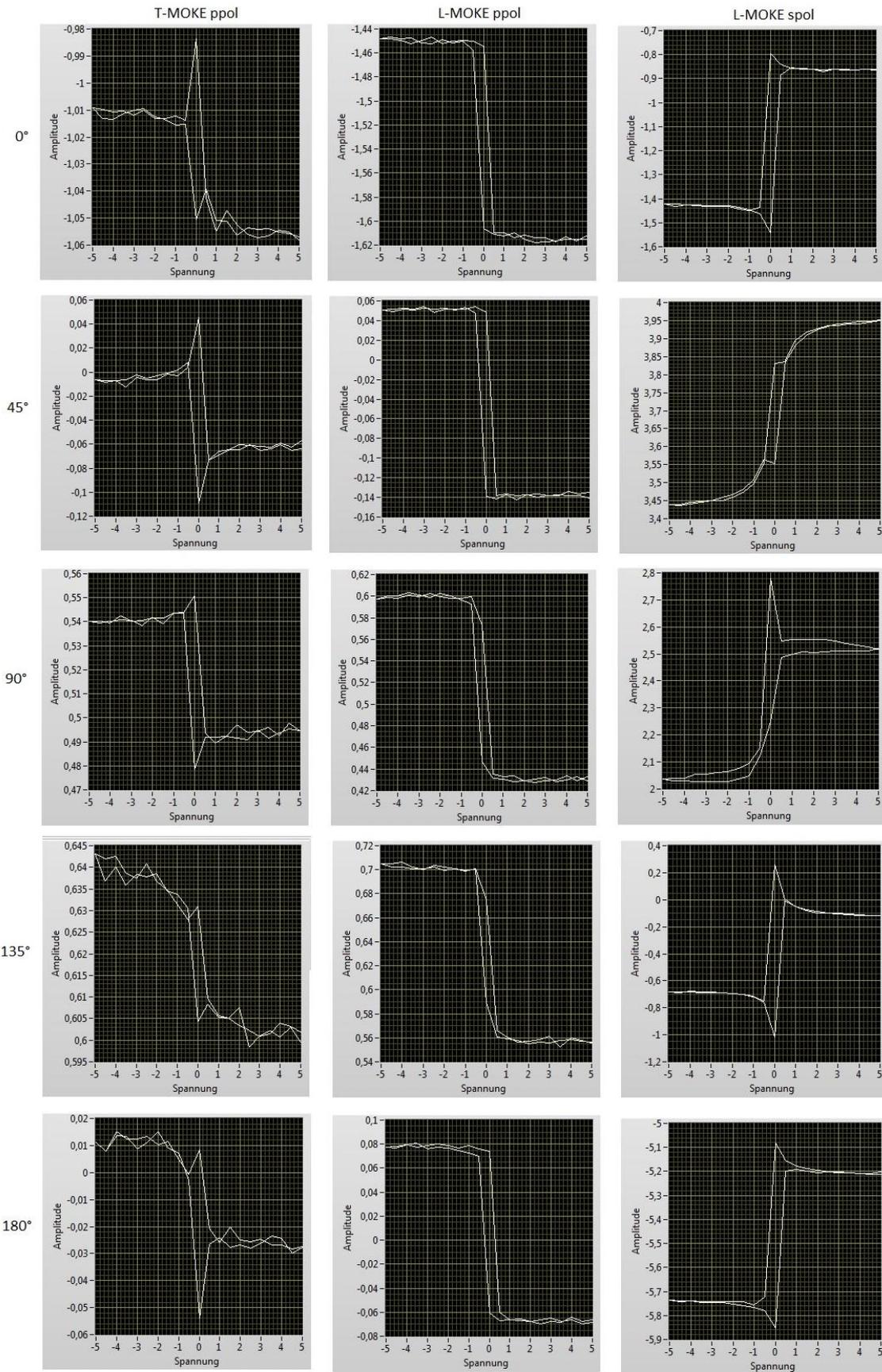


Abb. 4.8: Funktionsüberprüfung des V-MOKEs. Jedes Einzelbild zeigt eine Mittelung über zehn Messungen. Die Winkel am linken Rand bezeichnen den Winkel zwischen leichter Achse und Einfallsebene des Lichts.

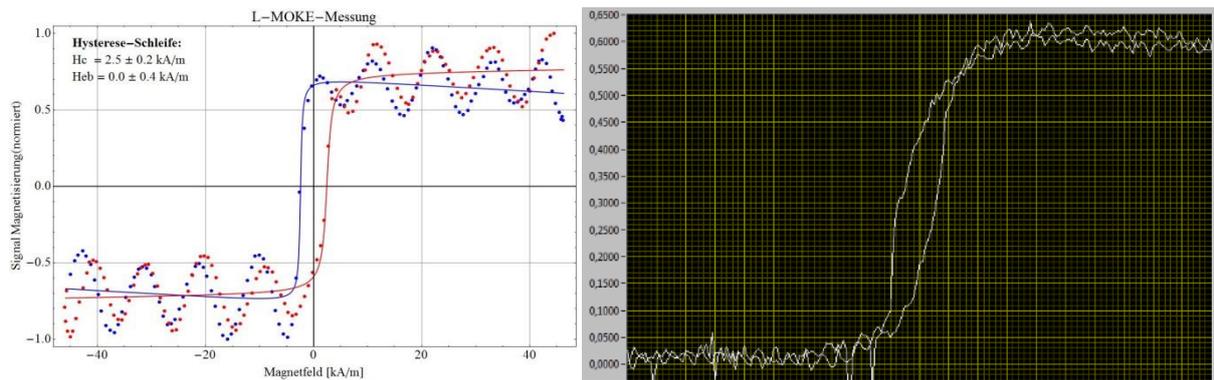


Abb. 4.9: Vergleich zwischen einer Messung im L-MOKE-Messplatz (linkes Bild) mit einer Messung des neuen Detektors (rechtes Bild).

ein Vergleich zwischen einer Messung mit dem neuen Detektor und dem L-MOKE-Messplatz zu sehen. Der neue Detektor ist sehr viel rauschärmer und die beiden Äste laufen in der Sättigung nicht auseinander.

## 5. Ergebnisse

In dieser Arbeit sollten magnetisch strukturierbare Schichtsysteme untersucht werden, mit dem Ziel, sie als Etiketten gegen Produktpiraterie einzusetzen. Da es für eine Anwendung als Etiketten vorteilhaft ist, dass die Systeme mechanisch flexibel sind, musste ein geeignetes Substrat gefunden werden. Außerdem wurde untersucht inwieweit sich die Dicke der Puffer- und der Deckschicht auf die magnetischen und magneto-optischen Eigenschaften auswirkt.

### 5.1. Variation der Kupferschichtdicke

#### 5.1.1. Probenaufbau

Die Kupferschicht dient als Puffer zwischen dem Substrat und den magnetischen Schichten. Da die magnetischen Eigenschaften von der Rauigkeit abhängig sind<sup>[NS99]</sup>, lag die Vermutung nahe, dass die Schichtdicke einen Einfluss haben könnte. Die Rauigkeit beeinflusst das Wachstum der Schichten insoweit, dass sie die Größe der Kristallite einschränkt. Eine Variation der Kristallitgröße hat eine Variation der magnetischen Eigenschaften zur Folge.<sup>[OFV10]</sup> Eine Pufferschicht sollte den Einfluss der Substrat-Rauigkeit verringern. Die Proben sind wie folgt aufgebaut: Glas/Kapton/Cu/IrMn/Co/Au (vgl. Abbildung 5.1 a)).

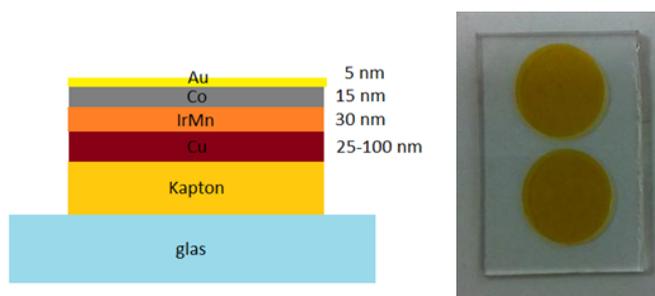


Abb. 5.1: a) Schematischer Probenaufbau, die Kupferschichtdicke variiert (linkes Bild). b) Aufsicht auf eine noch nicht beschichtete Probe (rechtes Bild).

Das Glas dient der Stabilität der Probe und wurde als Vergleichssubstrat herangezogen. Beim Kapton handelt es sich um ein Polyimid, das im Labor als kreisförmige selbstklebende Folie mit 1 cm Durchmesser vorlag. Es hat einen gelblichen Farbton und hält eine Temperatur von 230 °C und kurzzeitig bis 400 °C aus.<sup>[Mül14]</sup> Dadurch ist es möglich Proben aus diesem Material dem Feldkühlprozess zu unterziehen. Es wurden jeweils zwei Aufkleber auf ein Glassubstrat geklebt (vgl. Abbildung 5.1 b)). Dadurch konnte eine Doppelbestimmung bei gleichen Sputterbedingungen durchgeführt werden und an den nichtbedeckten Bereichen zudem der Vergleich zum Glassubstrat herangezogen werden.

Die Kupferschichtdicke wurde von 25 nm bis 100 nm in Abständen von 25 nm variiert. Dabei wurden je zwei Proben identisch hergestellt. Als Antiferromagnet wurde IrMn mit einer Schichtdicke von 30 nm verwendet. Der Ferromagnet besteht aus 15 nm Kobalt und als Oxidationsschutz wurde zuletzt eine 5 nm Goldschicht aufgetragen. Die verwendeten Sputteraten finden sich in Tabelle 3.1 Rate 1.

An den Proben wurden nun Hysteresemessungen durchgeführt. Anschließend durchliefen sie den Feldkühlprozess (vgl. Kapitel 3.2.). Dabei wurden sie auf 300 °C aufgeheizt und nach einer Stunde Plateauzeit auf Raumtemperatur abgekühlt.

### 5.1.2. Hysteresemessungen

Die Proben wurden mit dem L-MOKE-Messplatz sowohl vor (bfc, **b**efore **f**ield **c**ooling) als auch nach (afc, **a**fter **f**ield **c**ooling) dem Feldkühlprozess Hysteresemessungen unterzogen. Jede Probe wurde an zwei verschiedenen Stellen pro Aufkleber und einmal auf Glas gemessen. Aus den gemessenen Hysteresen konnten dann durch Fitten die EB- und Koerzitivwerte bestimmt werden (vgl. Kapitel 3.3.).

Die Werte für das  $H_{EB}$ - und  $H_C$ -Feld sind in Abbildung 5.2 gegen die Kupferschichtdicke aufgetragen.

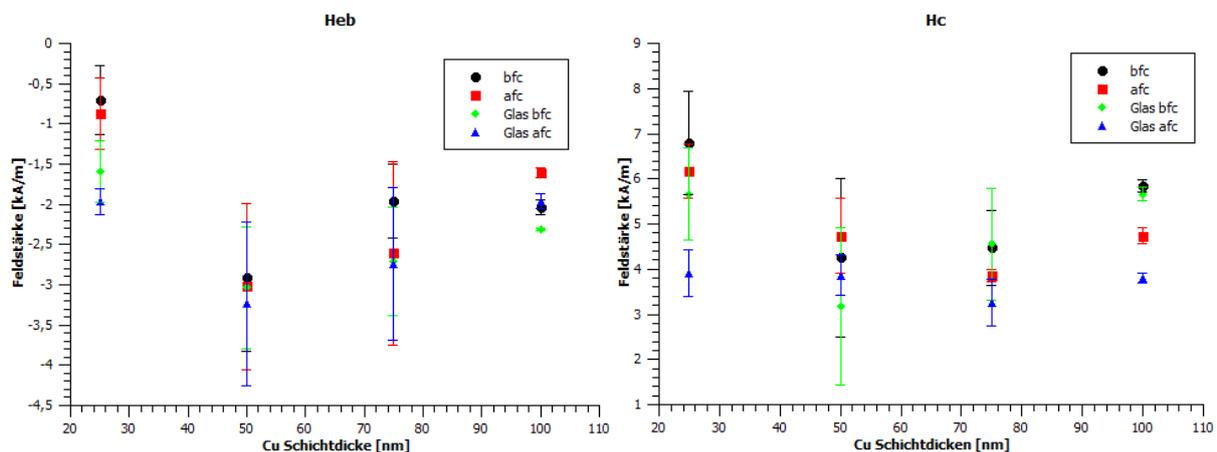


Abb. 5.2: Abhängigkeit der Feldstärke von der Cu-Schichtdicke für EB- (linkes Bild) und Koerzitivfeld (rechtes Bild), jeweils auf Kapton sowie auf Glasoberfläche vor (bfc) und nach (afc) dem Feldkühlprozess.

Leider streuten die Ergebnisse sehr stark, sodass sich kaum eine Abhängigkeit der Felder von der Kupferschichtdicke zeigt. Möglicherweise existiert für das EB-Feld eine kritische Dicke zwischen 25 und 50 nm unterhalb dessen das EB-Feld sich stark und oberhalb schwach verringert. Dies kann daran liegen, dass eine sehr dünne Schicht die Rauigkeit des Substrats nur schlecht ausgleichen kann. Bei dicken Schichten wird vermutlich die Rauigkeit der Kupferschicht aufgrund des Sputterprozesses größer, was wiederum die Kristallitgröße des Antiferromagneten einschränkt. Mit kleiner werdenden Antiferromagnet-Kristalliten sinkt auch das EB-Feld.<sup>[OFV10]</sup> Sicher ist nur, dass die Proben mit 50 nm Kupferschichtdicke die höchsten EB-Felder zeigten.

Desweiteren fällt auf, dass die Glasoberfläche ein höheres EB- und ein niedrigeres Koerzitivsignal liefert. Dies kann an der höheren Rauigkeit des Kaptons liegen (vgl. Kapitel 5.3.4.), die die Felder negativ beeinflusst.<sup>[NS99]</sup> Das würde bedeuten, dass eine höhere Kupferschichtdicke den Einfluss der Kaptonrauigkeit verringert. Ein Blick auf die Messdaten zeigt, dass die Differenz zwischen den Werten für Glas und denen für Kapton bei einer Dicke von 25 nm Kupfer tatsächlich am größten ist.

Auffällig ist, dass das Koerzitivfeld bei den Proben stärker ist, bei denen das EB-Feld schwach ist. Dies ist ebenfalls ein Hinweis auf kleine Korngrößen, da kleine Kristallite nicht zum EB-Feld beitragen.<sup>[OFV10]</sup> Der Vergleich zwischen den Werten vor und nach dem Feldkühlprozess stützt die These der kleinen Kristallite, da der Prozess das EB-Feld nur schwach erhöht und das Koerzitivfeld verringert. Nur Kristallite ab einer bestimmten Größe können durch den Feldkühlprozess ausgerichtet werden und somit zum EB-Feld beitragen. Sind die Kristallite zu klein, sind sie superparamagnetisch und lassen sich nicht ausrichten.<sup>[OFV10]</sup>

Für eine Strukturierung eignen sich diese Systeme leider nicht, da das Koerzitivfeld größer ist, als das EB-Feld. Dadurch wäre es nach dem Ionenbeschuss nicht möglich zwischen den Magnetisierungsrichtungen zu unterscheiden.

### ***5.1.3. Homogenitätsmessung***

Um zu prüfen, ob das Messsignal unabhängig von der Position auf der Probe ist, wurde eine Probe mit 50 nm Kupferschichtdicke einer Homogenitätsmessung (L-MOKE-Messplatz, vgl. Kapitel 3.3.) unterzogen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Es wurde ein Quadrat mit 8 mm Kantenlänge auf der Probe so gewählt, dass es sowohl Kapton als auch Glas umfasst. Die Fläche wurde in 20x20 Pixel eingeteilt, sodass die Abstände der Bildpunkte 0,4 mm auf der Probe entsprechen.

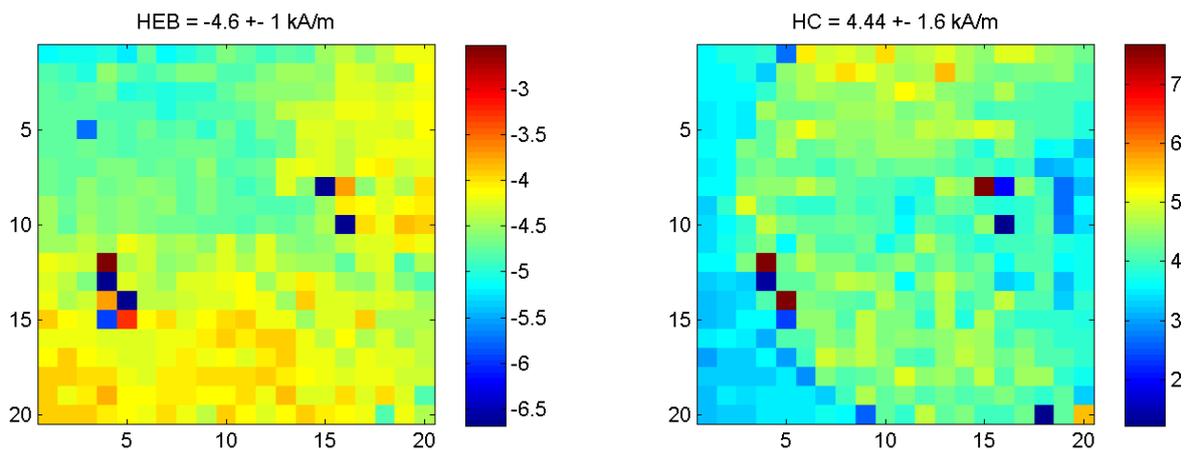


Abb. 5.3: Homogenitätsmessung einer Probe mit 50 nm Kupfer. Gezeigt sind EB-Feld (linkes Bild) und Koerzitivfeld (rechtes Bild). Beim Koerzitivfeld ist am linken Bildrand die Kante des Kaptonlayers erkennbar.

Die Messung zeigt, dass die Probe sehr homogen ist. Beim EB-Feld ist kein Unterschied zwischen Glas- und Kapton-Substrat erkennbar. Beim Koerzitivfeld dagegen schon. Dies deckt sich auch mit den Ergebnissen der Hysteresemessungen. Außerdem ist erkennbar, dass die Messfehler hauptsächlich an der Kante des Kapton-Aufklebers auftreten.

#### 5.1.4. Winkelabhängigkeit der Kerr-Amplitude

Zur Untersuchung der magneto-optischen Eigenschaften sollte die Kerr-Amplitude relativ zum Einfallswinkel des Lichts bestimmt werden. Hierzu wurde der Reflektionsaufbau mit s-polarisiertem Licht genutzt. Da der Probenhalter nicht auf Glassubstrate ausgelegt ist, mussten zunächst die Kaptonpads auf Silizium übertragen werden.

In Abbildung 5.4 sind die Ergebnisse aufgetragen. Da nicht über den gesamten Bereich von 29 – 68 Grad durchgängig gemessen werden kann, wurde der Messbereich in vier teilweise überlappenden Positionen eingeteilt.

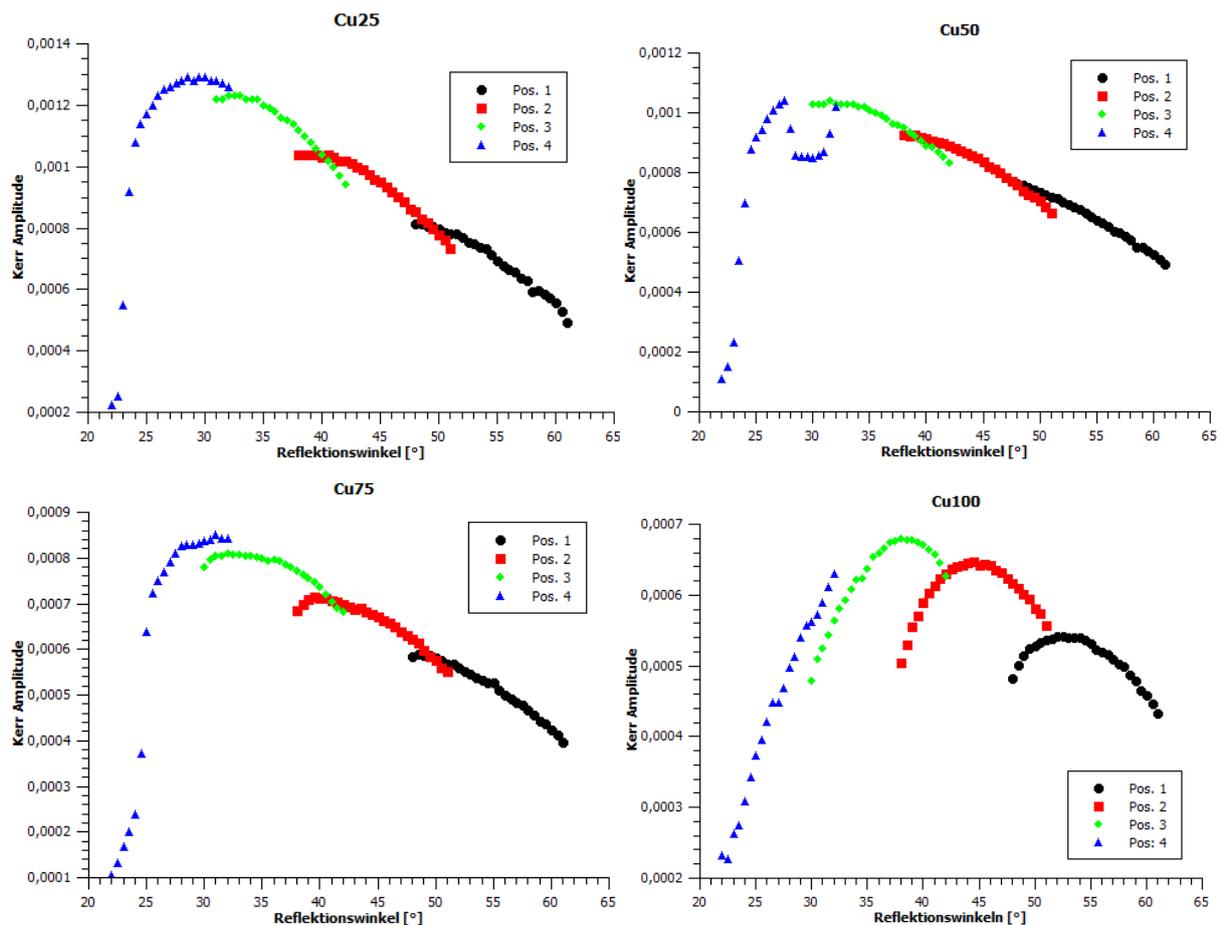


Abb. 5.4: Kerr-Amplituden in Abhängigkeit des Reflektionswinkels relativ zu Oberfläche.

Als Erstes ist zu erkennen, dass die Kerr-Amplitude mit flacheren Einfallswinkeln größer wird. Bei sehr flachen Winkeln fällt das Signal aber sehr stark ab. Das hat vor allem mit dem Aufbau des Messplatzes zu tun, da bei sehr flachen Winkeln die Polschuhe oder der Probenhalter in den Strahlverlauf geraten können. Den Werten für sehr flache Einfallswinkel (unter 25 °) ist daher nicht zu vertrauen.

Zudem beeinflussen die Linsen das Messsignal. Da sie in der Nähe des Magneten angebracht sind, wirkt hier der Faraday-Effekt. Die am Rand der Linsen einfallenden Strahlen erfahren dadurch eine Abschwächung der Kerr-Amplitude. Daher fallen alle Kurven der einzelnen Positionen an ihren Enden ab. Bei der Probe mit 100 nm Kupfer ist dies besonders deutlich zu sehen.

Vergleicht man die Kerr-Amplituden relativ zur Kupferschichtdicke miteinander, so fällt auf, dass sie mit steigender Dicke abnimmt. Eine Erklärung könnte sein, dass die Kupferschicht das Wachstum des Ferromagneten beeinflusst. Der Effekt wurde in einem anderen

Schichtsystem ebenfalls beobachtet.<sup>[RBF13]</sup> Außerdem verschiebt sich das Maximum der Kerr-Amplitude mit steigender Kupferschichtdicke zu steileren Einfallswinkeln.

## 5.2. Variation der Siliziumschichtdicke

### 5.2.1. Probenaufbau

Da die bisherigen Proben nur eine geringe Intensität des Messstrahls lieferten, wurde bei den folgenden Proben die Goldschicht durch Silizium ersetzt. Dies hat den Vorteil, dass in der Schicht Interferenzeffekte auftreten, durch die das Signal verstärkt wird (vgl. Kapitel 2.7.). Da dieser Effekt Schichtdickenabhängig ist, wurde die Dicke von 12,5 bis 27,5 nm in 2,5 nm Schritten variiert. Später wurde die Messreihe um weitere Proben mit Dicken von 30 bis 70 nm in 5 nm Schritten erweitert und eine Referenzprobe von 20 nm Siliziumdicke erstellt.

Bei der Kupferschichtdicke wurde sich aufgrund der vorherigen Ergebnisse für 50 nm entschieden. Alle anderen Parameter wurden gleich gehalten. Es ergibt sich folgender Aufbau: Glas/Kapton/Cu/IrMn/Co/Si. Die verwendeten Sputteraten finden sich in Tabelle 3.1 Rate 2 (Proben mit Si: 12,5 -27,5 nm) und Rate 4 (Proben mit Si: 30 – 70 nm). Aufgrund der hohen Probenanzahl wurde für jede Dicke nur eine Probe mit je zwei Kapton-Pads erstellt. Der Probenaufbau ist noch einmal in Abbildung 5.5 dargestellt.

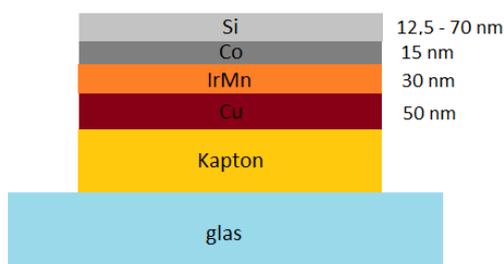


Abb. 5.5: Schematischer Probenaufbau, die Siliziumschichtdicke variiert.

Nach der Herstellung wurden diese Proben ebenfalls vor und nach dem Feldkühlen (vgl. Kapitel 3.2.) Hysteresemessungen unterzogen (vgl. Kapitel 3.3.). Der Feldkühlprozess wurde bei 300 Grad mit einer Stunde Plateauzeit und anschließender Kühlung durchgeführt.

### 5.2.2. Hysteresemessungen

Die Vorgehensweise ist identisch mit der vorherigen Probenreihe (vgl. Kapitel 5.1.2.). Jede Probe wurde einmal auf Glas und zweimal pro Kapton-Pad an unterschiedlichen Stellen gemessen. Aus den Hysteresen wurden die EB- und Koerzitivwerte ermittelt und in Abbildung 5.6 dargestellt. Dabei wurde zwischen Glas und Kapton, sowie zwischen vor und nach dem Feldkühlen unterschieden.

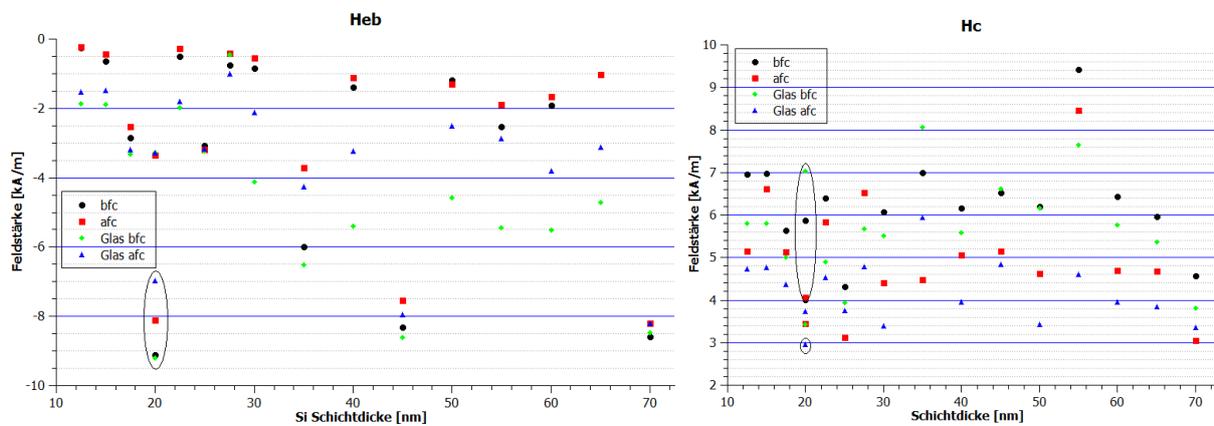


Abb. 5.6: Abhängigkeit der Feldstärke von der Si-Schichtdicke für EB- (linkes Bild) und Koerzitivfeld (rechtes Bild), jeweils auf Kapton sowie auf Glasoberfläche vor (bfc) und nach (afc) dem Feldkühlprozess. Die umkreisten Werte sind aus der zweiten Charge.

Es ist keine Schichtdickenabhängigkeit zu erkennen. Die Glaswerte weisen auch hier ein höheres EB-Feld und niedrigeres Koerzitivfeld auf, was wahrscheinlich an der höheren Rauigkeit des Kaptons liegt (vgl. Kapitel 5.1.2. und 5.3.4.). Die Rauigkeit schränkt das Wachstum der antiferromagnetischen Kristallite ein, was ein verringertes EB-Feld zur Folge hat.<sup>[OFV10]</sup> Der Feldkühlprozess verringert das Koerzitivfeld, allerdings verringert er auch das

EB-Feld. Auffällig ist aber, dass gute Proben mit hohem EB-Feld auch ein niedriges Koerzitivfeld haben und sich bei ihnen das EB-Feld durch den Feldkühlprozess nur schwach verringert, was auf kleine Kristallite schließen lässt (vgl. Kapitel 5.1.2.).<sup>[OFV10]</sup> Bemerkenswert ist, dass die sehr guten Proben in einem regelmäßigen Abstand von 25 nm auftreten. Da dies allerdings nur drei Proben umfasst, kann es ebenso nur Zufall sein.

Die zweite Charge (Siliziumdicke 30 bis 70 nm) zeigt höhere EB-Felder, als die erste, welche ähnliche Werte hat, wie die Proben mit Golddeckschicht. Die Ursache dafür ist wahrscheinlich eine fehlerhafte Sputterratenbestimmung des Kobalts. Bei den Proben mit Golddeckschicht und der ersten Charge wurde mit einer Rate von 1,11 nm/min gearbeitet, während bei der zweiten Charge eine Rate von 1,7 nm/min verwendet wurde. Ein Vergleich mit älteren Ratenbestimmungen lässt vermuten, dass der Wert 1,7 nm/min vertrauenswürdiger ist, da diese ebenfalls im Bereich 1,7 nm/min liegen. Aus der Sputterrate und der gewünschten Schichtdicke wird die erforderliche Sputterzeit errechnet. Eine falsch niedrige Sputterrate führt so zu einer längeren Sputterzeit und dadurch zu dickeren Schichten. Mit steigender Schichtdicke des Ferromagneten verringert sich das EB-Feld.<sup>[NS99]</sup> Auffällig war, dass die Proben mit einer Schichtdicke von über 40 nm an der x-Achse gespiegelte Hysteresen zeigten. Der Effekt wird in Kapitel 5.3.2. näher erläutert.

Der signalverstärkende Effekt des Siliziums lässt sich beim Vergleich der Hysteresekurven gut erkennen. Abbildung 5.7 zeigt jeweils eine typische Hysterese für eine Probe mit Golddeckschicht und einer Probe mit Siliziumdeckschicht.

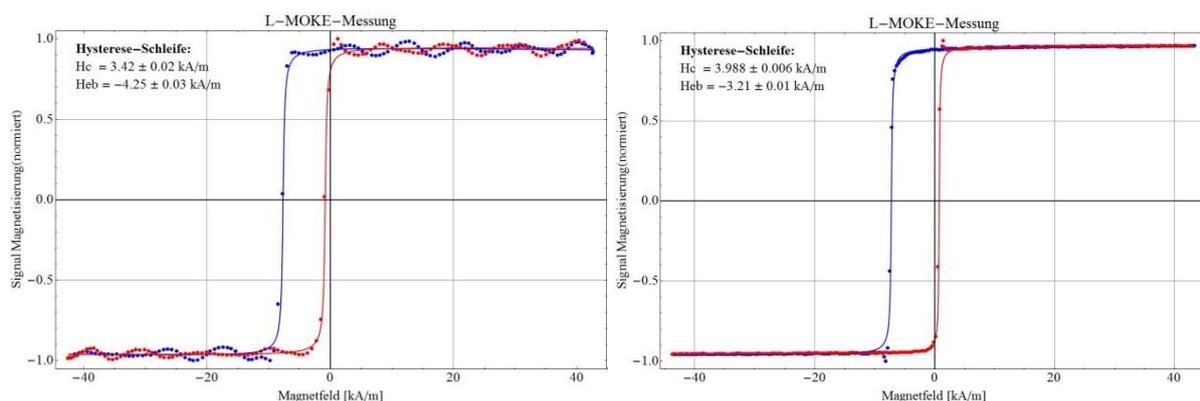


Abb 5.7: Normierte Hysteresen einer typischen Probe mit Golddeckschicht (linkes Bild) und einer Probe mit Siliziumdeckschicht (rechtes Bild).

Aufgrund der höheren Intensität des Messsignals beim Verwenden einer Siliziumdeckschicht ist nahezu kein Rauschen zu erkennen. Die Signalstärke der mit Gold beschichteten Proben ist deutlich geringer. Dadurch haben äußere Effekte einen größeren Einfluss, was sich durch ein höheres Rauschen im Bereich der Sättigungsmagnetisierung zeigt.

### 5.2.3. Homogenitätsmessungen

Bei diesen Proben wurden ebenfalls stichpunktartig Homogenitätsmessungen (vgl. Kapitel 3.3.) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt. Da bei diesen Proben das Glassubstrat größer war und die Bewegung des xy-Tisches zwischen den Polschuhen beschränkt ist, konnte nur ein Quadrat von 4 mm Kantenlänge vermessen werden. Die Fläche wurde in 20x20 Pixel eingeteilt. Die höhere Auflösung verglichen mit Abbildung 5.3 macht sich durch eine höhere Anzahl Messfehler an der Kante des Kapton-Aufklebers bemerkbar.

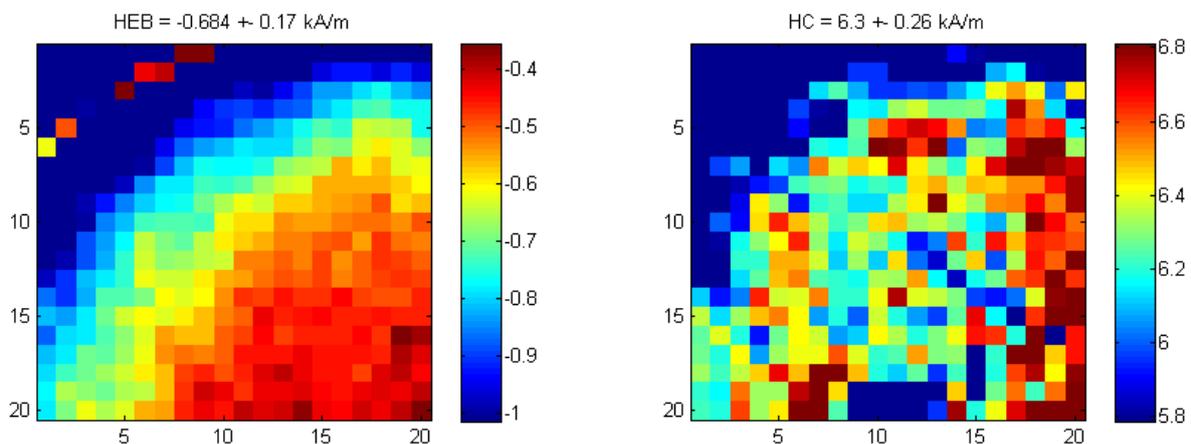


Abb. 5.8: Homogenitätsmessung der Probe mit 15 nm Si. Gezeigt sind EB-Feld (linkes Bild) und Koerzitivfeld (rechtes Bild). Zu sehen ist ein Viertel eines runden Kaptonlayers, sowie ein Teil der Glasoberfläche (linke obere Ecke).

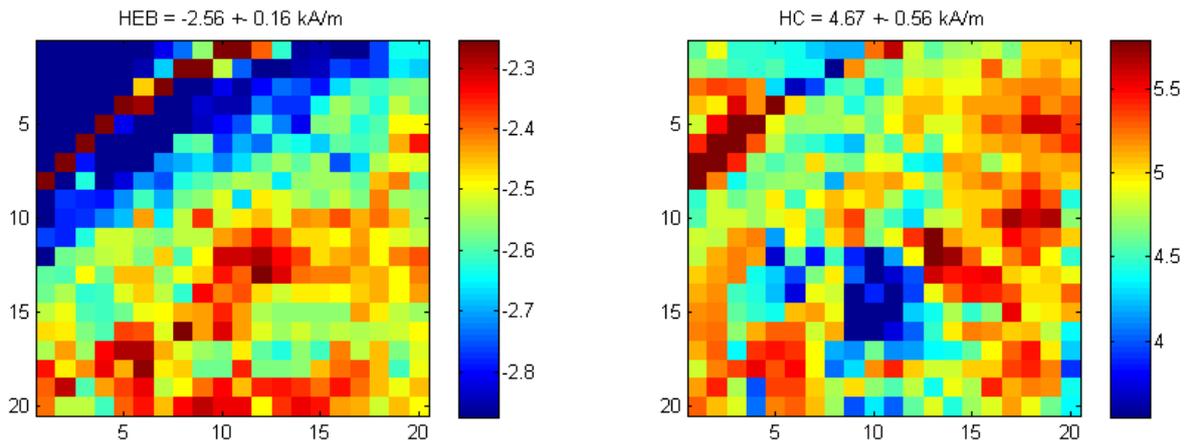


Abb. 5.9: Homogenitätsmessung der Probe mit 17,5 nm Si. Gezeigt sind EB-Feld (linkes Bild) und Koerzitivfeld (rechtes Bild). Zu sehen ist ein Viertel eines runden Kaptonlayers, sowie ein Teil der Glasoberfläche (linke obere Ecke).

Abbildung 5.9 zeigt, dass die Probe sehr homogen ist. Zwar liefert das Glas höhere und gleichmäßigere EB-Werte, die Koerzitivfelder sind aber ähnlich. In Abbildung 5.8 ist dagegen ein inhomogenes Verhalten des EB-Feldes zu erkennen. Während am Rand des Kapton-Aufklebers die Werte ähnlich hoch wie die Glaswerte sind, nehmen sie zur Mitte hin ab. Mit dieser Beobachtung lässt sich ein ähnliches Verhalten im EB-Feld der Abbildung 5.9 erahnen. Da dieser Effekt sehr gleichförmig und symmetrisch zur Kante des kreisförmigen Kapton-Aufklebers verläuft, beeinflusst wahrscheinlich die Kante das Wachstum der Schichten. Führt dies dazu, dass Schichten in der Mitte des Aufklebers eine andere Dicke haben als am Rand, resultiert dies in verschiedenen EB-Werten. Demnach führt den Ergebnissen aus Abbildung 5.2 zu Folge eine dickere Kupferschicht zu geringeren EB-Werten. Ein dickerer Ferromagnet hat die gleiche Wirkung zur Folge.<sup>[NS99]</sup>

## 5.2.4. Kerr-Winkel-Messungen

Aufgrund des Interferenzeffektes der Siliziumdeckschicht war es möglich Kerr-Winkel-Messungen mit dem L-MOKE-Messplatz an den Proben vorzunehmen. In Abbildung 5.10 sind die Kerr-Winkel der ersten Charge gegen die Siliziumschichtdicke aufgetragen.

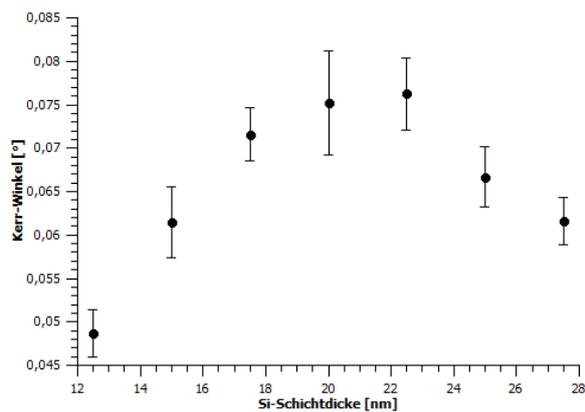


Abb. 5.10: Kerr-Winkel in Abhängigkeit der Siliziumschichtdicke der ersten Charge.

Die Messungen zeigen, dass der Kerr-Winkel mit Erhöhung der Siliziumschichtdicke ein Maximum bei 20 bis 22,5 nm Schichtdicke durchläuft. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Messungen von Mücklich, die in Abbildung 5.11 dargestellt sind. Zudem passen sie gut zur Simulation.

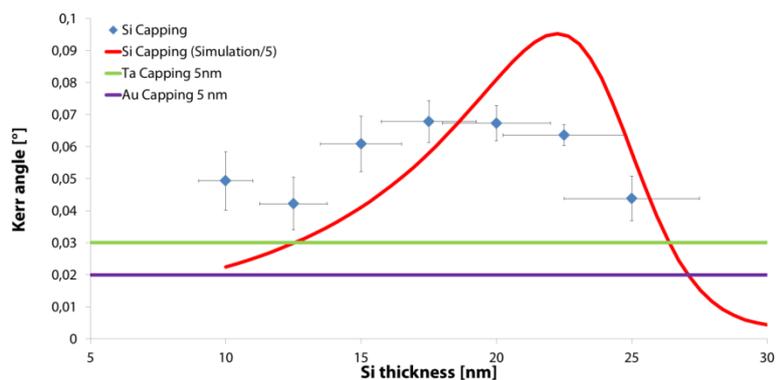


Abb. 5.11: Messung und Simulationen der Schichtdickenabhängigkeit des Kerr-Winkels.<sup>[Müg15]</sup>

Ausgehend vom experimentellen Nachweis des Befundes der Simulation sollte untersucht werden, ob der Kerr-Winkel mit zunehmender Schichtdicke einen Vorzeichenwechsel erfährt. Daher wurde eine zweite Charge Proben hergestellt. Die Kerr-Winkel der neuen Proben wurden bestimmt und in Abbildung 5.12 geplottet.

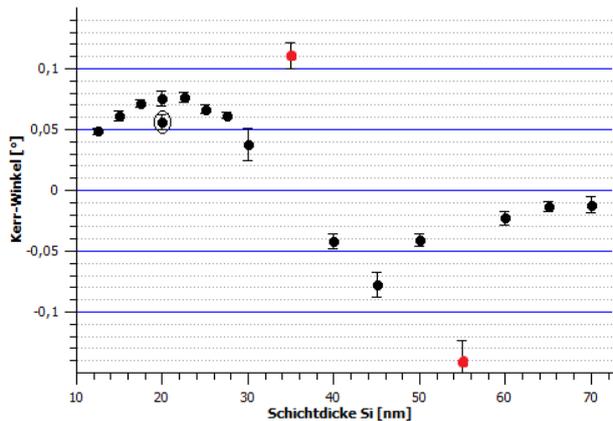


Abb. 5.12: Kerr-Winkel in Abhängigkeit der Siliziumschichtdicke. Der umkreiste Wert ist Teil der zweiten Charge.

Die Messungen bestätigen die Vermutung des Vorzeichenwechsels. Zudem fiel auf, dass die Hysteresen bei Proben über 40 nm Siliziumdicke spiegelverkehrt waren (vgl. Kapitel 5.3.2. und Abbildung 5.17). Nahezu symmetrisch ist ein betragsgleiches Minimum bei einer Dicke von 45 nm zu erkennen. Bei weiterer Erhöhung der Schichtdicke nähern sich die Werte asymptotisch der Null an. Die Ursache für den Vorzeichenwechsel ist ein Interferenzeffekt (vgl. Kapitel 2.7.). Sind die Wellenlänge des Lichts und die Weglänge im durchlaufenen Medium Vielfache voneinander, so kommt es zur konstruktiven Interferenz. Der Effekt ist daher abhängig vom Einfallswinkel, Wellenlänge (vgl. Kapitel 5.2.5.) und Schichtdicke. Liegt bei 22,5 nm Schichtdicke ein Maximum, so ist bei doppelter Dicke ebenfalls ein Extrema zu erwarten. In diesem Fall wird das Licht gerade so verstärkt, dass der Kerr-Winkel negativ wird. <sup>[SSM88][HS98]</sup>

Die Werte bei 35 und 55 nm (rot markiert) scheinen zunächst auf Messfehler zurückzuführen sein, decken sich aber mit den Ergebnissen zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit der Kerr-Amplitude. Da beide Proben einen durch Reflektion von weißem Licht erzeugten Farbverlauf zeigen, der nicht zu den übrigen Proben passt, liegt die Ursache der Abweichung wahrscheinlich in der Probenherstellung. Da die Probe mit 35 nm Schichtdicke an

gegenüberliegenden Ecken verschiedene Farben reflektiert, lag sie wahrscheinlich nicht korrekt im Probenhalter, sodass die Schichtdicke ungleichmäßig wurde. Die Probe mit 55 nm Siliziumschicht sieht dagegen homogen aus, die Farbgebung entspricht aber eher der Probe mit 45 nm Siliziumschicht als denen mit 50 und 60 nm Dicke. Bei einer tatsächlichen Dicke von 45 nm läge der Wert für den Kerr-Winkel im Minimum und ist damit plausibel. Eine Kontrolle der Sputterparameter zeigte keine Auffälligkeit, die die Ursache für die Abweichung erklären würde.

### ***5.2.5. Winkelabhängigkeit der Kerr-Amplitude***

Die Messung der Kerr-Amplitude in Abhängigkeit zum Einfallswinkel des Lichts wurde sowohl für s- als auch für p-polarisiertes Licht durchgeführt. Dabei wurden die Proben der zweiten Charge und die beiden Proben mit 15 und 30 nm Siliziumschichtdicke aus der ersten Charge verwendet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.13 und 5.14 aufgetragen. Zu beachten ist, dass zwischenzeitlich die Software des Messplatzes geändert wurde, sodass der Winkelbereich nun in sieben Teilbereiche eingeteilt ist.

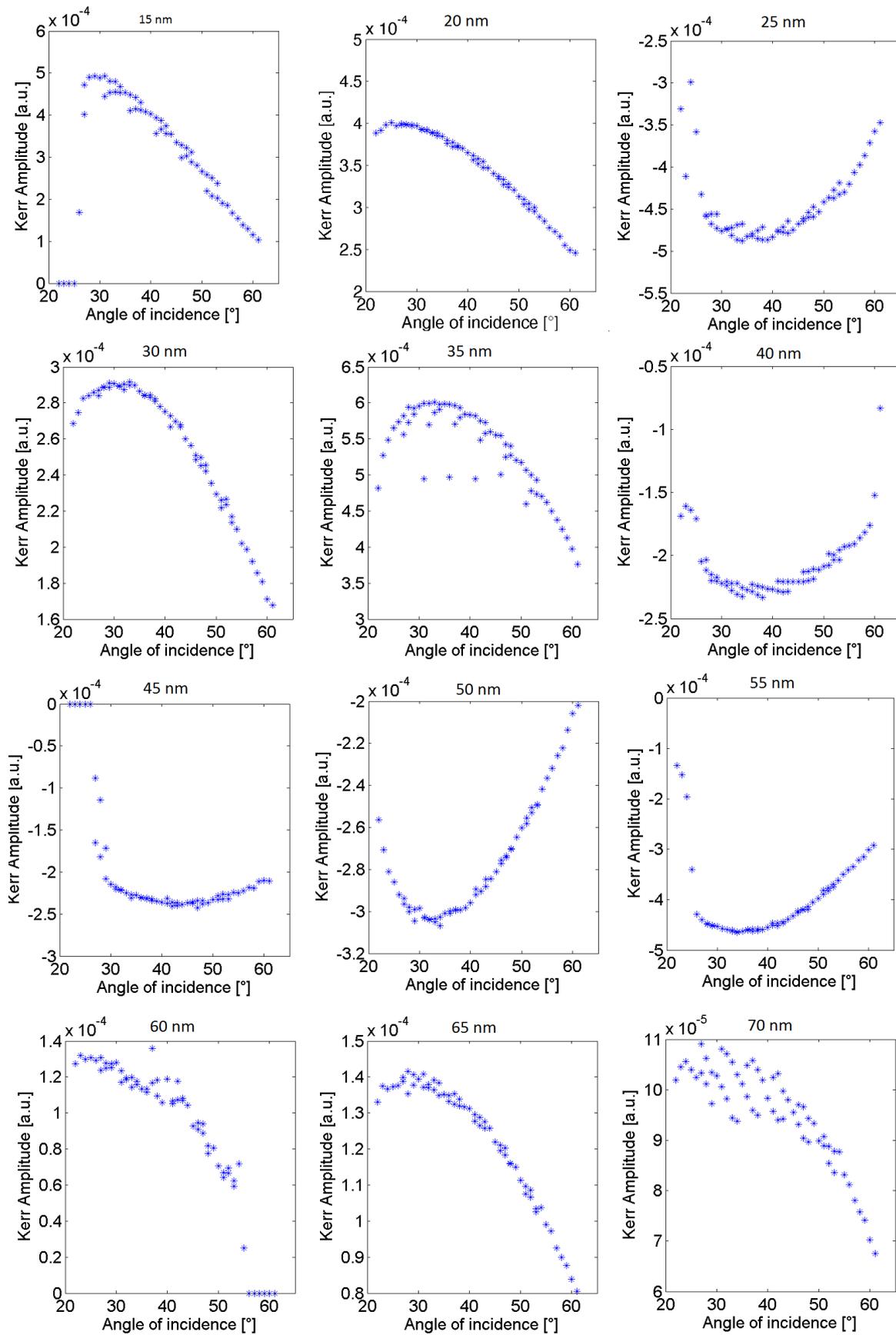


Abb. 5.13: Kerr-Amplitude in Abhängigkeit des Einfallswinkels mit s-polarisiertem Licht für verschiedene Siliziumschichtdicken.

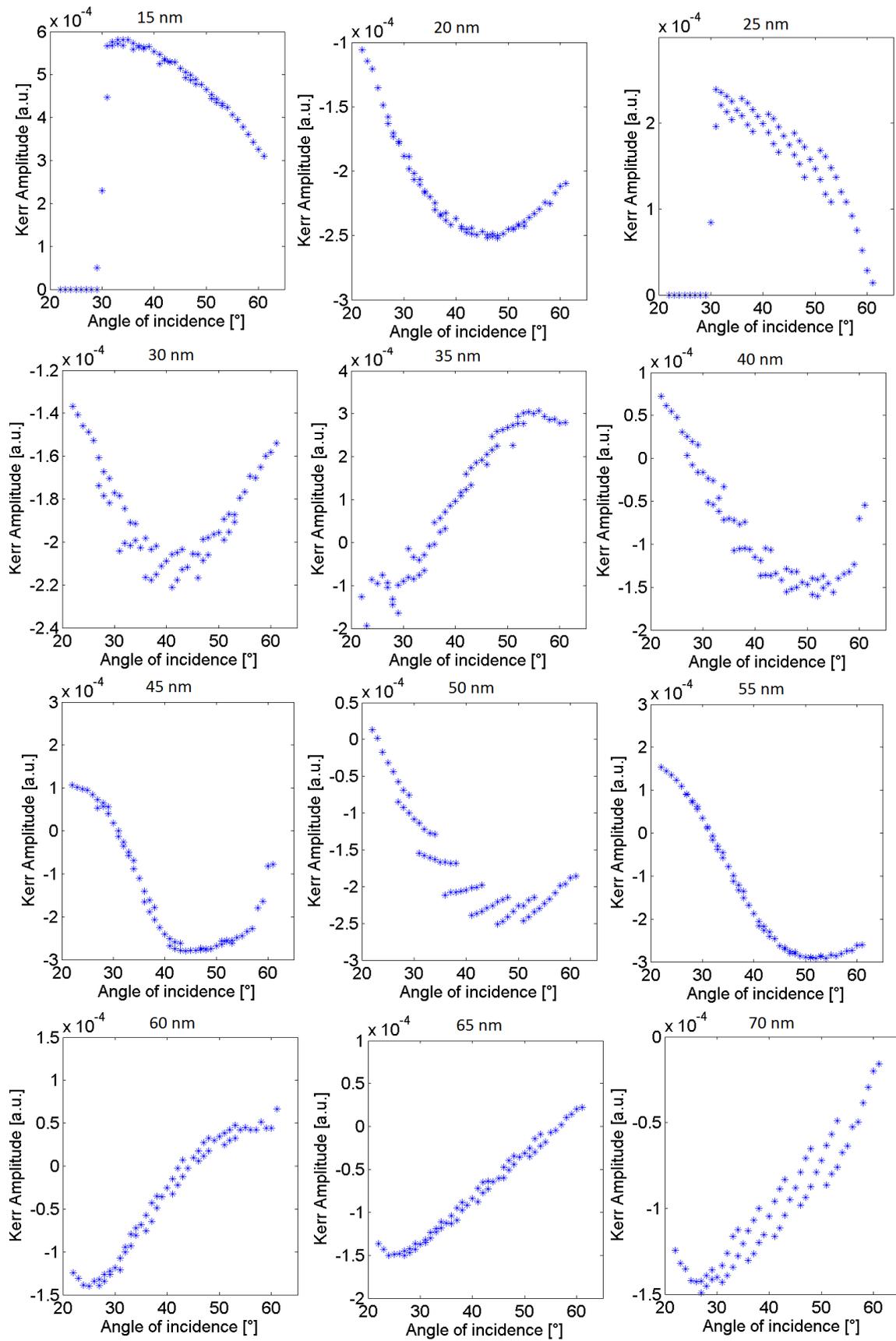


Abb. 5.14: Kerr-Amplitude in Abhängigkeit des Einfallswinkels mit p-polarisiertem Licht für verschiedene Siliziumschichtdicken.

Im Falle des s-polarisierten Lichts ist zu erkennen, dass die Kerr-Amplitude mit steileren Winkeln abnimmt. Dies deckt sich mit den Messungen aus Abbildung 5.4. Werden sich die Kurven in Abhängigkeit zur Siliziumschichtdicke angesehen, so ist erkennbar, dass das Amplitudenmaximum mit steigender Schichtdicke abnimmt und einen Vorzeichenwechsel bei 40 nm erfährt (siehe Abbildung 5.15).

Da sich aus der Kerr-Amplitude durch Division mit der Normal-Amplitude der Kerr-Winkel ergibt, ist auch ein Vergleich mit Abbildung 5.12 möglich. Neben dem Vorzeichenwechsel an gleicher Stelle decken sich auch die beiden ausreißenden Werte bei 35 und 55 nm miteinander. Da bei 20 nm Siliziumdicke die Probe aus der zweiten Charge verwendet wurde, ist der Wert der Kerr-Amplitude niedriger als bei 15 und 25 nm Dicke (vgl. Abbildung 5.12).

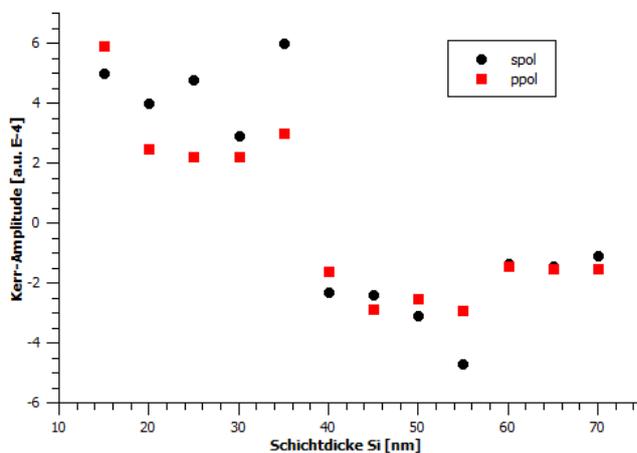


Abb. 5.15: Kerr-Amplitude in Abhängigkeit der Siliziumschichtdicke für s- und p-polarisiertes Licht.

Die Messungen sind abhängig von der Richtung aus der der Polarisator eingestellt wird. Geschieht dies aus der falschen Richtung, so kehrt sich das Vorzeichen der Kerr-Amplitude um. Dies war bei s-polarisiertem Licht bei 25 nm und 60 bis 70 nm, sowie bei p-polarisiertem Licht bei 20 und 30 nm der Fall. In Abbildung 5.15 wurde der daraus resultierende Fehler korrigiert.

Die Kurven, die durch p-polarisiertes Licht entstanden sind, ähneln von 15 bis 30 nm denen des s-polarisierten Lichts. Bei dickeren Siliziumschichten zeigen sie ein anderes Verhalten. Sie ähneln einem Ausschnitt einer Sinuskurve mit einem Wendepunkt und einer Nullstelle. Werden sich die Kurven des s-polarisierten und die des p-polarisierten Lichts bis 30 nm mit der Vorstellung einer Sinuskurve angesehen, so ist es denkbar, dass hier ebenfalls ein Sinus

abgebildet ist, wobei der gemessene Ausschnitt nur den Bereich eines Extrema umfasst. Da es sich um einen Interferenzeffekt handelt und bei diesen der konstruktive Einfluss periodisch mit der Schichtdicke geht, ist eine Sinusfunktion an dieser Stelle nicht abwegig.

### ***5.3. Variation der Substratmaterialien***

#### ***5.3.1. Probenaufbau***

Simulationen und Testmessungen auf Glas zeigten, dass durch sogenanntes „Bottom-up-sputtering“, also die Herstellung der Schichten in umgekehrter Reihenfolge, höhere Kerrsignale erreicht werden können. Zudem ist bei einem solchen Prozess das Schichtwachstum anders, da hier der Antiferromagnet auf dem Ferromagneten wächst. Möglicherweise sind dadurch EB- und Koerzitivfeld anders und es ist eventuell kein Feldkühlprozess nötig. Ein positiver Nebeneffekt ist, dass das Substrat später die Oberseite des Systems ist und die empfindlichen Dünnschichten gegen Verkratzen schützt. Dies ist für eine Anwendung als Etikett von Vorteil.

Das Systems hat folgenden Aufbau: Substrat/Si/Co/IrMn/Au (siehe Abbildung 5.16 linkes Bild). Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Schichtdicken von Kobalt mit 15 nm und Iridium-Mangan mit 30 nm konstant gehalten. Bei Silizium wurde sich aufgrund der vorherigen Ergebnisse für 20 nm entschieden. Die Goldschicht dient ausschließlich als Oxidationsschutz und beträgt 5 nm. Die verwendeten Sputterraten finden sich in Tabelle 3.1 Rate 3.

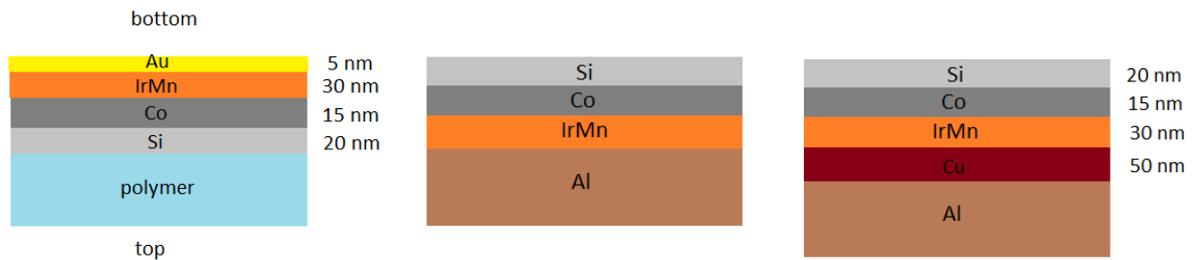


Abb. 5.16: Schematischer Überblick über die Schichtsysteme: Bottom-Up-Aufbau (linkes Bild), auf Aluminium mit (rechtes Bild) und ohne Kupferpuffer (mittleres Bild).

An das Substrat werden daher mehrere Anforderungen gestellt. Es muss flexibel, transparent und zudem hitzestabil sein, sodass es während des Feldkühlprozesses keinen Schaden nimmt. Während die ersten beiden Bedingungen leicht zu erfüllen waren, ist das Angebot für Kunststoffe mit einer Hitzestabilität von über 300 Grad äußerst gering. Daher wurde sich darauf beschränkt einige leicht erhältliche Kunststoffe zu nutzen, die den ersten beiden Bedingungen genügen und auf den Feldkühlprozess verzichten. Verwendet wurden folgende Kunststoffe: Polyethylen (PE, Frischhaltefolie), Polyethylenterephthalat (PET, Flasche), Polyester (Projektorfolie) und Polydimethylsiloxan (PDMS, selbst gegossen). Während die ersten drei Kunststoffe aus handelsüblichen Quellen stammen, wurde das PDMS-Gel aus zwei Komponenten mit SYLGARD®<sup>[Bie]</sup> nach folgendem Rezept hergestellt:

Zunächst wurden 3 g BASE mit 0,3 g Curing Agent blasenfrei vermischt. Nach 45 min Ruhezeit im Exsikkator wurde die Mischung in eine Form gegeben und 2,5 h bei 100 Grad gebacken.

Glas ist ebenfalls transparent und eignet sich zum Feldkühlen. Wird die Dicke von Glas verringert, so wird das Material sogar flexibel. Daher wurden hieraus ebenfalls Proben im Bottom-up-Verfahren hergestellt.

Außerdem wurde Alufolie als Substratmaterial verwendet. Da sie nicht transparent ist, wurde der herkömmliche Schichtaufbau verwendet. Zudem wurde getestet, ob bei Aluminium ein Kupferpuffer notwendig ist (siehe Abbildung 5.16). Da Glas und Aluminium dem Feldkühlprozess standhalten, wurden sie nach den ersten L-MOKE-Messungen bei 300 Grad mit einer Stunde Plateauzeit feldgekühlt.

Jedes Material wurde auf zwei verschiedenen Seiten jeweils in Doppelbestimmung beschichtet, da es aufgrund der Herstellung zu Unterschieden in der Beschaffenheit der

Oberfläche geben könnte. Die als Folien vorliegenden Substrate wurden zur Stabilität mit Kaptonband auf einem Glassubstrat befestigt und nach der Schichtabscheidung umgedreht.

Zuletzt wurde getestet inwieweit sich ein nachträglich aufgebrachter Kratzschutz aus Klebeband (tesafilm®) auf eine Probe mit Kaptonsubstrat und 20 nm Siliziumdicke (erste Charge) auswirkt. Ein Überblick über die Proben ist in Abbildung 5.17 gezeigt.

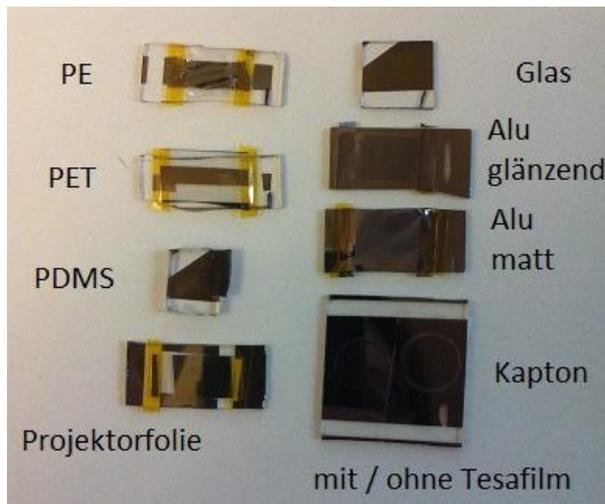


Abb. 5.17: Überblick über die hergestellten Proben.

### ***5.3.2. Hysteresemessungen***

Jede Probe wurde an drei verschiedenen Stellen gemessen. Die Proben mit Glas oder Aluminiumsubstrat wurden jeweils vor und nach dem Tempern gemessen. Beim Messen traten zum Teil substratspezifische Probleme auf:

PE war schwer zu handhaben und konnte nur an bestimmten Stellen gemessen werden, an denen die Reflektion an der welligen Folie gerade den Detektor traf. Die Intensität des reflektierten Strahls war zudem sehr gering, dennoch war es möglich einige Messungen durchzuführen und Messdaten zu ermitteln.

PET konnte nur auf einer Seite gemessen werden. Da es aus der Seitenwand einer Flasche gewonnen wurde, liegt dies vermutlich an der Krümmung der Probe. Die messbaren Proben waren jene, die auf der Krümmungsinnenseite beschichtet waren.

PDMS spaltete den Strahl in zwei Teilstrahlen, was zu Intensitätsverlusten führte. Zudem traten manchmal Spiegelhysteresen auf.

Polyester war von Seite 1 messbar. Von Seite 2 hingegen nur sehr schwer und die Hysteresen waren gespiegelt.

Glas war problemlos messbar.

Alufolie war auf der glatten Seite (Seite 1) gut messbar. Die matte Seite (Seite 2) zeigte aufgrund der Rauigkeit dagegen starke Streuverluste.

Die Messung durch das Klebeband hindurch war problemlos möglich. Das Klebeband spiegelt allerdings die Hysteresen. Der Effekt ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Da der Effekt auch bei Polyester, PDMS und Kaptonproben mit Siliziumschichtdicken von über 40 nm auftrat, ist davon auszugehen, dass es sich um einen Interferenzeffekt handelt (vgl. Kapitel 5.2.4.).

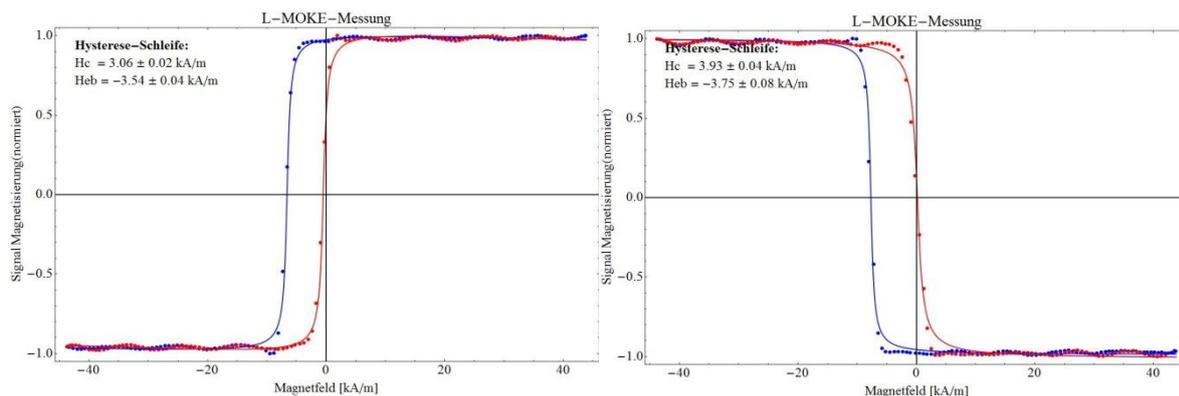


Abb. 5.18: Hysteresemessung einer Probe des Aufbaus Glas/Kapton/Cu50/IrMn30/Co15/Si20 mit (rechtes Bild) und ohne (linkes Bild) Kratzschutz aus Klebeband.

Aus den Hysteresen wurden die EB- und Koerzitivwerte ermittelt und in Abbildung 5.19 gegen die Materialien aufgetragen. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde der Betrag der EB-Werte verwendet.

Deutlich ist zu erkennen, dass das Koerzitivfeld bei den meisten Substraten das EB-Feld überwiegt. Für PDMS und Aluminium ohne Kupferpuffer war gar kein EB-Feld messbar. Abgesehen von Polyester lässt sich kein Unterschied der Feldstärken zwischen den beiden Seiten der Folien feststellen. Da auch die Werte für Glas (bottom up) im Vergleich zu Proben, die mit dem herkömmlichen Schichtaufbau hergestellt wurden, ein eher schlechtes Verhältnis

von EB- zu Koerzitivfeld haben, liegt die Ursache wahrscheinlich in der Siliziumschicht. Sie dient in diesem Probenaufbau nicht nur als Signalverstärker, sondern gleichzeitig als Pufferschicht. Dadurch beeinflusst sie stark das Wachstum der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schicht und damit auch die Kopplungsstärke. Das Bottom-Up-Verfahren ist daher in dieser Konfiguration ungeeignet zur Herstellung geeigneter Schichtsysteme. Eine Ursache, weshalb sich das Silizium hier nicht eignet könnte ein dünner Wasserfilm sein, der sich auf dem Substrat befinden haben könnte. Dieser rührt von der Luftfeuchtigkeit her und kann nur durch Heizen oder langes Warten unter Vakuumbedingungen entfernt werden. Wird Silizium auf den Wasserfilm aufgetragen, so wird es oxidiert (Bildungsenthalpie  $\text{SiO}_2$ :  $-910,94 \text{ kJ/mol}^{\text{[Mül15]}}$ ) und verändert damit seine Oberflächeneigenschaften.

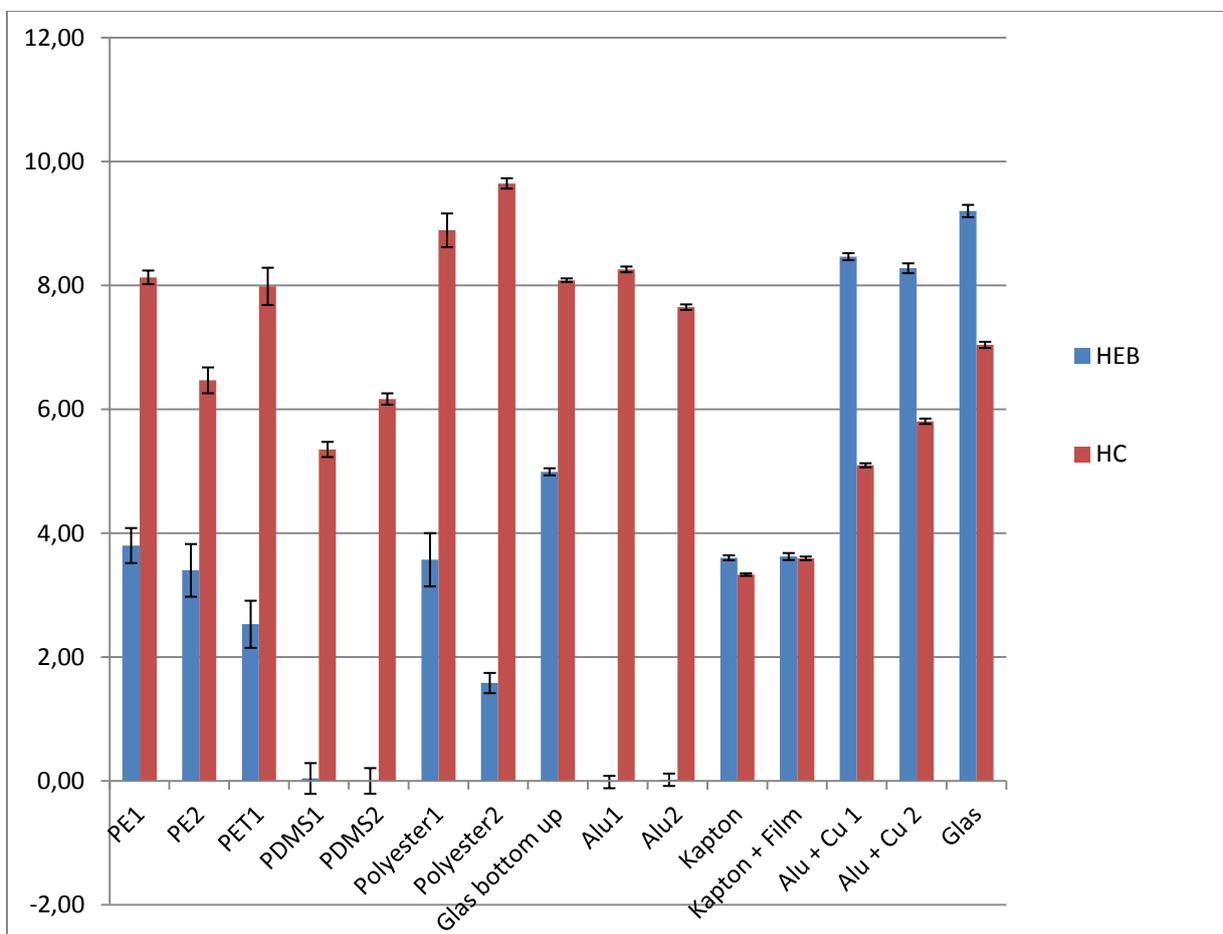


Abb. 5.19: EB- und Koerzitivwerte für unterschiedliche Substratmaterialien in kA/m. Die Zahlen an den Materialien unterscheiden die beiden Seiten voneinander.

Der Vergleich zwischen der Kapton-Probe mit und ohne Klebefilm zeigt, dass ein nachträglich aufgebracht Kratzschutz möglich ist und das Messsignal nur unwesentlich beeinflusst. Dabei kann auch der Effekt der Spiegelhysteresen vernachlässigt werden, da zur Codierung lediglich das Verhältnis der beiden Felder und ein möglichst hoher Kerr-Winkel wichtig ist, nicht aber das Vorzeichen des Kerr-Winkels.

Interessant ist das Ergebnis der Proben mit Aluminiumsubstrat. Hier ist der Einfluss des Kupferpuffers deutlich zu erkennen. Ohne Puffer ist kein EB-Feld vorhanden. Mit Puffer ist es relativ hoch und das Koerzitivfeld zudem geringer. Den Einfluss des Feldkühlprozesses auf die Proben zeigt Abbildung 5.20. Es ist erkennbar, dass das EB-Feld praktisch nicht durch das Feldkühlen beeinflusst wurde. Das Koerzitivfeld wurde leicht verringert. Daraus lässt sich schließen, dass die Kupferschicht das Wachstum der Kristallite begünstigt. Anscheinend sind die Kristallite ohne Kupferpuffer sehr klein. Die Proben zeigten keine Veränderung in den EB- und Koerzitivwerten durch den Feldkühlprozess. Mit Pufferschicht werden sie größer, sodass sie zum EB-Feld beitragen können (vgl. Kapitel 5.1.2.).<sup>[OFV10]</sup>

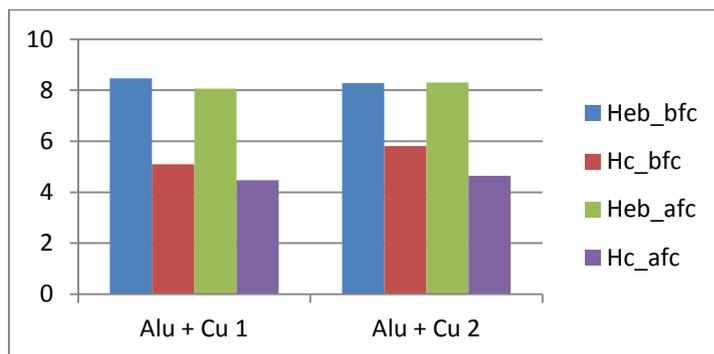


Abb. 5.20: Einfluss des Feldkühlprozesse (vorher bfc, nachher afc) auf die EB- und Koerzitivfelder der mit Kupfer gepufferten Proben in kA/m, jeweils für die glänzende (1) und matte (2) Seite.

Ein System mit Aluminiumsubstrat und Kupferpuffer ist geeignet zur Herstellung magnetischer Etiketten. Auf diesem Ergebnis aufbauend konnte Mücklich zeigen, dass es möglich ist, ein auf Aluminiumfolie hergestelltes Schichtsystem mittels Ionenbeschuss zu strukturieren und den Code mit einem Lesegerät-Prototypen wieder auszulesen. Das verwendete Schichtsystem bestand aus 50 nm Kupfer, 30 nm Iridium-Mangan, 15 nm Kobalt-Eisen und 5 nm Tantal. Abbildung 5.21 zeigt das Ergebnis.



Abb. 5.21: Ortsaufgelöstes Abbild der Magnetisierungsrichtung eines strukturierten Schichtsystems auf Aluminiumsubstrat.<sup>[Müg15]</sup>

### ***5.3.3. Kerr-Winkel-Messungen***

Die Kerr-Winkel-Messungen ergaben das in Abbildung 5.20 gezeigte Resultat. PET war nicht messbar. Erkennbar ist, dass im Rahmen der Genauigkeit keine Unterschiede zwischen den beiden Seiten eines Substrates erkennbar sind. PDMS zeigt die niedrigsten Werte. Kapton und Aluminium erreichen die höchsten Werte. Alle anderen Materialien liegen im mittleren Bereich, wobei insbesondere bei Polyester die Ungenauigkeit sehr hoch ist. Bei Aluminium macht der Kupferpuffer keinen Unterschied im Kerr-Winkel. Interessant ist das Bedecken des Kaptons mit Klebefilm. Im Betrag ist kein Unterschied zu erkennen, allerdings ändert der Film das Vorzeichen. Dies deckt sich mit der Beobachtung der gespiegelten Hysteresen. Zur besseren Übersicht wurde daher nur der Betrag in Abbildung 5.22 geplottet.

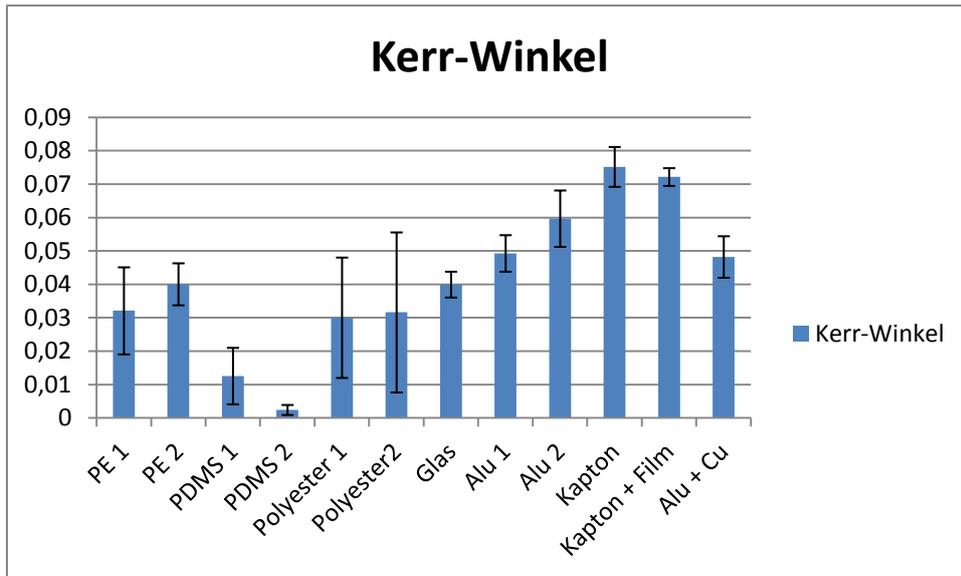


Abb. 5.22: Kerr-Winkel für verschiedene Substrate. Die Zahlen an den Materialien unterscheiden die beiden Seiten voneinander. Kapton + Film wurde mit -1 multipliziert.

### 5.3.4. Rasterkraftmikroskop-Messungen

Um einen Überblick über die Rauigkeiten der Substrate zu bekommen, wurden Rasterkraftmessungen mit Glas, Kapton, Aluminium-Folie von beiden Seiten und Silizium durchgeführt. Gemessen wurde in verschieden großen Bereichen. Da die Rauigkeit von der Bereichsgröße abhängig ist, sind die Ergebnisse in Tabelle 5.1 einzeln aufgelistet.

Tab. 5.1: Rauigkeiten (RMS [pm]) verschiedener Substrate für verschiedene Messbereiche.

Kantenlänge [ $\mu\text{m}$ ]	Silizium	Glas	Aluminium glänzend	Aluminium matt	Kapton
20	281		4563	12634	12912
10	163	286	3704	6811	7050
3		279	901	2724	5840
1	125	176	221	590	3884

Die Rauigkeit steigt von Silizium über Glas und Aluminium zu Kapton an. Kapton erreicht eine ähnlich hohe Rauigkeit wie die matte Aluminiumseite bei größeren Messbereichen.

Verglichen mit den EB- und Koerzitivfeld-Messungen sinkt das EB- und steigt das Koerzitivfeld mit zunehmender Rauigkeit (vgl. Abbildung 5.18). Bemerkenswert ist der Vergleich der beiden Aluminiumseiten. Der große Rauigkeitsunterschied wirkt sich nur wenig auf die Kopplungsstärke der ferromagnetischen und antiferromagnetischen Schicht aus. Dies liegt offenbar an der Kupferschicht. 50 nm Kupfer verringern die Auswirkung der Substratrauigkeit erheblich. Dennoch ist erkennbar, das Glas höhere EB- und niedrigere Koerzitivfelder zeigt als Kapton.

## ***6. Zusammenfassung und Ausblick***

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde der Messplatz eines V-MOKE-Magnetometers wiederaufgebaut, mit dem es möglich ist, den T- und L-MOKE mit p- und s-polarisierten Licht zu messen. Als Grundlage diente der Aufbau von Gaul.<sup>[Gau11]</sup> Der Messplatz erhielt neben einem neuen weniger präzessierenden Probenhalter, einen neuen Detektor und Strahloptik. Durch den neuen Probenhalter muss der Messplatz nicht nachjustiert werden und durch eine Schraube kann die Probe fest eingespannt werden, damit sie beim Rotieren nicht verrutscht. Der Detektor ermöglicht aufgrund seines statischen Aufbaus eine genauere Messung und ist zudem lichtempfindlicher und rauschärmer. So können auch sehr schlechte Proben gemessen werden. Der Fernrohraufbau garantiert, dass der Strahl immer die Detektordiode trifft. Testmessungen zeigten, dass selbst bei einer geringen Zahl an Einzelmessungen rauscharme Hysteresekurven aufgenommen werden können. Im Vergleich zum L-MOKE-Messplatz laufen bei diesem Aufbau die beiden Hysteresen-Äste im Sättigungsbereich nicht auseinander.

Um den Aufbau in Zukunft zu verbessern besteht die Möglichkeit einen zweiten Detektor am Detektorarm anzubringen, um Kerr-Winkel-Messungen zu ermöglichen. Dazu wurde bereits ein Strahlteiler mit dahinterliegender Optik in den Fernrohraufbau integriert. Des Weiteren soll der Polarisator 1 in die vorgesehene Halterung eingebaut werden, damit durch das Messprogramm zwischen s- und p-Polarisation umgeschaltet werden kann. Aktuell muss dies noch manuell geschehen, da der Polarisator statisch befestigt ist. Um zu verhindern, dass das Magnetfeld versehentlich dejustiert wird, sollte zudem die Magnethalterung fixiert werden. Außerdem kann überlegt werden, ob eine Abdeckung im Detektorbereich sinnvoll ist, um Streulicht abzuschirmen. Letztlich kann das Messprogramm mit Ansteuerungen der genannten additiven Komponenten, sowie einer Fitfunktion für die Hysteresen ergänzt werden.

Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich mit dem Aufbau des Schichtsystems. Die Untersuchungen zeigten, dass die Kupferpufferschicht wichtig für die Kopplung zwischen Ferro- und Antiferromagnetschicht ist. Eine Dicke von 50 nm zeigte dabei die besten Ergebnisse. Hier waren das EB-Feld sowie die Kerr-Amplitude verhältnismäßig hoch, während das Koerzitivfeld niedrig war. Die Untersuchung der Siliziumschicht zeigte, dass die

Deckschichtdicke keinen Einfluss auf die Kopplungsstärke oder das Koerzitivfeld hat. Allerdings wirkt sich die Schichtdicke auf den Kerr-Winkel aus. Bei einer Dicke von ca. 20 nm und 45 nm ist der Betrag des Kerr-Winkels maximal. Zu beachten ist dabei, dass bei Schichtdicken von über 40 nm die Hysteresen gespiegelt sind und somit der Kerr-Winkel negativ ist.

Letztlich wurden diverse flexible Substrate getestet. Um diese gleichzeitig als Kratzschutz zu nutzen, wurden die Schichtsysteme im Bottom-up-Verfahren hergestellt. Die Ergebnisse zeigen, dass sich dieses Verfahren nicht gut zum Herstellen eignet, da das Silizium hier als Puffer Verwendung findet. Sehr gute Ergebnisse zeigten das Aluminiumsubstrat mit Kupferpuffer sowie Glas im herkömmlichen Herstellungsprozess. Die Kerr-Winkel-Messungen zeigen zwar bessere Ergebnisse für Kaptonsubstrat, sind für Alufolie allerdings nicht schlecht. Unter Einbezug der Hysterese-messungen empfehle ich daher den Einsatz von Alufolie mit einem Kupferpuffer von 50 nm und einer Siliziumdeckschicht von 20 nm zum Aufbau der Etiketten. Als Kratzschutz kann ein nachträglich aufgebrachtener Klebefilm dienen. Auf Kapton zeigte sich kein negativer Einfluss des Films auf das Schichtsystem. Die Untersuchung auf Alufolie steht noch aus. Der Vorteil von Alufolie als Substrat und nachträglich aufgebrachtener Kratzschutz liegt darin, dass kein einzelnes Substrat mit den Eigenschaften Flexibilität, Transparenz und Hitzestabilität gefunden werden muss. Außerdem kann auf den Bottom-up-Prozess verzichtet werden. Da neben Alufolie auch Glas sehr gute Ergebnisse liefert und es in Form von Dünnglas ebenfalls flexibel wird, kann es eine Alternative darstellen. Aus Kostengründen ist der Einsatz von Alufolie zu empfehlen. Weitere Verbesserungen des Aufbaus können durch Untersuchungen der ferro- und antiferromagnetischen Schicht erreicht werden, welche in dieser Arbeit keine Beachtung fanden. Ebenso können Alternativmaterialien für Puffer- und Deckschicht gesucht werden.

## ***7. Danksagung***

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

An erster Stelle möchte ich *Prof. Dr. Arno Ehresmann* danken, der mir die Durchführung der Arbeit überhaupt erst ermöglicht hat und mir diese interessante Aufgabenstellung näher gebracht hat.

*Prof. Dr. Hartmut Hillmer* möchte ich für die Übernahme der Zweitkorrektur danken.

Meinem Betreuer *Nicolas Mücklich* danke ich für die große Unterstützung während der Durchführung und Korrektur dieser Arbeit.

Ein großer Dank gilt auch *Andreas Nehls*, der als technischer Mitarbeiter mich sehr gut beim Aufbau des V-MOKE-Messplatzes unterstützt hat.

Desweiteren danke ich *Alexander Gaul* und *Iris Koch* für die Hilfe bei den Rasterkraft-Messungen.

Ebenso möchte ich mich bei meinem Büroteam *Deise Schafer, Christine Nebel, Svetlana Altmann, Jonathan Rühl, Florian Georg* und *Sergey Galitskiy* für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die fachlichen und nicht fachlichen Gespräche bedanken.

Außerdem möchte ich mich bei allen Mitgliedern und ehemaligen Mitgliedern der Arbeitsgruppe bedanken, die mich mit Ratschlägen bei der Arbeit unterstützt haben und durch Kickern und gemeinsame Nahrungsaufnahme für ein angenehmes Arbeitsklima gesorgt haben. Danke: *Andrea Wecker, Carola Pfitzmann, André Knie, Florian Ahrend, Ltaief ben Ltaief, Andreas Hans, Xaver Holzapfel, Dennis Hotzinger, Henning Huckfeldt, Sebastian Kübler, Daniel Lengemann, Markus Meyl, Christian Ozga, Philipp Reiß, Philipp Schmidt, Timo Ueltzhöffer, Philip Wenzel* und *Martin Wilke*.

Ein besonderer Dank gilt meinen Eltern *Margret* und *Bertold* die mir das Studium erst ermöglicht und mich bei allem unterstützt haben.

Meiner Freundin *Nadine Lackerschmid* möchte ich für ihre Geduld danken und dafür dass sie mich in all der Zeit ertragen musste.

## 8. Literaturverzeichnis

- [Ahr09] F. Ahrend; *Einfluss magnetischer Streufelder auf die Selbstassemblierung organischer Dünnschichten*; Diplomarbeit; Universität Kassel; **2009**.
- [Bie] Biesterfeld Spezialchemie GmbH; SYLGARD® 184 Elastomer Kit.
- [Cha98] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet und H. Launois; *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*; Science, Vol. 280; Seite 1919; **1998**.
- [Coh15] Coherent Deutschland; *ULN-Series, Ultra Low Noise Diode Laser Modules*; **2015**.
- [DIHK13] Deutscher Industrie und Handelskammertag; *Produktpiraterie: Wirtschaft fordert runden Tisch*; **26.04.2013**.
- [Dem09] Demtröder; *Experimentalphysik 2*; 5. Auflage; Kapitel 3.5; Springer; Heidelberg; **2009**.
- [Ehr05] A. Ehresmann, D. Junk, D. Engel, A. Paetzold, K. Röhl; *On the origin of ion bombardment induced exchange bias modifications in polycrystalline layers*; Journal of Applied Physics D: Applied Physics, 38 (6), 801; **2005**.
- [ESW11] A. Ehresmann, C. Schmidt, T. Weis, D. Engel; *Thermal exchange bias field drift in field cooled Mn<sub>83</sub>Ir<sub>17</sub>/Co<sub>70</sub>Fe<sub>30</sub> thin films after 10 keV He ion bombardment*; Journal of Applied Physics, 109; **2011**.
- [Ful72] E. Fulcomer, S.H.Charap; *Thermal fluctuation aftereffect model for some systems with ferromagnetic coupling*; Journal of Applied Physics, 43(10), 4190; **1972**.
- [Gau11] A. Gaul; *Spintexturierung in Exchange-Bias-Systemen*; Diplomarbeit; Universität Kassel; **2011**.

- [Glo11] S. Globisch et al.; *Lehrbuch Mikrotechnologie*; Karl Hanser Verlag; München; **2011**.
- [HS98] A. Hubert, R. Schäfer; *Magnetic Domains, The Analysis of Magnetic Microstructures*; Springer; Heidelberg; **1998**.
- [Huc11] H. Huckfeldt; *Streuungsgesteuerte Selbstorganisation molekularer Gläser über magnetostruktive Deckschichten*; Diplomarbeit; Universität Kassel; **2011**.
- [ICC11] International Chamber of Commerce; *Estimating the global economic and social impacts of counterfeiting and piracy*; London; Februar **2011**.
- [IL93] H. Ibach, H. Lüth; *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen*; 7. Auflage; Springer; Berlin, Heidelberg; **1993**.
- [JCP11] E. Jiménez, J. Camarero, P. Perna, N. Mikuszeit, F. J. Terán, J. Nogués, J. M. García-Martín, A. Hoffman, B. Dieny und R. Miranda; *Role of anisotropy configuration in exchange-biased systems*; Journal of Applied Physics; 109; **2011**.
- [Käm09] K. Kämpf; *Aufbau und Theorie eines magneto optischen Oberflächenplasmonresonanz Messplatzes*. Diplomarbeit, Universität Kassel, **2009**.
- [Ker77] J. Kerr; *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*; Philolophic Magazine; Vol. 3; **1877**.
- [Kit06] C. Kittel; *Einführung in die Festkörperphysik*; 14. Auflage; Oldenbourg; München; **2006**.
- [Kiw01] M. Kiwi; *Exchange bias theory*; Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 234; **2001**.

- [KMP99] M. Kiwi, J. Mejia-Lopez, R. D. Portugal und R. Ramirez; *Exchange bias model for Fe/FeF<sub>2</sub> : Role of domains in the ferromagnet*; Europhysics Letters, 48(5); **1999**.
- [Koc13] I. Koch; *Grundlagen und Anwendungen zum domänenwandgetriebenen Transport magnetischer Partikel*; Diplomarbeit; Universität Kassel; **2013**.
- [Kus11] T. Kuschel, H. Bardenhagen, H. Wilkens, R. Schubert, J. Hamrle, J. Pistora and J. Wollschläger, *Vectorial magnetometry using magneto-optic Kerr effect including first and second-order contributions for thin ferromagnetic films*, Journal of physics, Osnabrück, 2011.
- [Len05] K. Lenz; *Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3D Ferromagneten: eine FMR Studie*; Dissertation; FU Berlin; **2005**.
- [LMS12] K.-W. Lin, M. Mirza, C. Shueh, H.-R. Huang, H.-F. Hsu, J. van Lierop; *Tailoring interfacial exchange coupling with low-energy ion beam bombardment: Tuning the interface roughness*; Applied Physics letters, 100; **2012**.
- [LYJ00] C. Liu, C. Yu, H. Jiang, L. Shen, C. Alexander und G. J. Mankey; *Effect of interface roughness on the exchange bias for NiFe/FeMn*; Journal of Applied Physics, 87(9); **2000**.
- [MB56] W. H. Meiklejohn, C. P. Bean; *New Magnetic Anisotropy*; Phys. Rev.; 102; Seite 1413; **1956**.
- [Mes10] Dieter Meschede; *Gerthsen Physik*; 24. Auflage; Kapitel 17 Springer Verlag; Heidelberg; **2010**.
- [MLF00] T. Mewes, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann und H. Schmoranzler; *Suppression of exchange bias by ion irradiation*; Applied Physics Letters, Vol. 76(8); Seite 1057; **2000**.

- [Müg12] N. Möglich, *Magnetooptische Oberflächenplasmonresonanzeffekte an magnetisch strukturierten Au/IrMn/Co/Au Schichtsystemen*. Diplomarbeit, Universität Kassel, **2012**.
- [Müg15] N. Möglich; *Private Kommunikation*; Kassel; **2015**.
- [Mül14] Dr. D. Müller GmbH; [www.mueller-ahlhorn.com/de/Kapton.html](http://www.mueller-ahlhorn.com/de/Kapton.html); **14.05.2014**.
- [Mül15] M. Müller; [www.chempage.de/Tab/Thermo.htm](http://www.chempage.de/Tab/Thermo.htm); **21.05.2015**.
- [Nan12] Nanosurf AG, *Nanosurf FlexAFM Operating Instructions for SPM Control Software Version 3.1*; Schweiz; **2012**.
- [Nat09] National Instruments; *LabVIEW<sup>TM</sup> 2009, Service Pack 1*; **2009**.
- [NS99] J. Nogués, I. K. Schuller; *Exchange Bias*; Journal of Magnetism and Magnetic Materials; 192; Seite 203 – 232; **1999**.
- [OFV10] K. O`Grady, 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); **2010**.
- [RBF13] A. Ruiz-Calaforra, T. Brächer, T. Fischer, A. Conca, B. Leven, und B. Hillebrands; *Optimization of the growth of Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> and Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub> thin films for an all-optical characterization of micron-sized elliptical elements*; Reports of experimental results; TU Kaiserslautern; **2013**.
- [SFS88] Saini, S., R. B. Frankel, D. D. Stark und J. T. Ferrucci. *Magnetism: A Primer and Review*. American Journal of Roentgenology, 150(4), 735 **1988**.
- [SM98] M. Stiles, R. D. McMichael; *Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers*; Physical Review B, 59, **1998**.

- [SSM88] R. Sato, N. Saito and T. Morishita; *Interference enhanced magnetic Kerr-rotation in compositionally modulated TbFe/SiO films*; IEEE Transactions on magnetics; Setagaya; **1988**.
- [Tho13] Thorlabs; *FDS100 Specification Sheet*; **2013**.
- [Uel13] Timo Uelzhöfer, *Analyse der magnetischen und thermischen Eigenschaften von IrMn/CoFe Schichtsystemen und Herstellung piezoelektrischer Schichten für permanent angebrachte Vorspannkraftsensoren*; Diplomarbeit, Universität Kassel, **2013**.
- [YYT10] S. Y. Yin, S. L. Yuan, Z. M. Tian, L. Liu, C. H. Wang, X. F. Zheng, H. N. Duan und S. X. Huo; *Effect of particle size on the exchange bias of Fe-doped CuO nanoparticles*; Journal of Applied Physics, 107(4), **2010**.
- [Zoll14] Bundesministerium der Finanzen; *Die Zollverwaltung Jahresbericht 2013*; Berlin; **März 1014**.

## ***9. Abbildungsverzeichnis***

2.1	Magnetisierung gegen Feldstärke verschiedener Magnetismus-Arten	4
2.2	Vergleich der magnetischen Momente	8
2.3	Schema einer Hysteresekurve	9
2.4	Magnetisierungswinkel gegen Magnetfeld für leichte und schwere Achse	10
2.5	Zirkularer Plot der Ummagnetisierung für um 5° gedrehte Probe	11
2.6	Zirkularer Plot der Ummagnetisierung für schwere Achse	11
2.7	Schema des Feldkühleprozesses	13
2.8	Schema einer verschobenen Hysteresekurve	14
2.9	Schema eines eindomänigen FM mit mehrdomänigem AFM	15
2.10	Freie Energie gegen Winkel	15
2.11	Geometrien des MOKE	17
2.12	Definition der Kerr-Amplitude	19
2.13	Interferenz an dünnen Schichten	19
3.1	Schema einer Sputteranlage	20
3.2	L-MOKE-Messplatz	22
3.3	Reflektionsaufbau	24
3.4	Rasterkraftmikroskop	26
4.1	Vorher-Nachher-Vergleich des V-MOKE-Messplatzes	27

4.2	Laserarm des V-MOKEs	28
4.3	Quadrupolmagnet	29
4.4	Neuer Probenhalter	30
4.5	Detektorarm des V-MOKEs	31
4.6	Detektor	32
4.7	Neues Messprogramm	34
4.8	Testmessungen mit verschiedenen Geometrien	35
4.9	Vergleichsmessung zwischen L-MOKE und V-MOKE	36
5.1	Probenaufbau zur Variation der Kupferschichtdicke	37
5.2	EB- und Koerzitivfeldstärken gegen Cu-Schichtdicke	39
5.3	Homogenitätsmessung	40
5.4	Kerr-Amplituden gegen Reflektionswinkel	42
5.5	Probenaufbau zur Variation der Siliziumschichtdicke	43
5.6	EB- und Koerzitivfeldstärken gegen Si-Schichtdicke	44
5.7	Hysteresevergleich einer Probe mit Au- mit einer Probe mit Si-Deckschicht	45
5.8	Homogenitätsmessung einer Probe mit 15 nm Si	46
5.9	Homogenitätsmessung einer Probe mit 17,5 nm Si	47
5.10	Kerr-Winkel gegen Si-Schichtdicke bis 27,5 nm Si	48
5.11	Simulation des Kerr-Winkels gegen Si-Schichtdicke	48
5.12	Kerr-Winkel gegen Si-Schichtdicke bis 70 nm Si	49
5.13	Kerr-Amplitude gegen Einfallswinkel mit s-polarisiertem Licht	51
5.14	Kerr-Amplitude gegen Einfallswinkel mit p-polarisiertem Licht	52

5.15	Kerr-Amplitude gegen Si-Schichtdicke	53
5.16	Probenaufbau zur Variation der Substratmaterialien	55
5.17	Proben mit verschiedenen Substraten	56
5.18	Spiegelhysterese	57
5.19	EB- und Koerzitivfeldstärke gegen Substratmaterialien	58
5.20	Einfluss des Feldkühlprozesses auf EB und HC für Aluminiumproben	59
5.21	Strukturiertes Schichtsystem auf Aluminiumsubstrat	60
5.22	Kerr-Winkel gegen Substratmaterialien	61

## 10. Anhang

### 10.1. Sputterratentabelle

Tab. 10.1: Sputterraten und angelegte Leistung für die verwendeten Materialien

Material	Leistung [W]	Rate 1 [nm/min]	Rate 2 [nm/min]	Rate 3 [nm/min]	Rate 4 [nm/min]
Cu	80	4,65	4,26		4,92
IrMn	160	5,57	5,57	4,85	4,85
Co	80	1,11	1,11	1,57	1,7
Au	80	6,41		6,51	
Si	80		2,38	2,35	2,17

### 10.2. Probentabelle

Tab. 10.2: Probenübersicht, Schichtdicken in [nm]

Probenname	Substrat	Puffer	AFM / FM	FM / AFM	Deckschicht
2014_0091	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Au5
2014_0092	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Au5
2014_0093	Kapton	Cu25	IrMn30	Co15	Au5
2014_0094	Kapton	Cu25	IrMn30	Co15	Au5
2014_0095	Kapton	Cu75	IrMn30	Co15	Au5
2014_0096	Kapton	Cu75	IrMn30	Co15	Au5
2014_0097	Kapton	Cu100	IrMn30	Co15	Au5
2014_0098	Kapton	Cu100	IrMn30	Co15	Au5

2014_0125	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si12,5
2014_0126	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si15
2014_0127	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si17,5
2014_0128	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si20
2014_0129	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si22,5
2014_0130	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si25
2014_0131	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si27,5
2014_0318	PE	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0319	PE	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0320	PET	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0321	PET	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0322	PDMS	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0323	Polyester	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0324	Polyester	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0325	Glas	Si20	Co15	IrMn30	Au5
2014_0326	Alu	Cu50	IrMn30	Co15	Si20
2014_0327	Alu	Cu50	IrMn30	Co15	Si20
2014_0384	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si20
2014_0385	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si30
2014_0386	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si35
2014_0387	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si40
2014_0388	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si45
2014_0389	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si50
2014_0390	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si55
2014_0391	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si60
2014_0392	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si65
2014_0393	Kapton	Cu50	IrMn30	Co15	Si70
2014_0394	Alu	Cu50	IrMn30	Co15	Si20
2014_0395	Alu	Cu50	IrMn30	Co15	Si20

### ***10.3. Wichtige Abkürzungen***

FM	Ferromagnet
AFM	Antiferromagnet
EB	Austausanisotropie (Exchange Bias)
Heb	Exchange Bias Feldstärke
Hc	Koerzivfeldstärke
bfc	Vor Feldkühlprozess (before field cooling)
afc	Nach Feldkühlprozess (after field cooling)
MOKE	Magneto-optischer Kerr-Effekt
L-MOKE	Longitudinaler Magneto-optischer Kerr-Effekt
T-MOKE	Transversaler Magneto-optischer Kerr-Effekt
P-MOKE	Polarer Magneto-optischer Kerr-Effekt
V-MOKE	Vektor Magneto-optischer Kerr-Effekt

## ***11. Erklärung der Selbstständigkeit***

Hiermit erkläre ich, die vorliegende Masterarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel genutzt zu haben.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder unveröffentlichten Schriften entnommen wurden, habe ich als solche kenntlich gemacht.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift