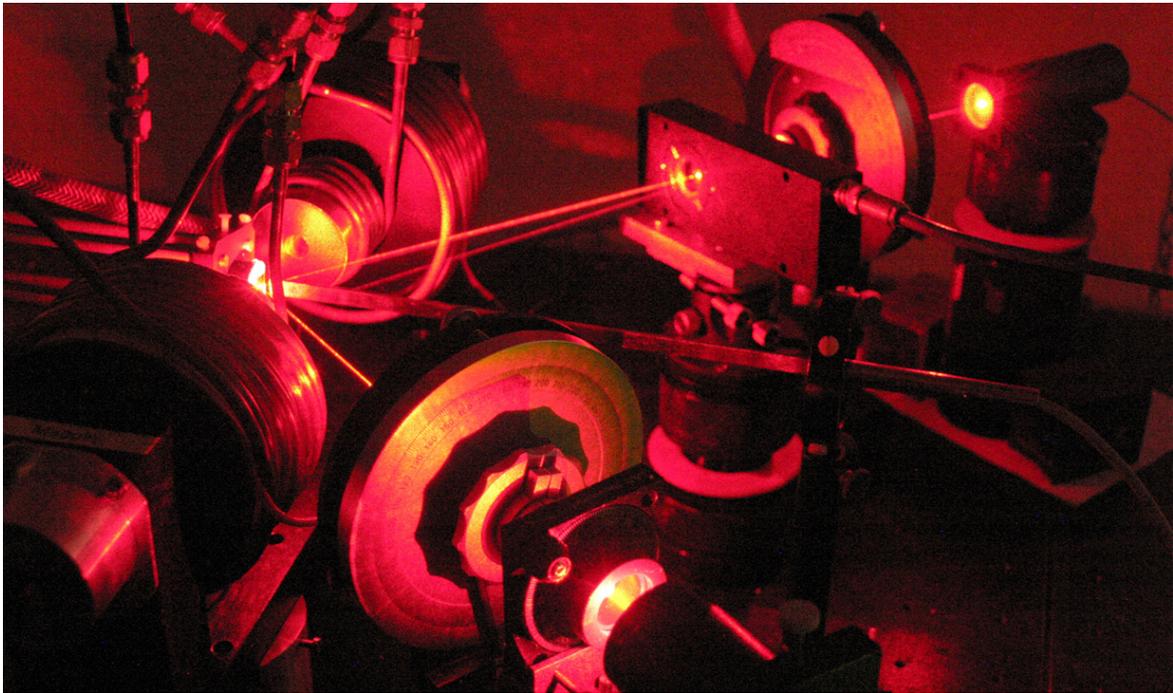


Aufbau einer Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts



Diplomarbeit von Timo Kuschel

Fachbereich Physik



27. November 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretischer Hintergrund	3
2.1	Was ist MOKE?	3
2.1.1	Beschreibung des magnetooptischen KERR-Effekts	3
2.1.2	MOKE-Geometrien	4
2.2	Magnetismus	5
2.2.1	Das magnetische Feld	5
2.2.2	Formen des Magnetismus	6
2.2.3	Entstehung des Ferromagnetismus von Fe, Co und Ni	8
2.2.4	Magnetisierungsrichtung	10
2.2.5	Domänenstruktur	13
2.2.6	Die Magnetisierungskurve	14
2.3	Optik	16
2.3.1	Polarisation des Lichts	16
2.3.2	KERR-Winkel und KERR-Elliptizität	18
2.3.3	Bestimmung der KERR-Winkel für PMOKE und LMOKE	23
2.4	Magnetooptischer KERR-Effekt	25
2.4.1	Der Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$	25
2.4.2	Bestimmung der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors	26
2.4.3	Proportionalität des KERR-Winkels zur Magnetisierung	30
2.4.4	Quantenmechanische Betrachtung des KERR-Effekts	30
3	Experimentelle Grundlagen	33
3.1	Aufbau	33
3.1.1	Lichtquelle und Detektor	34
3.1.2	Magnet	35
3.1.3	Photoelastischer Modulator und Lock-In-Technik	36
3.2	Messablauf	37
3.3	Darstellung der magnetischen Struktur	38
4	Messergebnisse	41
4.1	Charakterisierung der verwendeten Proben	41
4.2	Ausrichtung der Probe und die Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven	42
4.2.1	Inhomogenität des Magnetfelds	42
4.2.2	Auftreffpunkt des Laserstrahls auf die Probe	45

4.3	Optimierung der Apparatur	48
4.3.1	Probleme bei der Messung	48
4.3.2	Vergrößerung des Abstands zwischen Probe und Probenhalterung . . .	51
4.3.3	Austausch der Probenhalterung	54
4.4	Reproduzierbarkeit der Messergebnisse	58
4.5	Messung der magnetischen Struktur der Proben	59
5	Diskussion	61
5.1	Vergleich der gemessenen magnetischen Strukturen	61
5.2	Einfluss der Apparatur auf die Messergebnisse	64
6	Zusammenfassung und Ausblick	65
A	Vertiefung experimenteller Details	67
A.1	Justage der Apparatur	67
A.2	POINCARÉ-Kugel	69
A.3	JONES-Matrix-Formalismus	71
B	Mathematische Erläuterungen	75
B.1	Bestimmung des komplexen KERR-Winkels Φ_K in Abhängigkeit von den Reflexionskoeffizienten r_+ und r_-	75
B.2	Berechnung des komplexen KERR-Winkels Φ_K für PMOKE	76
B.3	FOURIER-Reihe von $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ und $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$	77
	Literaturverzeichnis	79
	Abbildungsverzeichnis	81

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides Statt, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbstständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet und zuvor noch keine Diplomprüfung der Fachrichtung "Physik" abgelegt habe.

Osnabrück, den 28. September 2007.

1 Einleitung

Die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstands (GMR¹-Effekt) im Jahre 1988 durch Peter GRÜNBERG [1] vom Forschungszentrum Jülich und unabhängig davon durch Albert FERT [2] von der Universität Paris-Süd war eine der wichtigsten Voraussetzungen zur Herstellung von spin- und magnetoelektronischen Bauteilen. Der GMR-Effekt wurde damals an Fe/Cr/Fe-Schichten nachgewiesen und tritt im Allgemeinen in Schichtsystemen aus zwei Ferromagneten auf, die eine wenige Nanometer dünne, nicht-ferromagnetische, aber elektrisch leitende Schicht einschließen. Der elektrische Widerstand dieses Systems erhöht sich erheblich, wenn die Magnetisierungen in den beiden ferromagnetischen Bereichen in entgegengesetzten Richtungen liegen. Bei gleicher Magnetisierungsrichtung ist der Widerstand wesentlich geringer. Diese Eigenschaft wird heutzutage dazu genutzt, Computerfestplatten mit Magnetfeldsensoren auszulesen.

Ersetzt man die elektrisch leitende Schicht durch einen Isolator, kann es bei passender Material- und Schichtdickenwahl zu einem Tunnelstrom kommen. Dabei entscheidet die Ausrichtung der Magnetisierungen in den ferromagnetischen Schichten darüber, ob ein Tunnelstrom fließt oder nicht. Dies wird als Tunnelmagnetowiderstand (TMR²-Effekt) bezeichnet und ist genau wie der GMR-Effekt eine magnetoresistive Eigenschaft. In der nichtflüchtigen Speichertechnik wird der TMR-Effekt in MRAM³-Bauteilen ausgenutzt. Dabei kann ein Binärcode durch parallele und antiparallele Stellungen der Magnetisierung \vec{M} in den ferromagnetischen Schichten dargestellt werden. Ein äußeres Magnetfeld sorgt dabei für die Orientierung von \vec{M} . Beim Auslesen des MRAM erhält man dann durch Anlegen einer Spannung U bei paralleler Stellung von \vec{M} einen Tunnelstrom ('1'). Bei antiparalleler Stellung ergibt sich dagegen kein Tunnelstrom ('0'), wie in Abbildung 1.1 dargestellt. Damit sich durch ein äußeres Magnetfeld nur die Magnetisierung in der oberen Schicht dreht, kann eine zusätzliche Schicht eingebaut werden, die die Drehung der unteren Schicht hemmt.

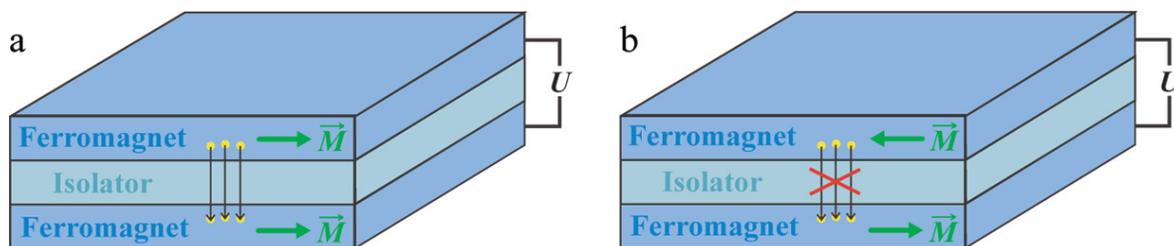


Abbildung 1.1: Tunnelmagnetowiderstand bei einem Schichtsystem aus einem Isolator zwischen zwei Ferromagneten, (a) Tunnelstrom existiert aufgrund der parallelen Stellung der Magnetisierung \vec{M} , (b) kein Tunnelstrom aufgrund der antiparallelen Stellung der Magnetisierung \vec{M} .

Verschiedene Schichtsysteme wurden in den letzten Jahren im Hinblick auf ihre magnetischen Eigenschaften untersucht. Wissenschaftliche Ergebnisse lassen sich zum Beispiel zu Schichtsystemen mit NiO als Isolator in [3] für Fe/NiO/Fe und in [4] für Fe/NiO/Co finden. Systeme mit MgO und Al₂O₃ als Isolator-Schichten wurden unter Anderem in [5] untersucht.

¹Giant Magneto Resistance

²Tunneling Magneto Resistance

³Magnetoresistive Random Access Memory

Bei der Untersuchung von Materialien für magnetische Schichten und Schichtsysteme gibt es im Hinblick auf die Verwendung in spin- und magnetoelektronischen Bauteilen unterschiedliche Aspekte, die von Interesse sind. Das magnetische Verhalten bei Anlegen eines äußeren Magnetfelds zeigt, auf welche Weise das System „geschaltet“ werden kann. Dabei gibt es einen Arbeitspunkt, an dem sich bei Änderung des äußeren Magnetfelds die Magnetisierung möglichst schnell von der einen Richtung in die andere bewegen sollte. Ein langsames Umschalten wäre für elektronische Bauteile von Nachteil. Neben dem magnetischen Verhalten sollte aber auch die magnetische Struktur des Systems betrachtet werden. Darüber kann man Informationen erhalten, in welche Richtung die Probe leicht und in welche sie schwer magnetisierbar ist.

Um diese magnetischen Eigenschaften von Schichten und Schichtsystemen zu bestimmen, gibt es verschiedene Untersuchungsmethoden. Eine davon ist die Messung des magnetooptischen KERR-Effekts, welche in dieser Arbeit behandelt wird. Schon 1985 wurde gezeigt, dass diese Methode sehr gut dazu geeignet ist magnetische Schichten zu untersuchen [6]. In der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ des Fachbereichs Physik der Universität Osnabrück soll nun der Aufbau einer Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts die Forschungsmöglichkeiten an dünnen Schichten erweitern und die verwendeten Oberflächenuntersuchungsmethoden bei der Erforschung magnetischer Schichten ergänzen.

Der theoretische Hintergrund des magnetooptischen KERR-Effekts ist in Kapitel 2 dieser Arbeit beschrieben. Unter Anderem wird dort der Zusammenhang zwischen dem Effekt und der Magnetisierung eines Materials erläutert. Eine detaillierte Beschreibung des experimentellen Aufbaus folgt in Kapitel 3. Mit Hilfe der bei diesem Versuch verwendeten Komponenten soll der Aufbau nachvollzogen und rekonstruiert werden können. Die ersten Messungen mit der Apparatur befinden sich in Kapitel 4. Mit der verwendeten Probe, die aus einer Cobalt-Schicht auf einem Glassubstrat besteht, werden unterschiedliche Einflüsse des Aufbaus auf die Messergebnisse untersucht und dokumentiert sowie Verbesserungen durchgeführt. Im Anschluss werden weitere Cobalt-Schichten von 50 nm und 100 nm Schichtdicke untersucht. Die Diskussion dieser Messungen befindet sich in Kapitel 5. Zusätzliche Optimierungsvorschläge für die Apparatur und weitere Untersuchungsmöglichkeiten lassen sich in Kapitel 6 finden.

2 Theoretischer Hintergrund

Als Einstieg in die Theorie des magnetooptischen KERR-Effekts wird in Abschnitt 2.1 der Effekt vorgestellt und erläutert. Die dazugehörige physikalische Theorie lässt sich aus Elementen des Magnetismus und der Optik zusammensetzen. Die beiden physikalischen Teilgebiete werden bei der Erläuterung des theoretischen Hintergrunds einzeln behandelt. Ein zentraler Punkt ist hier der Nachweis, dass die entscheidenden Messgrößen, der KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität, proportional zur Magnetisierung sind. Die Grundlagen werden bei der Erläuterung des Magnetismus in Abschnitt 2.2 sowie bei der optischen Betrachtung in Abschnitt 2.3 dargestellt. Die Erkenntnisse daraus werden dann in Abschnitt 2.4 zusammengeführt und um Elemente der Elektrodynamik erweitert, womit schließlich die gesuchte Proportionalität gezeigt wird.

2.1 Was ist MOKE?

MOKE steht für **M**agneto**O**ptischer **K**ERR-Effekt. Seine Entdeckung und eine kurze Beschreibung sind in Abschnitt 2.1.1 zu finden. Die unterschiedlichen geometrischen Anordnungen zur Erzeugung dieses Effekts werden in Abschnitt 2.1.2 erläutert.

2.1.1 Beschreibung des magnetooptischen KERR-Effekts

Der magnetooptische KERR-Effekt ist nach dem schottischen Physiker John KERR (1824-1907) benannt, der den Effekt 1876 beobachtete und in [7] seine Entdeckung niederschrieb. Er stellte damals fest, dass sich die Polarisationsrichtung von Licht ändert, wenn dieses von einem magnetisierten Material reflektiert wird. Genauer betrachtet ändert sich nicht nur die Polarisationsrichtung, sondern zusätzlich wird linear polarisiertes zu elliptisch polarisiertem Licht (siehe Abbildung 2.1).

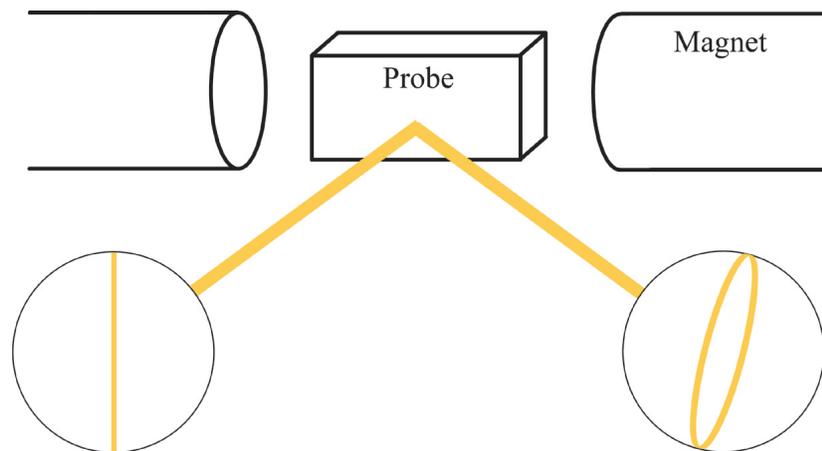


Abbildung 2.1: Änderung der Polarisation beim magnetooptischen KERR-Effekt.

Bei dem Effekt gibt es zwei relevante Größen. Der KERR-Winkel beschreibt die Drehung der Polarisationsrichtung und die KERR-Elliptizität gibt an, wie groß die elliptische Polarisation nach der Reflexion ist. Beide Größen sind in erster Näherung proportional zur Magnetisierung

M , welche in einer magnetisierten Probe von der Orientierung der magnetischen Momente abhängt. Kann man den KERR-Winkel oder die KERR-Elliptizität bestimmen, hat man die Möglichkeit das magnetische Verhalten und die magnetische Struktur einer Probenoberfläche zu charakterisieren.

2.1.2 MOKE-Geometrien

Das Auftreten des magnetooptischen KERR-Effekts hängt von der Geometrie des experimentellen Aufbaus ab. Man unterteilt die Geometrien dabei in drei unterschiedliche Ausrichtungen, die in Abbildung 2.2 dargestellt sind.

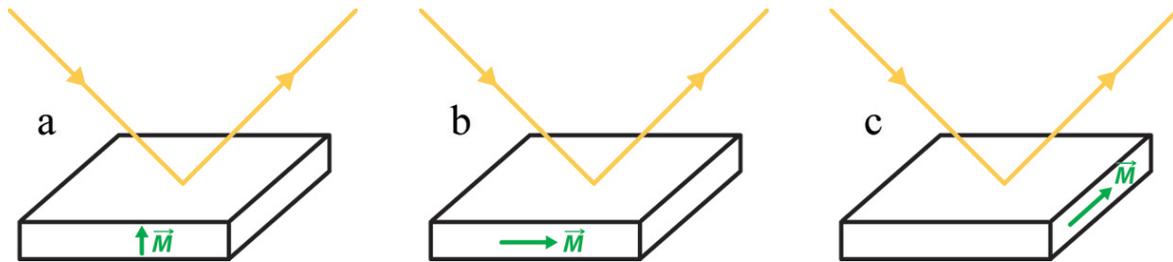


Abbildung 2.2: Lage der Magnetisierung \vec{M} zur Oberfläche und zur Einfallsebene des Lichts bei (a) polarer, (b) longitudinaler und (c) transversaler MOKE-Geometrie.

Beim polaren MOKE (PMOKE) steht die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche und liegt in der Einfallsebene des Lichts (Abb. 2.2a). Auf diese Weise lassen sich Proben untersuchen, die senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind (*out-of-plane*). Bei dem Effekt kommt es zu einer KERR-Drehung und einer KERR-Elliptizität.

Beim longitudinalen MOKE (LMOKE) ist die Magnetisierung sowohl parallel zur Probenoberfläche als auch zur Einfallsebene des Lichts ausgerichtet (Abb. 2.2b). So lassen sich Proben untersuchen, die parallel zur Oberfläche magnetisiert sind (*in-plane*). Wie beim PMOKE existiert eine KERR-Drehung und eine KERR-Elliptizität.

Beim transversalen MOKE (TMOKE) liegt die Magnetisierung zwar parallel zur Probenoberfläche, jedoch senkrecht zur Einfallsebene des Lichts (Abb. 2.2c). Mit diesem Aufbau kann ebenfalls *in-plane*-Magnetisierung untersucht werden. Aufgrund der Anordnung findet bei dieser Geometrie keine KERR-Drehung statt. Der magnetooptische KERR-Effekt äußert sich hier lediglich in einer Intensitätsänderung des Lichts.

Da in dieser Arbeit die *in-plane*-Magnetisierung betrachtet werden soll, kann für den experimentellen Aufbau die LMOKE- oder TMOKE-Geometrie verwendet werden. Die Messung der KERR-Drehung ist speziell für kleine Drehungen experimentell einfacher durchzuführen als die Messung kleiner Intensitätsänderungen. Deshalb wurde hier der Aufbau in der LMOKE-Geometrie gewählt.

Man unterscheidet des Weiteren, ob das einfallende Licht senkrecht (s) oder parallel (p) zur Einfallsebene polarisiert ist. Je nach Einfallswinkel des Lichts und abhängig davon, ob s- oder p-polarisiertes Licht eingestrahlt wurde, unterscheidet sich die Stärke des KERR-Effekts.

2.2 Magnetismus

Der magnetooptische KERR-Effekt existiert nur für magnetische Stoffe. Aus diesem Grund beschäftigt sich dieses Kapitel mit unterschiedlichen Arten des Magnetismus, deren Entstehung und Auswirkungen auf bestimmte Materialien. Zunächst werden in Abschnitt 2.2.1 die physikalischen Größen eingeführt, die zur Charakterisierung eines Magnetfelds wichtig sind, wie die Magnetisierung \vec{M} und die magnetische Flussdichte \vec{B} . Die unterschiedlichen Magnetismusformen werden in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt. Im Falle des Ferromagnetismus lässt sich dort ein typischer Zusammenhang zwischen \vec{M} und \vec{B} aufzeigen. In Abschnitt 2.2.3 werden dann die Elemente Eisen (Fe), Cobalt (Co) und Nickel (Ni) in Bezug auf die Entstehung des Ferromagnetismus näher betrachtet. Welche Richtung die Magnetisierung \vec{M} in einem Festkörper bevorzugt, lässt sich in Abschnitt 2.2.4 nachlesen. Eine Änderung dieser Richtung kann durch ein äußeres Magnetfeld eintreten. Die Vorgänge im Festkörper bei so einer Richtungsänderung und die damit verbundene Domänenstruktur werden in Abschnitt 2.2.5 erläutert. Schließlich wird in Abschnitt 2.2.6 die Magnetisierungskurve, die die Form einer Hysterese hat, und alle damit verbundenen wichtigen Größen vorgestellt.

2.2.1 Das magnetische Feld

Bringt man eine Substanz in ein äußeres Magnetfeld mit der magnetischen Feldstärke \vec{H} , so resultiert daraus ein Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \vec{B} . Diese beiden physikalischen Größen sind über die magnetische Permeabilität μ verknüpft:

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad , \quad (2.1)$$

wobei μ_0 die magnetische Permeabilität im Vakuum ist. Das resultierende Feld mit der magnetischen Flussdichte \vec{B} setzt sich dabei aus der äußeren Feldstärke \vec{H} und der Magnetisierung \vec{M} zusammen:

$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{H} + \vec{M} \right) \quad . \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt \vec{M} , wie die magnetischen Dipolmomente des Stoffes ausgerichtet sind. Ferner gilt, dass \vec{M} abhängig von der magnetischen Suszeptibilität χ_m von der äußeren Magnetfeldstärke \vec{H} beeinflusst wird:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad . \quad (2.3)$$

Setzt man Gleichung 2.3 in Gleichung 2.2 ein, erhält man

$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{H} + \chi_m \vec{H} \right) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H} \quad . \quad (2.4)$$

Vergleicht man Gleichung 2.4 mit Gleichung 2.1, ergibt sich für die magnetische Permeabilität

$$\mu = 1 + \chi_m \quad . \quad (2.5)$$

Es gibt verschiedene Formen des Magnetismus, die sich mit der Größenordnung und dem Vorzeichen der magnetischen Suszeptibilität χ_m charakterisieren lassen. Diese unterschiedlichen Magnetismusformen werden nun vorgestellt.

2.2.2 Formen des Magnetismus

Magnetismus lässt sich in unterschiedliche Formen unterteilen. Die wichtigsten sind Para- und Diamagnetismus, sowie Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus. Die letzten drei Typen zeichnen sich durch eine spontane, ohne Einwirkung eines äußeres Magnetfelds gebildete, Orientierung der magnetischen Dipolmomente aus, was bei den ersten beiden Typen nicht der Fall ist. Diese einzelnen Magnetismusformen werden nun näher beschrieben.

Paramagnetismus

Beim Paramagnetismus existieren im Material magnetische Dipolmomente, die durch unkompenzierte Bahn- und Spinnmomente der Elektronen entstehen. Diese Dipolmomente verstärken ein von außen angelegtes Magnetfeld. Aus diesem Grund ist die magnetische Suszeptibilität $\chi_m > 0$, was zu einer Ausrichtung der Magnetisierung \vec{M} in Richtung der äußeren Magnetfeldstärke \vec{H} führt (siehe Gleichung 2.3). Ist kein Magnetfeld angelegt, sind die Dipolmomente $\vec{\mu}_i$ in alle Richtungen orientiert, so dass in einem Volumen V die Magnetisierung \vec{M} im Mittel verschwindet, da sich \vec{M} aus der Summe der $\vec{\mu}_i$ zusammensetzt:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i \quad . \quad (2.6)$$

Paramagnetische Substanzen sind zum Beispiel Atome oder Ionen mit nicht abgeschlossenen Elektronenschalen, wie etwa Na, K, Cl oder He^+ .

Diamagnetismus

Im Gegensatz zum Paramagnetismus sind beim Diamagnetismus ohne äußeres Magnetfeld keine magnetischen Dipolmomente vorhanden. Legt man ein Magnetfeld von außen an, bilden sich magnetische Dipole, die sich antiparallel dazu ausrichten. Diese bevorzugte Orientierung äußert sich in der magnetischen Suszeptibilität χ_m , für die beim Diamagnetismus $\chi_m < 0$ gilt (siehe Gleichung 2.3). Deshalb versuchen diamagnetische Substanzen sich aus äußeren Magnetfeldern heraus zu bewegen.

Man kann den Diamagnetismus als Induktionseffekt verstehen. Die Elektronen werden durch das äußere Feld in Bewegung versetzt und bilden somit elektrische Ströme, die ein magnetisches Dipolmoment erzeugen, das dem verursachenden Magnetfeld entgegenwirkt (LENZ'sche Regel). Somit wird das resultierende Magnetfeld in diamagnetischen Substanzen abgeschwächt.

Diamagnetismus tritt bei allen Stoffen auf. Da er aber im Vergleich zu anderen Magnetismusformen ein sehr kleiner Effekt ist, spricht man nur bei solchen Substanzen von Diamagneten, die ausschließlich diamagnetisch sind.

Beispiele für Diamagneten sind Atome oder Ionen mit abgeschlossenen Elektronenschalen, wie zum Beispiel He, Ne, Cl^- oder Na^+ .

Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus

Bei diesen Magnetismusformen existieren auch ohne äußeres Magnetfeld magnetische Dipolmomente, wie es ebenfalls beim Paramagnetismus der Fall ist. Der Unterschied besteht darin, dass sich die magnetischen Dipolmomente auch ohne äußeres Magnetfeld zueinander ausrichten, was beim Paramagnetismus nicht geschieht. Ein angelegtes äußeres Magnetfeld der Feldstärke \vec{H} sorgt dann dafür, dass sich die magnetischen Dipole an \vec{H} orientiert ausrichten. Eine Erklärung für dieses Verhalten lässt sich in Bezug auf den Ferromagnetismus in Abschnitt 2.2.3 finden.

Abbildung 2.3 zeigt schematisch die unterschiedlichen Orientierungen der magnetischen Dipolmomente für Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus.

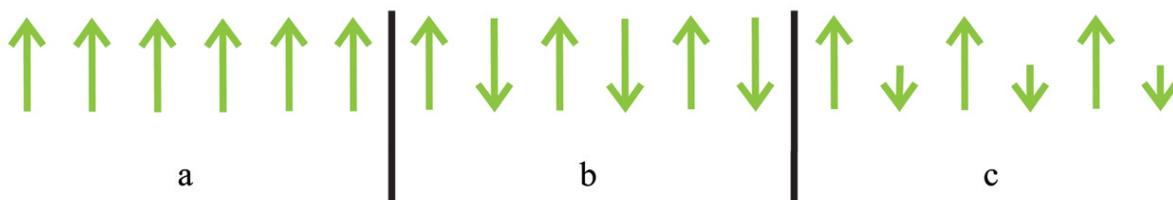


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Orientierungen der magnetischen Dipolmomente für (a) Ferro-, (b) Antiferro- und (c) Ferrimagnetismus.

Beim Ferromagnetismus richten sich die magnetischen Dipolmomente in eine gemeinsame Richtung aus, was eine Magnetisierung $M \neq 0$ zur Folge hat (Abb. 2.3a). Die einzigen ferromagnetischen Elemente in Reinform sind bei Raumtemperatur Fe, Co und Ni. Bei tiefen Temperaturen gibt es auch Lanthanoide, die ferromagnetisch sind, und auch manche Verbindungen oder Legierungen können ferromagnetisches Verhalten aufweisen.

Antiparallele Ausrichtung der magnetischen Dipolmomente beschreibt der Antiferromagnetismus (Abb. 2.3b). Die magnetischen Momente heben sich im Mittel auf und es gilt $M = 0$. Die Oxide MnO, FeO und CoO sind Beispiele für Antiferromagneten.

Beim Ferrimagnetismus ist die Anordnung der magnetischen Dipolmomente ebenfalls antiparallel, jedoch heben sie sich aufgrund ihrer unterschiedlichen Beiträge nicht im Mittel auf, weshalb $M \neq 0$ gilt (Abb. 2.3c). Als Beispiele seien hier MnFe_2O_4 und CuFe_2O_4 genannt.

Oberhalb der CURIE-Temperatur T_C werden Ferro-, Antiferro- und Ferrimagneten zu Paramagneten. Dann ist die thermische Energie so hoch, dass die geordnete Struktur der magnetischen Dipole nicht mehr aufrecht erhalten werden kann. Für die temperaturabhängige magnetische Suszeptibilität χ_m gilt mit C als CURIE-Konstante oberhalb von T_C

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C} \quad (2.7)$$

Für Ferromagneten ist charakteristisch, dass die Suszeptibilität $\chi_m \gg 1$ ist. Damit gilt, dass das induzierte Magnetfeld $\mu_0 \vec{M}$ sehr viel größer als das angelegte Feld $\mu_0 \vec{H}$ ist. Daraus resultiert für Ferromagneten $\vec{B} \propto \vec{M}$ und Gleichung 2.2 vereinfacht sich zu $\vec{B} = \mu_0 \vec{M}$.

Weitere Informationen zu den einzelnen Magnetismusformen lassen sich unter anderem in [8] finden. Da in dieser Arbeit ausschließlich ferromagnetische Schichten vermessen werden, folgt eine Beschreibung zur Entstehung des Ferromagnetismus von Fe, Co und Ni.

2.2.3 Entstehung des Ferromagnetismus von Fe, Co und Ni

Betrachtet man zunächst ein einzelnes Atom, lässt sich der Ferromagnetismus durch die HUND'schen Regeln erklären. Diese besagen unter Anderem, dass es für Elektronen einer nicht abgeschlossenen Schale energetisch am günstigsten ist, sich so auf die einzelnen Energieniveaus zu verteilen, dass der Gesamtspin maximal wird. Dies hat zur Folge, dass sich alle ungepaarten Elektronen auf Niveaus mit parallelem Spin verteilen. Die magnetischen Dipole liegen somit ebenfalls parallel zueinander und man erhält einen Ferromagneten.

Die Begründung der HUND'schen Regel liegt im PAULI-Prinzip und in der COULOMB-Wechselwirkung. Das PAULI-Prinzip besagt, dass die Gesamtwellenfunktion eines Elektrons antisymmetrisch sein muss. Da sich die Gesamtwellenfunktion aus Ortswellenfunktion und Spinwellenfunktion zusammensetzt, gibt es zwei Möglichkeiten dies zu realisieren. Wählt man einen antisymmetrischen Spinanteil, muss der Ortsanteil symmetrisch sein. Ein antisymmetrischer Spinanteil bedeutet, dass die Spins sich antiparallel ausrichten. Ein symmetrischer Ortsanteil besagt, dass sich Elektronen an gleichen Orten aufhalten können. Dies ist aber aufgrund der COULOMB-Wechselwirkung energetisch ungünstig. Deshalb wird die zweite Variante, ein antisymmetrischer Ortsanteil und ein symmetrischer Spinanteil, angestrebt. Das bedeutet, dass die Elektronen weiter voneinander entfernt sind und die Spins sich parallel ausrichten. Dieses Phänomen wird auch als Austauschwechselwirkung bezeichnet.

Bei der Bildung eines Festkörpers überlappen die Energieniveaus der Elektronen und formen Energiebänder. Dabei gehen die oben beschriebenen ferromagnetischen Eigenschaften des Atoms bei den meisten Stoffen verloren. Liegt die FERMI-Energie, also die Energie des höchsten besetzten Zustands bei $T = 0$ K, innerhalb eines Energiebands, ist der Festkörper ein Metall. Jegliche kleine energetische Fluktuation kann dann von den Elektronen an der FERMI-Kante genutzt werden, um sich in dem Band fortzubewegen, wodurch die elektrische Leitung in Metallen zustande kommt. Man unterscheidet hier zwischen lokal gebundenen Elektronen, die an den Atomrümpfen bleiben und nicht zur elektrischen Leitung beitragen, und den delokalisierten Elektronen, die sich im Festkörper bewegen können und die elektrische Leitung bewirken.

Um den Ferromagnetismus von Fe, Co und Ni zu erklären, sollte man zuerst die Elektronenkonfiguration dieser Metalle betrachten. Bei allen drei Elementen ist zusätzlich zur Argon-Konfiguration die 4s-Schale vollständig mit Elektronen besetzt. Die 3d-Schale ist mehr als zur Hälfte, aber nicht vollständig gefüllt:



Ausschlaggebend für die elektrische Leitung in diesen Metallen sind die 3d- und 4s-Bänder im Festkörper, die aus den 3d- und 4s-Niveaus der Atome entstehen. Die Elektronen in diesen Bändern sind verantwortlich für die magnetischen Momente, die zum Ferromagnetismus führen. Dabei entstehen diese Momente überwiegend aus den Spins der Elektronen. Die Bahndrehmomente spielen hier nur eine untergeordnete Rolle, da diese Elektronen nicht an den Atomrümpfen gebunden sind.

Die oben beschriebene Austauschwechselwirkung sorgt dafür, dass sich die Elektronen auf die Zustände mit gleicher Spinrichtung verteilen. Damit liegen die Elektronen weiter voneinander entfernt, so dass die potentielle Energie herabgesetzt wird. Gleichzeitig müssen aber mehr \vec{k} -Zustände besetzt werden, wenn sich die Spins parallelisieren. Dadurch vergrößert sich die

FERMI-Kugel im reziproken Raum, was eine Erhöhung der kinetischen Energie der Bandedelekttronen zur Folge hat. In Abbildung 2.4a ist diese totale Polarisation, die für die potentielle Energie günstig, für die kinetische jedoch ungünstig ist, dargestellt.

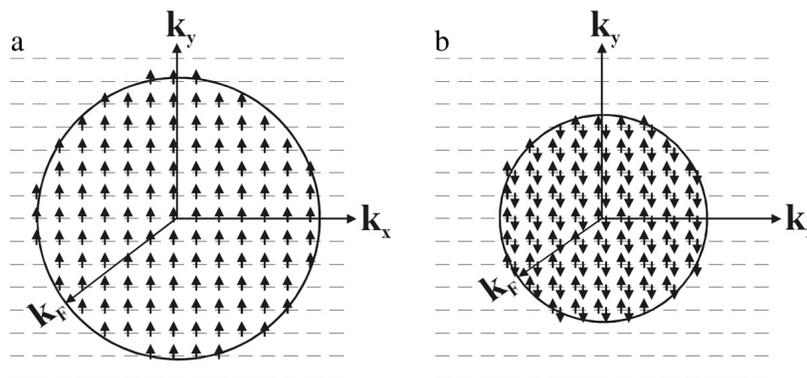


Abbildung 2.4: 2D-FERMI-Kugeln delokalierter Elektronen mit Berücksichtigung der Spins, (a) totale Spinpolarisation, (b) totale Spinkompensation (nach [9]).

Kompensieren sich die Spins, indem sie sich antiparallel anordnen, liegen die Elektronen näher beieinander und die potentielle Energie vergrößert sich aufgrund der COULOMB-Wechselwirkung. Gleichzeitig verkleinert sich bei gleichbleibender Zustandsdichte die FERMI-Kugel, was die kinetische Energie herabsenkt. Diese Situation, die für die potentielle Energie ungünstig, für die kinetische jedoch günstig ist, ist in Abbildung 2.4b veranschaulicht.

Damit stehen potentielle und kinetische Energie in Konkurrenz zueinander. Ergibt sich für eine minimale Gesamtenergie, dass ein Teil der Spins nicht kompensiert wird und diese parallel zueinander liegen, ist das Material ferromagnetisch. Betrachtet man am Beispiel von Nickel die Zustandsdichte der einzelnen Energien, wie in Abbildung 2.5 aufgetragen, sieht man, dass die \uparrow -Zustände energetisch tiefer liegen als die \downarrow -Zustände. Bei der entsprechenden Lage der FERMI-Energie E_F sind mehr \uparrow -Zustände besetzt als \downarrow -Zustände, woraus wiederum resultiert, dass das Material ferromagnetisch ist.

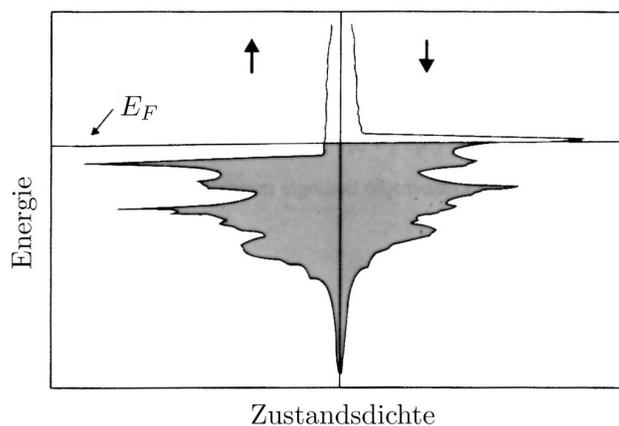


Abbildung 2.5: \uparrow - und \downarrow -Zustandsdichten der 3d- und 4s-Elektronen für Ni (nach [10]).

Die vom Wellenvektor \vec{k} abhängigen Energien $E_{\uparrow}(\vec{k})$ und $E_{\downarrow}(\vec{k})$ der \uparrow - und \downarrow -Zustände lassen sich in Abhängigkeit des Austauschintegrals I wie folgt darstellen:

$$E_{\uparrow}(\vec{k}) = E(\vec{k}) + I \frac{n_{\uparrow}}{N} \quad , \quad (2.8)$$

$$E_{\downarrow}(\vec{k}) = E(\vec{k}) - I \frac{n_{\downarrow}}{N} \quad . \quad (2.9)$$

Hierbei ist n_{\uparrow} die Anzahl der Elektronen im \uparrow -Zustand und n_{\downarrow} die Anzahl der Elektronen im \downarrow -Zustand. N ist die Gesamtanzahl der Elektronen. Mit Hilfe des so genannten STONER-Kriteriums lässt sich nun bestimmen, ob ein Material ferromagnetisch ist oder nicht. Dazu wird das Austauschintegral I aus den Gleichungen 2.8 und 2.9 bestimmt und mit der Zustandsdichte an der FERMI-Kante $D(E_F)$ multipliziert. Damit ein Material ferromagnetisch ist, muss für das Ergebnis gelten

$$I D(E_F) > 1 \quad . \quad (2.10)$$

Dieses Kriterium ist für die Elemente Fe, Co und Ni erfüllt. Sie sind demnach ferromagnetisch.

2.2.4 Magnetisierungsrichtung

Die Richtung der spontanen Magnetisierung \vec{M} in Ferromagneten hängt von vielen Faktoren ab, die die Dichte der freien Energie F für jede Richtung beeinflussen. Dabei nimmt \vec{M} die Richtung mit der niedrigsten freien Energiedichte ein. In einem magnetisch isotropen Medium ist die freie Energiedichte allein durch die ZEEMAN-Energie gegeben und es gilt

$$F = -\vec{B} \cdot \vec{M} \quad . \quad (2.11)$$

Man sieht, dass das Skalarprodukt $\vec{B} \cdot \vec{M}$ maximal und damit F minimal wird, wenn \vec{M} in Richtung von \vec{B} liegt. Betrachtet man ein anisotropes Medium, können Anisotropiebeiträge F_i die Wahl der Magnetisierungsrichtung beeinflussen. Diese Beiträge werden zum ZEEMAN-Term addiert und können je nach Vorzeichen die Dichte der freien Energie F einer Richtung erhöhen oder erniedrigen:

$$F = -\vec{B} \cdot \vec{M} + \sum_i F_i \quad . \quad (2.12)$$

Dabei kann bei bestimmten Anisotropiebeiträgen auch eine andere Richtung als die von \vec{B} bevorzugt werden. Man unterscheidet hierbei zwischen magnetisch leichten und schweren Richtungen. Bei einer leichten sind die Anisotropiebeiträge der freien Energiedichte sehr klein und in diese zeigt dann die Magnetisierung ohne angelegtes äußeres Magnetfeld. Die Anisotropiebeiträge einer schweren Richtung sind sehr groß, so dass sich ohne angelegtes Magnetfeld die Magnetisierung nicht in diese Richtung dreht. Ist das äußere Magnetfeld so stark, dass die Dichte der freien Energie bei dieser Orientierung minimal wird, zeigt die Magnetisierung schließlich doch in diese Richtung.

Im Folgenden werden nun unterschiedliche Anisotropiebeiträge vorgestellt.

Formanisotropie

Die Formanisotropie hängt von der Form der Probe ab. Flache Proben sind bevorzugt *in-plane* magnetisiert, bei länglichen röhrenförmigen Proben zeigt die Magnetisierung bevorzugt entlang der Längsachse der Röhre. Dies liegt am Entmagnetisierungsfeld \vec{B}_{ent} , das an der Probenoberfläche entsteht. Durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung kompensieren sich die magnetischen Dipole in der Probe. An der Oberfläche fehlt diese Kompensation und die magnetischen Dipole bilden das Entmagnetisierungsfeld, das dem äußeren Magnetfeld entgegenwirkt.

Der Anteil F_{ent} , den die Formanisotropie zur freien Energiedichte liefert, lässt sich aus \vec{B}_{ent} und \vec{M} durch Integration bestimmen:

$$F_{ent} = - \int \vec{B}_{ent} d\vec{M} \quad . \quad (2.13)$$

Der Ansatz für das Entmagnetisierungsfeld \vec{B}_{ent} , das durch die Oberflächen-Dipole erzeugt wird, lautet mit $\hat{\aleph}$ als Entmagnetisierungstensor

$$\vec{B}_{ent} = -\mu_0 \hat{\aleph} \vec{M} \quad . \quad (2.14)$$

Betrachtet man eine flache Probe mit der Oberflächennormalen in z -Richtung, ist nur der Magnetisierungsanteil M_z wichtig. In diesem Fall löst sich das Integral der Gleichung 2.13 mit $\vec{B}_{ent} = -\mu_0 M_z$ zu

$$F_{ent} = \frac{1}{2} \mu_0 M_z^2 \quad . \quad (2.15)$$

Mit $M_z = M_{Sat} \cos \vartheta$, M_{Sat} als Sättigungsmagnetisierung und ϑ als Winkel zwischen \vec{M}_{Sat} und der z -Achse ergibt sich:

$$F_{ent} = \frac{1}{2} \mu_0 M_{Sat}^2 \cos^2 \vartheta \quad . \quad (2.16)$$

Es wird deutlich, dass F_{ent} am größten ist, wenn \vec{M}_{Sat} in Richtung der z -Achse liegt (*out-of-plane*). Liegt \vec{M}_{Sat} senkrecht zur z -Achse (*in-plane*), wird F_{ent} hingegen minimal. Wenn also keine anderen Anisotropiebeiträge eine *out-of-plane* Magnetisierung verursachen, befindet sich die bevorzugte Magnetisierungsrichtung *in-plane*.

Kristallanisotropie

Die Kristallanisotropie beinhaltet die Beiträge zur freien Energiedichte, die durch das Kristallgitter entstehen. Sie sorgt dafür, dass sich die Magnetisierung an bestimmten Kristallachsen ausrichtet, wenn nicht andere Anisotropiebeiträge einen stärkeren Einfluss aufweisen. Die Überlappung der Elektronenverteilung der Atome beeinflusst die Magnetisierung über die Spin-Bahn-Wechselwirkung.

Für eine hexagonale Struktur, wie zum Beispiel bei kristallinem Cobalt, ergibt sich für den Beitrag F_{hex} gemäß [11]:

$$F_{hex} = K_1 \sin^2 \vartheta_{hex} + K_2 \sin^4 \vartheta_{hex} \quad . \quad (2.17)$$

Dabei ist ϑ_{hex} der Winkel, den die Magnetisierung mit der hexagonalen Achse einschließt. Ferner sind K_1 und K_2 material- und temperaturabhängige Anisotropiekonstanten. Wie man erkennt, ist F_{hex} minimal, wenn die Magnetisierung in Richtung der hexagonalen Achse zeigt. Die [0001]-Richtung ist also eine leichte Richtung. Befindet sich die Magnetisierung senkrecht dazu, also in der hexagonalen Grundfläche, liegt sie in einer schweren Richtung.

Für die Bestimmung des Anisotropiebeitrags F_{kub} eines kubisches Kristallgitters, wie zum Beispiel Eisen oder Nickel, benötigt man den jeweiligen Kosinus der Magnetisierungsrichtungen in Bezug auf die Würfelkanten, welche mit α_1 , α_2 und α_3 bezeichnet werden. Dann ergibt sich laut [11]

$$F_{kub} = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad . \quad (2.18)$$

Bei Eisen, das eine kubisch raumzentrierte Gitterstruktur aufweist, ist die [100]-Richtung eine leichte Richtung, die [111]-Richtung eine schwere. Bei kubisch flächenzentriertem Nickel ist es umgekehrt.

Weitere Anisotropien

Es gibt noch weitere Anisotropiebeiträge, von denen im Folgenden drei noch kurz benannt und erläutert werden.

An der Oberfläche eines Kristalls liegt ein Symmetriebruch bezogen auf das Kristallgitter vor. Über die Spin-Bahn-Kopplung beeinflusst das auch die Magnetisierung. Die bevorzugte Richtung dieser Oberflächenanisotropie hängt von der Orientierung des Kristallgitters zur Oberfläche ab und ist reziprok zur Schichtdicke.

Durch die Wachstumsbedingungen bei der Herstellung einer Probe können verschiedene Anisotropien auftreten. Aufgrund von Differenzen zwischen den Gitterkonstanten eines Kristallfilms und des Substrats entstehen Spannungen. Dadurch liegen Atome nicht exakt auf ihren Gitterplätzen, was sich über die Spin-Bahn-Wechselwirkung auch auf die magnetische Struktur auswirkt. Dies wird als spannungsinduzierte Anisotropie bezeichnet.

Während des weiteren Wachstums der Probe können sich Fehlstellen bilden oder Fremdatome mit eingebaut werden, was wieder über die Spin-Bahn-Wechselwirkung Auswirkungen auf die magnetische Struktur hat. Diese wachstumsinduzierte Anisotropie lässt sich mit der spannungsinduzierten Anisotropie zusammenfassen und durch eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Oberfläche und eine *in-plane*-Anisotropie senkrecht dazu ausdrücken.

Ebenfalls können Vorzugsrichtungen durch die Beschaffenheit des Substrats entstehen, zum Beispiel durch polierte Substratoberflächen. Auch die Orientierung des Substrats bei der Probenherstellung kann für Vorzugsrichtungen verantwortlich sein.

Allgemein kann man die Anisotropiebeiträge in Volumen- und Grenzflächenanteile aufteilen. Bei sehr dünnen Proben überwiegen nach [12] die Grenzflächenanteile und es resultiert eine *out-of-plane*-Magnetisierung. In dickeren Schichten dominieren die Volumenanteile, was abhängig von der Probenform zu einer *in-plane*-Magnetisierung führt.

2.2.5 Domänenstruktur

Die magnetischen Dipole eines Ferromagneten sind in so genannten Domänen angeordnet, die auch WEISS'sche Bezirke genannt werden. Innerhalb einer Domäne sind die Dipole einheitlich in die Richtung ausgerichtet, die sich nach dem Minimum der Dichte der freien Energie orientiert. Benachbarte Domänen haben eine unterschiedliche Ausrichtung und sind durch BLOCH-Wände getrennt. Innerhalb einer Wand drehen sich die magnetischen Dipole kontinuierlich von der Ausrichtung der einen angrenzenden Domäne zu der Orientierung der nächsten. WEISS'sche Bezirke haben eine Ausdehnung von 10^{-8} m bis 10^{-6} m. BLOCH-Wände können eine Dicke von mehreren 10^{-9} m erreichen [11].

Legt man ein äußeres Magnetfeld an, wandern die BLOCH-Wände, so dass sich die WEISS'schen Bezirke vergrößern, deren Dipole eher in Richtung des äußeren Magnetfeldes liegen. Dabei vereinen sich Domänen mit gleicher magnetischer Orientierung. Die BLOCH-Wände zwischen ihnen verschwinden. Die Vergrößerung von manchen Domänen sorgt dafür, dass andere Domänen verschluckt werden.

Ist das äußere Magnetfeld groß genug, gibt es nur noch eine Domäne mit einheitlicher magnetischer Ausrichtung. Steigt das äußere Magnetfeld weiter, werden jegliche Anisotropiebeiträge der freien Energiedichte überwunden und die Magnetisierung dreht sich vollständig in Richtung des äußeren Magnetfeldes. Abbildung 2.6 verdeutlicht diesen Vorgang.

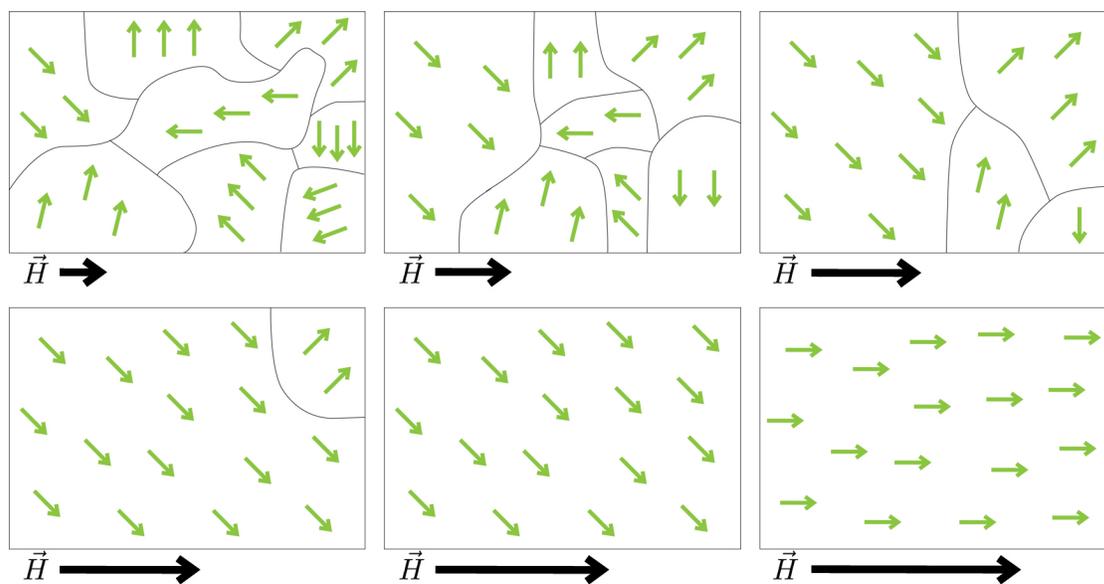


Abbildung 2.6: Verhalten der WEISS'schen Bezirke und Wanderung der BLOCH-Wände bei Vergrößerung der äußeren Magnetfeldstärke \vec{H} .

Wird das äußere Magnetfeld anschließend verringert, zerfällt die einheitliche Ausrichtung wieder in einzelne Domänen. Die Verschiebung der BLOCH-Wände ist ein teilweise irreversibler Prozess, was dazu führt, dass die Magnetisierung auch von der Vorgeschichte des Materials abhängt. Verstärkt man die Magnetisierung eines ferromagnetischen Materials, ist der Magnetisierungsverlauf ein anderer als wenn das Material wieder entmagnetisiert wird. Dies wird in einer Magnetisierungskurve deutlich, die nun näher vorgestellt wird.

2.2.6 Die Magnetisierungskurve

Um magnetisches Verhalten zu charakterisieren, kann man eine Magnetisierungskurve aufnehmen und auswerten. Dabei wird die Magnetisierung M über die äußere Magnetfeldstärke H aufgetragen. Diese Kurve hat die Form einer Hysterese, wie die beispielhafte Kurve (grün) in Abbildung 2.7 zeigt. Die Magnetisierung M wird dabei in Relation zur Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} aufgetragen. Die Kenngrößen einer Magnetisierungskurve sind in Abbildung 2.7 eingezeichnet und werden nun zusammen mit dem Kurvenverlauf erläutert.

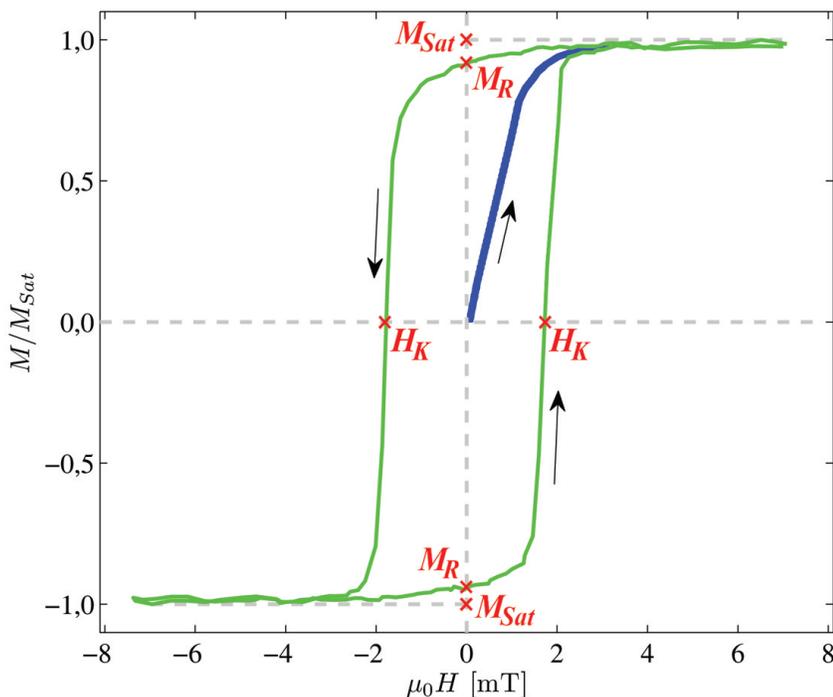


Abbildung 2.7: Beispiel für eine Magnetisierungskurve (grün) und für eine Neukurve (blau). M_{Sat} : Sättigungsmagnetisierung, M_R : Remanenz, H_K : Koerzitivfeldstärke.

Der unterschiedliche Verlauf für die Hin- und Rückkurve der Magnetisierungskurve spiegelt das nicht vollständig reversible Verhalten der Magnetisierung M eines Ferromagneten bei Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wider. Ist die magnetische Feldstärke H so groß, dass sich M vollständig ausgerichtet hat, kann M nicht mehr größer werden. Diese Sättigungsmagnetisierung wird mit M_{Sat} gekennzeichnet. Verringert man H von diesem Punkt aus, kann sich die Magnetisierung drehen und es bilden sich die Domänen aus. Da man mit einer Magnetisierungskurve immer nur den Magnetisierungsanteil in eine bestimmte Richtung betrachtet, sinkt M bei diesem Vorgang. Wenn H den Wert Null erreicht, existiert eine Restmagnetisierung im Ferromagneten, die Remanenz M_R . Legt man von hier aus ein Gegenfeld in die andere Richtung an, bilden sich weitere Domänen bis M den Wert Null erreicht. An dieser Stelle mitteln sich die magnetischen Momente der Domänen zu Null. Die äußere Magnetfeldstärke H , die dazu nötig ist, wird Koerzitivfeld H_K genannt. Bei weiterer Erhöhung von H begibt sich M wieder in die Sättigung.

Ist kein äußeres Magnetfeld angelegt und mitteln sich die magnetischen Dipolmente aller Domänen des Ferromagneten zu Null, so dass $M = 0$ ist, kann man durch Vergrößerung von H eine Neukurve messen. Diese ist in Abbildung 2.7 blau gekennzeichnet.

Im steilen Anstieg der Magnetisierungskurve findet die Wanderung der BLOCH-Wände statt, bei der sich auch die Domänengrößen verändern. Zu Beginn des Sättigungsbereichs, an dem der steile Anstieg abflacht, beginnt die Drehung der Magnetisierung in die Richtung von H .

Aus der Form der Magnetisierungskurve lässt sich schließen, ob man eine magnetisch leichte oder schwere Richtung betrachtet. Dazu sind in Abbildung 2.8 zwei beispielhafte Magnetisierungskurven abgebildet.

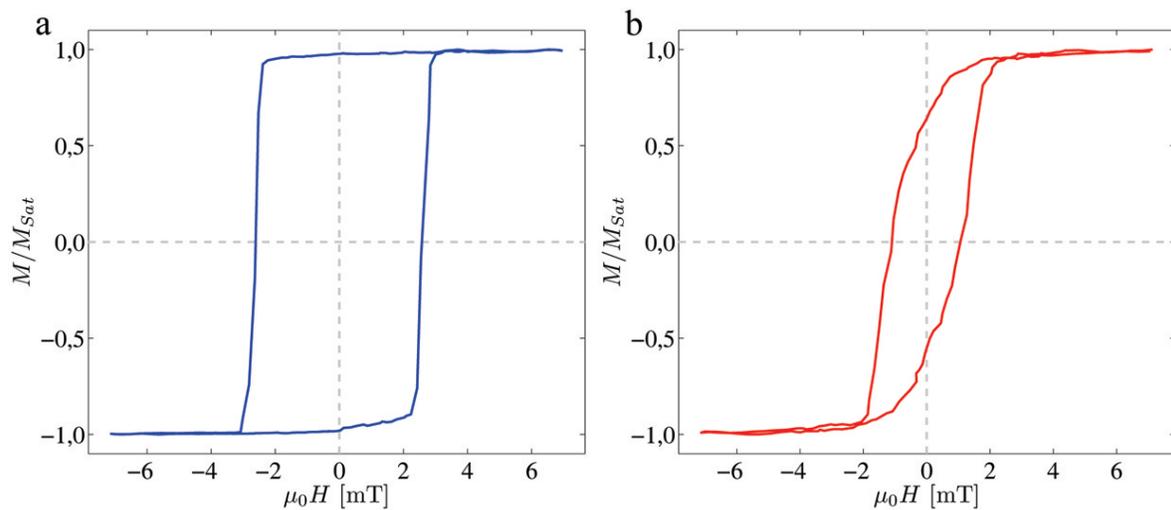


Abbildung 2.8: Magnetisierungskurven für eine (a) leichte und (b) schwere Richtung.

Eine leichte Magnetisierungsrichtung zeichnet sich durch eine hohe Remanenz und eine hohe Koerzitivfeldstärke aus (Abb. 2.8a). Die Magnetisierungskurve ist eher kastenförmig. Hat man das äußere Magnetfeld abgestellt, befindet sich die Magnetisierung immer noch nahe dem Sättigungszustand. Für leichte Richtungen gilt damit $M_R \approx M_{Sat}$.

Bei einer schweren Magnetisierungsrichtung ist die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke kleiner (Abb. 2.8b). Die Magnetisierungskurve ist nicht mehr kastenförmig, sondern abgerundeter und schmaler. Fährt man das äußere Magnetfeld aus der Sättigung zurück, bilden sich schon die einzelnen Domänen aus und M verringert sich.

2.3 Optik

In diesem Abschnitt werden die zum Verständnis des KERR-Effekts benötigten optischen Begriffe, wie Polarisationen, Reflexionskoeffizienten und Brechungsindizes, behandelt. In Abschnitt 2.3.1 werden die unterschiedlichen Formen der Polarisation des Lichts beschrieben. Der Abschnitt 2.3.2 verknüpft dann die Polarisation mit dem KERR-Winkel und der KERR-Elliptizität. Anschließend wird der komplexe KERR-Winkel eingeführt und gezeigt, dass dieser nur von den Reflexionskoeffizienten abhängt. Die KERR-Winkel des PMOKE und des LMOKE werden in Abschnitt 2.3.3 in Abhängigkeit der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors bestimmt.

2.3.1 Polarisation des Lichts

Die Polarisation des Lichts ist durch die Schwingung des elektrischen Feldvektors \vec{E} definiert, welcher senkrecht auf dem magnetischen Feldvektor \vec{B} steht. Beide Vektoren liegen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts und damit auch zum Wellenvektor \vec{k} .

Lineare, zirkulare und elliptische Polarisierungen sind schematisch in Abbildung 2.9 dargestellt, wobei der Verlauf der Spitze des \vec{E} -Vektors gelb gezeichnet ist und die Projektion auf die \vec{E} - \vec{B} -Ebene orange. Die einzelnen Polarisierungen werden nun näher erläutert.

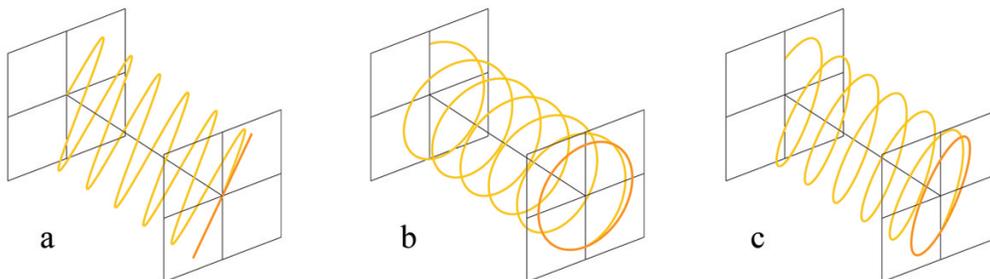


Abbildung 2.9: Verlauf der Spitze des \vec{E} -Vektors bei (a) linearer, (b) zirkularer und (c) elliptischer Polarisation.

Bei einer linearen Polarisation (Abb. 2.9a) zeigt \vec{E} in eine feste Richtung, ändert aber beim Voranschreiten der Lichtwelle den Betrag und das Vorzeichen periodisch. Die maximale Amplitude bleibt unverändert. Projiziert man diese Bewegung auf die Ebene, die durch \vec{E} und \vec{B} aufgespannt wird, erhält man eine Gerade.

Zirkulare Polarisation (Abb. 2.9b) entsteht, wenn \vec{E} sich während der Lichtausbreitung mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um \vec{k} dreht. Der Betrag von \vec{E} bleibt dabei unverändert. Die Spitze von \vec{E} beschreibt bei Projektion auf die \vec{E} - \vec{B} -Ebene einen Kreis.

Bei elliptischer Polarisation (Abb. 2.9c) ändert sich der Betrag von \vec{E} periodisch. Zusätzlich rotiert \vec{E} mit konstanter Winkelgeschwindigkeit um \vec{k} , so dass die Projektion auf die \vec{E} - \vec{B} -Ebene eine Ellipse ergibt.

Jede Polarisation lässt sich aus zwei linear polarisierten Anteilen, die senkrecht zueinander schwingen, zusammensetzen. Dabei ergibt sich der elektrische Feldvektor \vec{E} als Summe dieser beiden Anteile. Abbildung 2.10 verdeutlicht diesen Sachverhalt. Der rote und der grüne Verlauf stehen hier für die linear polarisierten Anteile von \vec{E} , die Summe und damit der Verlauf von \vec{E} ist gelb eingezeichnet.

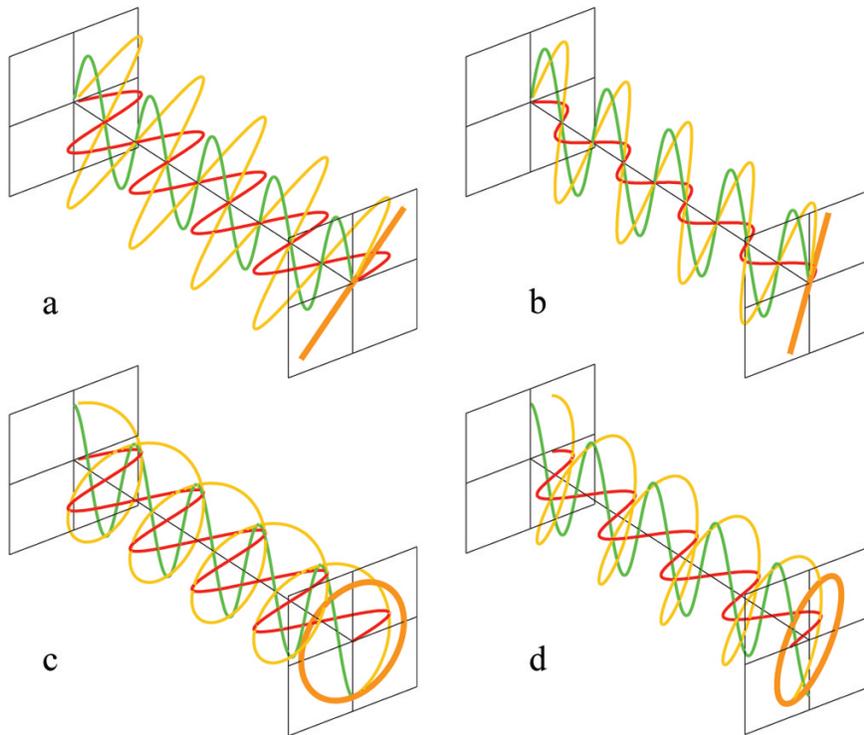


Abbildung 2.10: (a) Lineare, (b) linear gedrehte, (c) zirkulare und (d) elliptische Polarisation, dargestellt als Summe (gelb) zweier linear polarisierter Anteile (rot, grün).

Schwingen die beiden Anteile in Phase, resultiert daraus für \vec{E} eine lineare Polarisation (Abb. 2.10a). Dabei bestimmt das Verhältnis der maximalen Amplitude der Vektoren den Winkel, um den die lineare Polarisation gedreht ist (Abb. 2.10b).

Schwingen die beiden linear polarisierten Anteile gegenphasig mit gleicher maximaler Amplitude, addieren sie sich zu einer zirkularen Polarisation (Abb. 2.10c). Unterscheiden sich die maximalen Amplituden oder haben die Anteile eine andere Phasenbeziehung, entsteht elliptisch polarisiertes Licht (Abb. 2.10d).

Es gibt eine weitere Möglichkeit die Polarisation von \vec{E} darzustellen. Man addiert zwei zirkular polarisierte Anteile, die in unterschiedliche Richtungen rotieren. Die maximalen Amplituden der beiden Anteile ändern sich mit der Rotation nicht und sind deshalb zeitlich und räumlich konstant. In Abbildung 2.11 steht der rote Verlauf für den rechts zirkular und der grüne für den links zirkular polarisierten Anteil. Die Summe und damit der Verlauf von \vec{E} ist wieder gelb eingezeichnet.

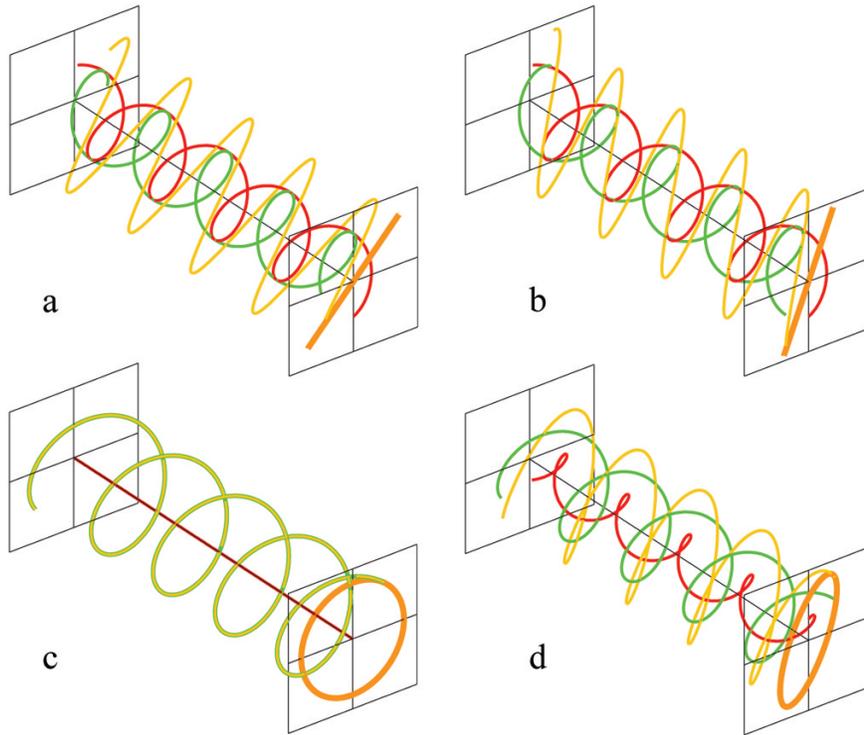


Abbildung 2.11: (a) Lineare, (b) linear gedrehte, (c) zirkulare und (d) elliptische Polarisation, dargestellt als Summe (gelb) zweier zirkular polarisierter Anteile (rot, grün).

Haben die rechts und links zirkular polarisierten Anteile die gleiche Amplitude, ergibt sich für \vec{E} eine lineare Polarisation (Abb. 2.11a). Mit Änderung der Phasenbeziehung der Anteile lässt sich die lineare Polarisation drehen (Abb. 2.11b).

Verschwindet die Amplitude einer der beiden Anteile, entspricht der Verlauf von \vec{E} dem Verlauf des übrig gebliebenen Anteils, und es ergibt sich zirkular polarisiertes Licht (Abb. 2.11c, der grüne links zirkular polarisierte Anteil und die Summe in gelb liegen übereinander). Sind die Amplituden unterschiedlich, erhält man elliptisch polarisiertes Licht, das sich wiederum mit Änderung der Phasenbeziehung der Anteile drehen lässt (Abb. 2.11d).

Setzt man also die Polarisation des Lichts aus zwei zirkular polarisierten Anteilen zusammen, entscheidet die Phasenbeziehung dieser Anteile, in welche Richtung die Polarisationsachse zeigt. Das Amplitudenverhältnis bestimmt, ob lineare, zirkulare oder elliptische Polarisation vorliegt.

Um die Vorgänge beim magnetooptischen KERR-Effekt nachzuvollziehen, wird die Zusammensetzung der Polarisation durch zwei zirkular polarisierte Anteile nun dazu verwendet den KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität zu beschreiben.

2.3.2 KERR-Winkel und KERR-Elliptizität

Die zentralen Größen des KERR-Effektes, der KERR-Winkel θ_K und die KERR-Elliptizität e_K , sind abhängig von der Polarisation des Lichts vor und nach der Reflexion. Eingestrahlttes linear

polarisiertes Licht wird dabei durch den KERR-Effekt zu gedreht elliptisch polarisiertem Licht. Der KERR-Winkel θ_K ergibt sich aus der Differenz zwischen dem Polarisationswinkel des einfallenden Lichtstrahls ϕ^i (i für *incident*) und dem des reflektierten Strahls ϕ^r (r für *reflected*), gemessen an der großen Halbachse der Ellipse E_{max} , wie in Abbildung 2.12 dargestellt.

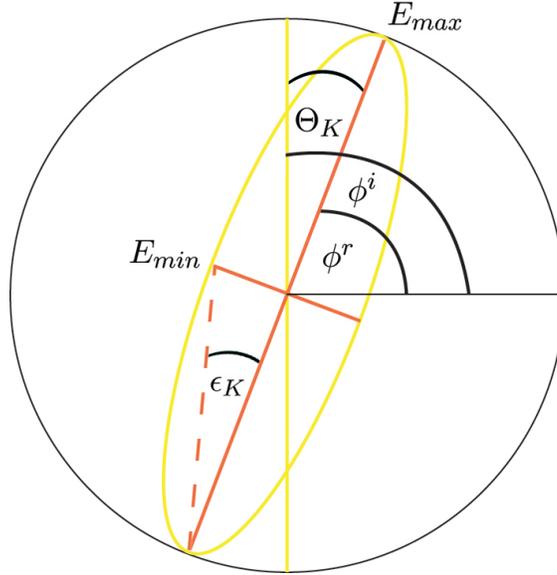


Abbildung 2.12: Relevante Größen des KERR-Effekts beim Wechsel von linearer zu elliptischer Polarisation. θ_K : KERR-Winkel, ϵ_K : Elliptizitätswinkel, E_{max} : große Ellipsenhilbachse, E_{min} : kleine Ellipsenhilbachse, ϕ^i : Polarisationswinkel des einfallenden Lichts, ϕ^r : Polarisationswinkel des reflektierten Lichts.

Des Weiteren lässt sich nach [13] die KERR-Elliptizität e_K aus dem Verhältnis der Amplitude E_{min} zur Amplitude E_{max} berechnen. Zusätzlich gilt $e_K = \tan \epsilon_K$ mit ϵ_K als Elliptizitätswinkel (siehe Abb. 2.12). Für kleine Elliptizitäten bzw. Elliptizitätswinkel kann man $\epsilon_K \approx e_K$ annehmen. Für die relevanten Größen ergibt sich zusammengefasst

$$\theta_K = \phi^r - \phi^i \quad , \quad (2.19)$$

$$e_K = \frac{E_{min}}{E_{max}} \quad . \quad (2.20)$$

Wie in Abschnitt 2.3.1 gezeigt, lässt sich die Polarisation des Lichts durch links und rechts zirkular polarisierte Anteile darstellen. Diese werden durch die Angabe der Phase und der Amplitude vollständig beschrieben, was mit komplexen Zahlen realisiert werden kann. Dabei steht E_+ für den links zirkular polarisierten Anteil mit der Amplitude $|E_+|$ und der Phase ϕ_+ und E_- für den rechts zirkular polarisierten Anteil mit der Amplitude $|E_-|$ und der Phase ϕ_- . Das negative Vorzeichen im Exponenten zeigt an, dass E_- entgegengesetzt rotiert:

$$E_+ = |E_+| e^{i\phi_+} \quad , \quad (2.21)$$

$$E_- = |E_-| e^{-i\phi_-} \quad . \quad (2.22)$$

In Abbildung 2.13 ist nun das einfallende linear polarisierte Licht und seine Zusammensetzung aus den zirkularen Anteilen als Momentaufnahme der Wellenbewegung abgebildet. Der

grüne Vektor beschreibt den links zirkular polarisierten Anteil E_+^i mit der Phase ϕ_+^i und der Amplitude $|E_+^i|$. Der rote zeigt den rechts zirkular polarisierten Anteil E_-^i mit der Phase ϕ_-^i und der Amplitude $|E_-^i|$. Der gelbe Vektor ist die resultierende Polarisation E^i mit dem Polarisationswinkel ϕ^i .

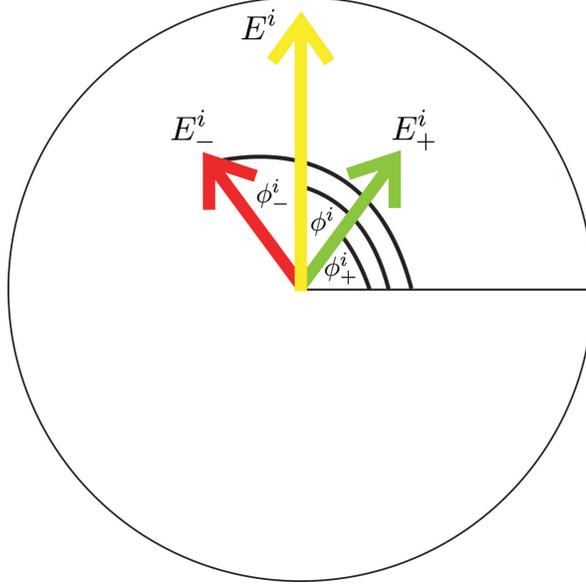


Abbildung 2.13: Zusammensetzung der einfallenden linearen Polarisation aus zirkular polarisierten Anteilen. E_+^i : links zirkular polarisierter Anteil mit der Phase ϕ_+^i , E_-^i : rechts zirkular polarisierter Anteil mit der Phase ϕ_-^i , E^i : resultierende Polarisation mit dem Polarisationswinkel ϕ^i .

Der Winkel der Polarisation ϕ^i lässt sich aus den Phasen der Anteile berechnen. Die Amplituden $|E_+^i|$ und $|E_-^i|$, also die Beträge der Vektoren, sind bei linearer Polarisation gleich:

$$\phi^i = \frac{\phi_+^i + \phi_-^i}{2} , \quad (2.23)$$

$$|E_+^i| = |E_-^i| . \quad (2.24)$$

Die Zusammensetzung des reflektierten elliptisch polarisierten Lichts ist schematisch in Abbildung 2.14 dargestellt. Der Winkel ϕ^r zur großen Ellipsenhalfachse E_{max} lässt sich wieder aus den Phasen der zirkular polarisierten Anteile berechnen. Aufgrund der elliptischen Polarisation haben E_+ und E_- eine unterschiedliche Amplitude. Zeigen sie in die gleiche Richtung, ist ihre Vektorsumme maximal und die Addition ihrer Amplituden ergibt E_{max} . Zeigen sie in entgegengesetzte Richtungen, minimiert sich ihre Vektorsumme und die Differenz ihrer Amplituden ergibt E_{min} :

$$\phi^r = \frac{\phi_+^r + \phi_-^r}{2} , \quad (2.25)$$

$$E_{max} = |E_+^r| + |E_-^r| , \quad (2.26)$$

$$E_{min} = |E_-^r| - |E_+^r| . \quad (2.27)$$

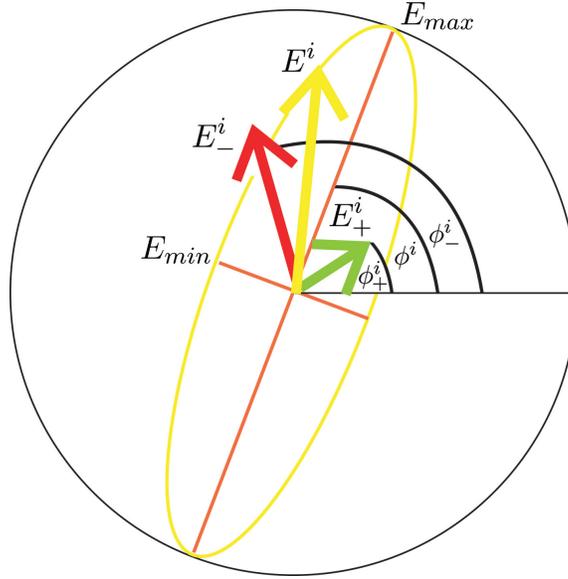


Abbildung 2.14: Zusammensetzung der reflektierten elliptischen Polarisation aus zirkular polarisierten Anteilen. E_+^i : links zirkular polarisierter Anteil mit der Phase ϕ_+^i , E_-^i : rechts zirkular polarisierter Anteil mit der Phase ϕ_-^i , E^i : resultierende Polarisation mit dem Polarisationswinkel ϕ^i , E_{max} : große Ellipsenhalbachse, E_{min} : kleine Ellipsenhalbachse.

Setzt man nun Gleichung 2.23 und 2.25 in Gleichung 2.19 ein, erhält man eine Abhängigkeit des KERR-Winkels θ_K von den Phasen der zirkularen Polarisationsanteile vor und nach der Reflexion:

$$\theta_K = \frac{\phi_+^r + \phi_-^r}{2} - \frac{\phi_+^i + \phi_-^i}{2} . \quad (2.28)$$

Führt man eine Phasenverschiebung für den links und rechts zirkular polarisierten Anteil mit $\Delta_+ = \phi_+^r - \phi_+^i$ und $\Delta_- = -(\phi_-^r - \phi_-^i)$ ein, ergibt sich aus Gleichung 2.28

$$\theta_K = \frac{\Delta_+ - \Delta_-}{2} . \quad (2.29)$$

Durch Einsetzen der Gleichung 2.26 und 2.27 in Gleichung 2.20 ergibt sich eine Gleichung für die KERR-Elliptizität e_K , die nur aus den Amplituden der reflektierten Anteile besteht, da das einfallende Licht linear polarisiert ist:

$$e_K = \frac{|E_-^r| - |E_+^r|}{|E_+^r| + |E_-^r|} . \quad (2.30)$$

Mit dem Amplitudenverhältnis $|r_{\pm}| = \frac{|E_{\pm}^r|}{|E_{\pm}^i|}$ wird aus Gleichung 2.30

$$e_K = \frac{|r_-| |E_-^i| - |r_+| |E_+^i|}{|r_+| |E_+^i| + |r_-| |E_-^i|} . \quad (2.31)$$

Da die Amplituden der einfallenden zirkular polarisierten Anteile aufgrund der linearen Polarisation gleich sind (Gleichung 2.24), vereinfacht sich Gleichung 2.32 zu

$$e_K = \frac{|r_-| - |r_+|}{|r_+| + |r_-|} . \quad (2.32)$$

Um die relevanten Größen des KERR-Effekts zusammenzufassen, wird nun gemäß [14] ein komplexer KERR-Winkel Φ_K eingeführt, der den KERR-Winkel θ_K und die KERR-Elliptizität e_K als komplexe Zahl beschreibt:

$$\Phi_K = \theta_K - i e_K . \quad (2.33)$$

Setzt man die Gleichungen 2.29 und 2.32 in Gleichung 2.33 ein und fasst man Phasenverschiebungen und Amplitudenverhältnisse durch $r_{\pm} = |r_{\pm}| e^{-i\Delta_{\pm}}$ zusammen, ergibt sich unter der Annahme von kleinen KERR-Winkeln und kleinen KERR-Elliptizitäten

$$\Phi_K = i \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} . \quad (2.34)$$

Den letzten Rechenschritt mit der erwähnten Näherung kann man der Berechnung im Anhang B.1 entnehmen.

Die Größen r_+ und r_- sind die Reflexionskoeffizienten für links und rechts polarisiertes Licht. Hat man diese für einen bestimmten KERR-Aufbau bestimmt, kann man mit Gleichung 2.34 den KERR-Winkel θ_K und die KERR-Elliptizität e_K berechnen, indem man Real- und Imaginärteil ermittelt:

$$\theta_K = \operatorname{Re} \left(i \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \right) , \quad (2.35)$$

$$e_K = -\operatorname{Im} \left(i \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \right) . \quad (2.36)$$

Allgemein beschreibt ein Reflexionskoeffizient r , wie sich das elektrische Feld E^r des reflektierten Lichts gegenüber dem elektrischen Feld E^i des einfallenden Lichts bei der Reflexion an einer Oberfläche oder Grenzschicht zwischen Medium 1 und Medium 2 ändert:

$$E^r = r E^i . \quad (2.37)$$

Reflexionskoeffizienten lassen sich aus den FRESNEL'schen Formeln ermitteln. Die für den KERR-Effekt relevanten FRESNEL'schen Formeln für senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisiertes Licht lauten dann

$$r_s = \frac{N_1 \cos \alpha - N_2 \cos \beta}{N_1 \cos \alpha + N_2 \cos \beta} , \quad (2.38)$$

$$r_p = \frac{N_1 \cos \beta - N_2 \cos \alpha}{N_1 \cos \beta + N_2 \cos \alpha} , \quad (2.39)$$

mit α als Einfallswinkel des Lichts, β als Brechungswinkel und den komplexen Brechungsindizes N_1 und N_2 (siehe Abbildung 2.15). Da für diese Arbeit nur mit Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich gearbeitet wird, kann das Verhältnis der Permeabilitäten $\frac{\mu_{r1}}{\mu_{r2}} = 1$ gesetzt werden und taucht so in den Gleichungen 2.38 und 2.39 nicht mehr auf.

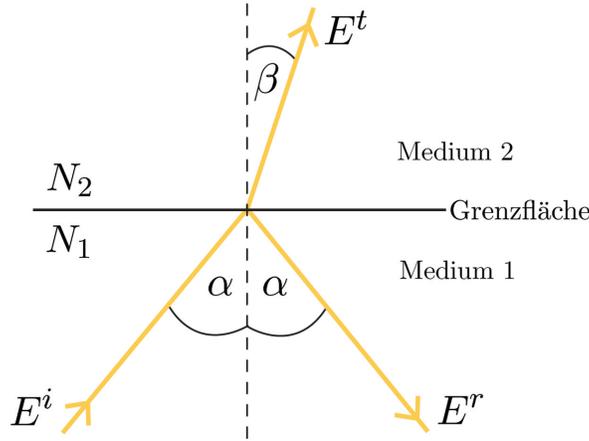


Abbildung 2.15: Reflexion an einer Grenzfläche. α : Einfallswinkel des Lichts mit dem elektrischen Feld E^i und Reflexionswinkel des Lichts mit dem elektrischen Feld E^r , β : Brechungswinkel des transmittierten Lichts mit dem elektrischen Feld E^t , N_1 : komplexer Brechungsindex des ersten Mediums, N_2 : komplexer Brechungsindex des zweiten Mediums.

2.3.3 Bestimmung der KERR-Winkel für PMOKE und LMOKE

Der KERR-Winkel θ_K und die KERR-Elliptizität e_K sind über Gleichung 2.34 mit den Reflexionskoeffizienten r_+ und r_- verknüpft und damit auch mit den komplexen Brechungsindizes N_+ und N_- verbunden. Dabei ist N_+ der Brechungsindex für links zirkular polarisiertes Licht und N_- der Brechungsindex für rechts zirkular polarisiertes Licht.

Anhand der PMOKE-Geometrie kann man zeigen, wie der komplexe KERR-Winkel Φ_K von N_+ und N_- abhängt. Dazu wird der Spezialfall $\alpha = \beta = 0^\circ$ betrachtet, also der KERR-Effekt bei Lichteinfall senkrecht zur Oberfläche. Die Reflexionskoeffizienten für senkrecht und parallel polarisiertes Licht sind damit identisch. Die FRESNEL'schen Formeln (Gleichung 2.38 und 2.39) vereinfachen sich mit $\cos \alpha = \cos \beta = 1$ zu

$$r = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} . \quad (2.40)$$

Beschränkt man sich auf den Fall, dass das Medium 1 Luft ist ($N_1 \approx 1$), kann man $N_2 = N$ setzen. Mit den komplexen Brechungsindizes N_+ und N_- erhält man dann für r_+ und r_-

$$r_{\pm} = \frac{1 - N_{\pm}}{1 + N_{\pm}} . \quad (2.41)$$

Setzt man dies in Gleichung 2.34 ein, ergibt sich für den komplexen KERR-Winkel

$$\Phi_K = i \frac{N_+ - N_-}{N_+ N_- - 1} . \quad (2.42)$$

Man kann nun noch einen Schritt weitergehen und den KERR-Effekt mit der Elektrodynamik verknüpfen, indem man vom Brechungsindex N zu der Dielektrizitätskonstanten ϵ gelangt:

$$N^2 = \epsilon \mu . \quad (2.43)$$

Bei Verwendung von Licht im sichtbaren Wellenlängenbereich kann auch für Ferromagneten die magnetische Permeabilität $\mu = 1$ gesetzt werden [15]. Für die komplexen Brechungsindizes N_+ und N_- ergibt sich

$$N_{\pm}^2 = \epsilon_{\pm} = \epsilon_{xx} \pm i \epsilon_{xy} . \quad (2.44)$$

Die Größen ϵ_{xx} und ϵ_{xy} sind Bestandteile des Dielektrizitätstensors $\hat{\epsilon}$, der in Kapitel 2.4 näher behandelt wird. Mit der Annahme, dass die Werte für N_+ und N_- sehr nah beieinander liegen, lässt sich mit Gleichung 2.44 die Gleichung 2.42 so umschreiben, dass der resultierende komplexe KERR-Winkel Φ_K proportional abhängig vom Nichtdiagonalelement des Dielektrizitätstensors ϵ_{xy} ist. Das Ergebnis für PMOKE lautet also

$$\Phi_K = - \frac{\epsilon_{xy}}{(\epsilon_{xx} - 1) \sqrt{\epsilon_{xx}}} . \quad (2.45)$$

Die vollständige Rechnung hierzu steht im Anhang B.2.

Für die LMOKE-Geometrie ist die Rechnung wesentlich aufwändiger, da hier eine Berechnung nur sinnvoll ist, wenn man den Einfallswinkel des Lichts α variabel hält. Für das Verständnis des KERR-Effekts reicht die Angabe des Ergebnisses aus. Deshalb wird für die Rechnung auf [16] und [17] verwiesen.

Geht man davon aus, dass die Diagonalelemente des Dielektrizitätstensors ϵ_{xx} , ϵ_{yy} und ϵ_{zz} gleich sind, lässt sich der komplexe KERR-Winkel Φ_K für LMOKE schreiben als

$$\Phi_K^{s,p} = - \frac{\epsilon_{xz} \sin \alpha \left(\sqrt{\epsilon_{xx} - \sin^2 \alpha} \pm \sin \alpha \tan \alpha \right)}{(\epsilon_{xx} - 1) (\epsilon_{xx} - \tan^2 \alpha) \sqrt{\epsilon_{xx} - \sin^2 \alpha}} . \quad (2.46)$$

Dabei steht Φ_K^s für den KERR-Winkel, der bei einfallendem Licht mit s-Polarisation entsteht. Φ_K^p gibt den KERR-Winkel bei einfallendem Licht mit p-Polarisation an.

Das Entscheidende an den Gleichungen 2.45 und 2.46 ist, dass in beiden MOKE-Geometrien der komplexe KERR-Winkel proportional zum Nichtdiagonalelement des Dielektrizitätstensors ist. Hat dieser Tensor keine Nichtdiagonalelemente, gilt $\epsilon_{xy} = \epsilon_{xz} = 0$ und damit sind der KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität Null. In diesem Fall gibt es keinen KERR-Effekt. Also entscheidet die Form des Dielektrizitätstensors über die Art und die Existenz des KERR-Effekts.

Aus diesem Grund wird der Dielektrizitätstensor im nächsten Kapitel genauer untersucht.

2.4 Magnetooptischer KERR-Effekt

Im letzten Abschnitt der theoretischen Grundlagen wird der Zusammenhang zwischen dem komplexen KERR-Winkel Φ_K und der Magnetisierung M beim magnetooptischen KERR-Effekt mit Hilfe der klassischen Physik hergeleitet. Dazu wird zunächst der Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ in Abschnitt 2.4.1 vorgestellt, der eine zentrale Rolle bei der Erklärung des magnetooptischen KERR-Effekts spielt, was in Abschnitt 2.4.2 am Beispiel des LMOKE und des PMOKE hergeleitet wird. Aus diesen Erkenntnissen lässt sich dann in Abschnitt 2.4.3 zeigen, dass $\Phi_K \propto M$ gilt. Man kann diesen Zusammenhang auch quantenmechanisch berechnen. Die Ansätze dafür sind in Abschnitt 2.4.4 aufgeführt.

2.4.1 Der Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$

Die Dielektrizitätskonstante ϵ beschreibt, wie die dielektrische Verschiebung \vec{D} in einem Dielektrikum vom elektrischen Feld \vec{E} abhängt:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad , \quad (2.47)$$

wobei ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Zusätzlich setzt sich \vec{D} aus dem elektrischen Feld \vec{E} und der Polarisation \vec{P} zusammen:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad . \quad (2.48)$$

Die Polarisation \vec{P} wiederum lässt sich durch ϵ_0 , der elektrischen Suszeptibilität χ_e und \vec{E} beschreiben:

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi_e \vec{E} \quad . \quad (2.49)$$

Da im Weiteren nur die lineare Optik betrachtet wird, werden höhere Terme von \vec{E} , die für die nichtlineare Optik verantwortlich sind, vernachlässigt.

Setzt man nun Gleichung 2.49 in 2.48 ein, erhält man

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_e \vec{E} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} \quad . \quad (2.50)$$

Vergleicht man Gleichung 2.47 mit 2.50, ergibt sich für die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = (1 + \chi_e) \quad . \quad (2.51)$$

Ist das Dielektrikum isotrop, dann ist ϵ ein Skalar. In diesem Fall liegt \vec{D} parallel zu \vec{E} . Betrachtet man ein anisotropes Medium, wird ϵ als zweistufiger Tensor $\hat{\epsilon}$ dargestellt:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad . \quad (2.52)$$

Gleichung 2.51 ändert sich dann mit $\hat{\chi}_e$ als Tensor und $\mathbb{1}$ als Einheitsmatrix zu

$$\hat{\epsilon} = (\mathbb{1} + \hat{\chi}_e) \quad . \quad (2.53)$$

Die Form des Dielektrizitätstensors $\hat{\epsilon}$ ist abhängig von angelegten elektrischen oder magnetischen Feldern sowie von der Frequenz des eingestrahnten Lichts. Zum Beispiel erhält $\hat{\epsilon}$ Nichtdiagonalelemente durch ein Magnetfeld, das die Materie beeinflusst. Wenn solche Nichtdiagonalelemente auftreten, liegen \vec{D} und \vec{E} nicht mehr parallel zueinander und $\hat{\epsilon}$ verhält sich wie eine Drehmatrix. Als Beispiel hierfür kann man den Dielektrizitätstensor für PMOKE anführen, der folgende Form hat:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} . \quad (2.54)$$

Für LMOKE ergibt sich $\hat{\epsilon}$ zu

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & -\epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{xz} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} . \quad (2.55)$$

In Abschnitt 2.3.3 wurde gezeigt, was die Anwesenheit von Nichtdiagonalelementen bewirkt. Bei Reflexion von Licht dreht sich dadurch eine lineare Polarisierung und wird elliptisch. Wird dieser Effekt durch ein angelegtes magnetisches Feld verursacht, heißt der Effekt magnetooptischer KERR-Effekt.

Man kann rechnerisch nachweisen, dass die Nichtdiagonalelemente auftreten, wenn ein äußeres Magnetfeld anliegt. Am Beispiel des LMOKE und des PMOKE soll dies nun gezeigt werden.

2.4.2 Bestimmung der Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors

Um nachzuweisen, dass Nichtdiagonalelemente im Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ entstehen, wenn ein Magnetfeld anliegt, wird eine Bewegungsgleichung für ein Elektron im LORENTZ-DRUDE-Modell aufgestellt und gelöst. Mit der Lösung dieses klassischen Ansatzes lässt sich dann der Dielektrizitätstensor mit seinen Nichtdiagonalelementen bestimmen.

Folgende Kräfte wirken auf ein quasifreies Elektron im Festkörper, das vom elektrischen Feld \vec{E} des Lichts beeinflusst wird und sich in einem Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \vec{B} befindet :

- **Gitterpotential** $V(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 |\vec{r}|^2$
Das Gitterpotential $V(\vec{r})$ des Festkörpers kann als harmonisch angenommen werden. Dabei ist m die Masse des Elektrons, ω_0 die Frequenz dieses harmonischen Oszillators und \vec{r} die Richtung, in die sich das Teilchen bewegt. Die Kraft \vec{F}_{HO} , die durch das Gitterpotential auf das Elektron wirkt, berechnet sich dann mit $\vec{F}_{HO} = -\vec{\nabla} \cdot V(\vec{r})$ zu

$$\vec{F}_{HO} = -m \omega_0^2 \vec{r} . \quad (2.56)$$

- **Dämpfungskraft** $\vec{F}_D = -k \vec{v}$
Die Dämpfungskraft \vec{F}_D ist proportional zur Geschwindigkeit \vec{v} des Elektrons. Die Proportionalitätskonstante ist $k = m \gamma$ mit m als Masse und γ als Dämpfungskonstante.

Da die Kraft gegen die Bewegung gerichtet ist, hat sie ein negatives Vorzeichen. Ersetzt man \vec{v} durch $\dot{\vec{r}}$, erhält man

$$\vec{F}_D = -m\gamma\dot{\vec{r}} \quad . \quad (2.57)$$

- **elektrische Kraft** $\vec{F}_e = q\vec{E}$

Die elektrische Kraft \vec{F}_e wird vom elektrischen Feld \vec{E} des Lichts auf ein Elektron mit der Ladung q ausgeübt. Die Kraft, die das magnetische Feld des Lichts ausübt, kann vernachlässigt werden, da sie sehr klein gegenüber \vec{F}_e ist. Ein Elektron besitzt eine negative Elementarladung, weshalb $q = -e$ gilt. Somit ergibt sich

$$\vec{F}_e = -e\vec{E} \quad . \quad (2.58)$$

- **LORENTZ-Kraft** $\vec{F}_L = q\vec{v} \times \vec{B}$

Die LORENTZ-Kraft \vec{F}_L entsteht durch die magnetische Flussdichte \vec{B} und wirkt senkrecht zu \vec{B} und zur Geschwindigkeit \vec{v} . Auch hier gilt wieder $q = -e$ und $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$. Es folgt

$$\vec{F}_L = -e\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad . \quad (2.59)$$

Die Summe dieser Kräfte stellt die Gesamtkraft $\vec{F} = \vec{F}_{HO} + \vec{F}_D + \vec{F}_e + \vec{F}_L$ dar. Verwendet man nun das zweite NEWTON'sche Axiom $\vec{F} = m\vec{a}$ mit $\vec{a} = \ddot{\vec{r}}$ als Beschleunigung, erhält man die gesuchte Bewegungsgleichung

$$\ddot{\vec{r}} + \gamma\dot{\vec{r}} + \omega_0^2\vec{r} = -\frac{e}{m} \left(\vec{E} + \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \right) \quad . \quad (2.60)$$

Mit dem Ansatz $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$ ergibt sich

$$(\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)\vec{r} = \frac{e}{m} \left(\vec{E} - i\omega\vec{r} \times \vec{B} \right) \quad . \quad (2.61)$$

Um an dieser Stelle weiterzurechnen, muss nun ein Koordinatensystem festgelegt werden und \vec{E} und \vec{B} müssen näher definiert werden. Bei der Berechnung für den LMOKE soll das Magnetfeld unter Verwendung von kartesischen Koordinaten in y-Richtung verlaufen. Die Einfallsebene des Lichts soll die y-z-Achse sein, jedoch bleibt der Einfallswinkel innerhalb dieser Ebene variabel. Ebenso soll die Richtung der linearen Polarisation nicht festgelegt werden. Damit kann es Komponenten des \vec{E} -Vektors in alle Raumrichtungen geben. Abbildung 2.16 veranschaulicht die Lage der Koordinatenachsen.

Mit $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$ und $\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ B \\ 0 \end{pmatrix}$ erhält man dann für die Komponenten von $\vec{r} = \begin{pmatrix} r_x \\ r_y \\ r_z \end{pmatrix}$

$$r_x = \frac{e}{a} (E_x + i\omega r_z B) \quad , \quad (2.62)$$

$$r_y = \frac{e}{a} E_y \quad , \quad (2.63)$$

$$r_z = \frac{e}{a} (E_z - i\omega r_x B) \quad , \quad (2.64)$$

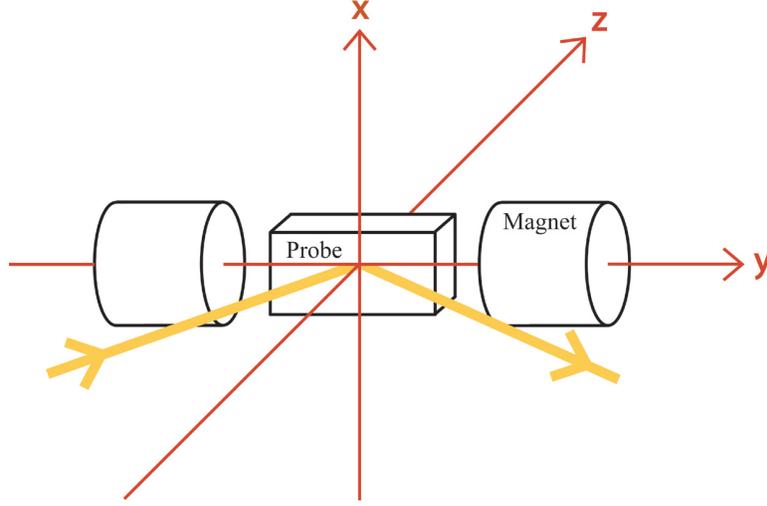


Abbildung 2.16: Lage des Koordinatensystems beim LMOKE.

mit $a = m (\omega^2 + i\omega\gamma - \omega_0^2)$.

Einsetzen der Gleichung 2.64 in Gleichung 2.62 ergibt die Lösung für r_x , Gleichung 2.62 in Gleichung 2.64 eingesetzt liefert die Lösung für r_z :

$$r_x = \frac{a e E_x + i e \omega B E_z}{a^2 - e^2 \omega^2 B^2} , \quad (2.65)$$

$$r_z = \frac{a e E_z - i e \omega B E_x}{a^2 - e^2 \omega^2 B^2} . \quad (2.66)$$

Für kleine Magnetfelder B folgt aus der TAYLOR-Entwicklung für die Gleichungen 2.65 und 2.66

$$r_x = \frac{e}{a} E_x + \frac{i e \omega B}{a^2} E_z , \quad (2.67)$$

$$r_z = \frac{e}{a} E_z - \frac{i e \omega B}{a^2} E_x . \quad (2.68)$$

Um den Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ zu bestimmen, wird zunächst über das elektrische Dipolmoment \vec{p} aus den Komponenten von \vec{r} der Polarisierbarkeitstensor $\hat{\alpha}$ ermittelt. Der Zusammenhang dieser Größen lautet

$$\vec{p} = e \vec{r} = \hat{\alpha} \vec{E} . \quad (2.69)$$

Damit ergibt sich aus den Gleichungen 2.63, 2.67 und 2.68 für die Polarisierbarkeit

$$\hat{\alpha} = \frac{e^2}{a} \begin{pmatrix} 1 & 0 & \frac{i\omega B}{a} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i\omega B}{a} & 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (2.70)$$

Bestimmt man die Polarisation \vec{P} eines Volumens V , in dem sich N Elektronen befinden, mit $\vec{P} = \frac{N}{V} \vec{p}$ und vergleicht man dies mit den Gleichungen 2.49 und 2.53, erhält man einen

Zusammenhang zwischen dem Dielektrizitätstensor $\hat{\epsilon}$ und der Polarisierbarkeit $\hat{\alpha}$:

$$\hat{\epsilon} = \frac{N}{V \epsilon_0} \hat{\alpha} + \mathbb{1} \quad . \quad (2.71)$$

Einsetzen der Gleichung 2.70 in Gleichung 2.71 mit $A = \frac{N e^2}{V \epsilon_0 a}$ ergibt

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} A+1 & 0 & \frac{iA\omega B}{a} \\ 0 & A+1 & 0 \\ -\frac{iA\omega B}{a} & 0 & A+1 \end{pmatrix} \quad . \quad (2.72)$$

Dieser Tensor hat die in Gleichung 2.55 beschriebene Form für LMOKE mit den Diagonalelementen $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = A + 1$ und den Nichtdiagonalelementen $\epsilon_{xz} = -\frac{iA\omega B}{a}$.

Betrachtet man die PMOKE-Geometrie, liegt das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche in z-Richtung. Einfallsebene ist wieder die y-z-Ebene, Einfallswinkel und Polarisationsrichtung sind variabel. Abbildung 2.17 zeigt die Lage des Koordinatensystems.

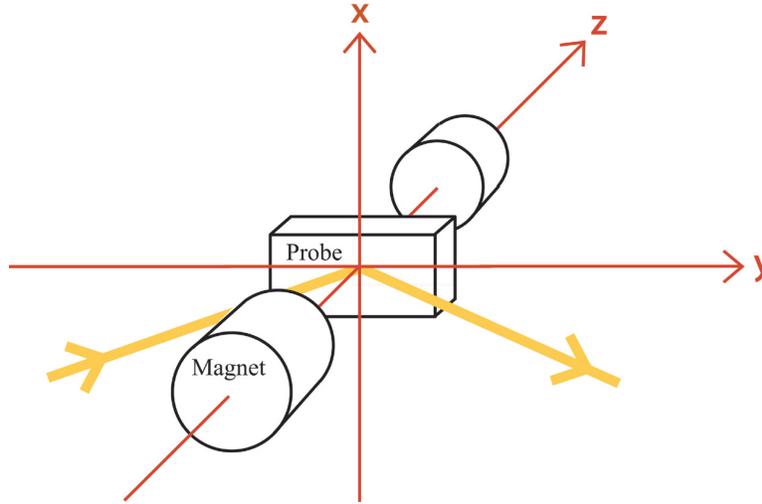


Abbildung 2.17: Lage des Koordinatensystems beim PMOKE.

Mit Gleichung 2.61, $\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}$ und $\vec{B} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B \end{pmatrix}$ ergibt sich beim PMOKE

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} A+1 & -\frac{iA\omega B}{a} & 0 \\ \frac{iA\omega B}{a} & A+1 & 0 \\ 0 & 0 & A+1 \end{pmatrix} \quad . \quad (2.73)$$

Dieser Tensor hat die in Gleichung 2.54 beschriebene Form für PMOKE mit den Diagonalelementen $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} = A + 1$ und den Nichtdiagonalelementen $\epsilon_{xy} = -\frac{iA\omega B}{a}$.

Die Tensorelemente ϵ_{xy} (PMOKE) und ϵ_{xz} (LMOKE) sind proportional zu B und es wird klar, dass es ohne ein resultierendes Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte B keine

Nichtdiagonalelemente im Dielektrizitätstensor gibt. Dies gilt natürlich nur, wenn andere nicht auf Magnetismus beruhende Effekte ausgeschlossen werden.

2.4.3 Proportionalität des KERR-Winkels zur Magnetisierung

Der KERR-Effekt wird dazu verwendet, die Magnetisierung einer Probe in einer bestimmten Richtung zu messen. Die Größen, die beim Experiment ermittelt werden, sind der KERR-Winkel θ_K bzw. die KERR-Elliptizität e_K . Der Zusammenhang zur Magnetisierung M besteht darin, dass unter gewissen Näherungsbedingungen θ_K und e_K proportional zu M sind. Dies wird nun erläutert.

In Abschnitt 2.2.2 wurde verdeutlicht, dass für Ferromagneten näherungsweise $B \propto M$ gilt. Die magnetische Flussdichte B beeinflusst den Dielektrizitätstensor und erzeugt Nichtdiagonalelemente ϵ_{xy} für PMOKE und ϵ_{xz} für LMOKE. Mit einem klassischen Modell für die auf ein Elektron einwirkenden Kräfte wurde in Abschnitt 2.4.2 gezeigt, dass für kleine Felder B die Nichtdiagonalelemente proportional zu B sind. Mit der Annahme, dass θ_K und e_K und damit auch der komplexe KERR-Winkel Φ_K relativ klein sind, wurde in Abschnitt 2.3.3 die Proportionalität $\Phi_K \propto \epsilon_{xy}$ (bzw. ϵ_{xz}) hergeleitet. Zusammengefasst erhält man folgende Abhängigkeit:

$$\Phi_K \propto \epsilon_{xy} \text{ (bzw. } \epsilon_{xz}) \propto B \propto M \quad . \quad (2.74)$$

Damit ist gezeigt, dass der KERR-Winkel und die KERR-Elliptizität im Gültigkeitsrahmen der Näherungen proportional zur Magnetisierung sind. Für diese Herleitung mussten mehrere Näherungen gemacht werden, so dass auf dieser Basis die quadratischen oder noch höheren Anteile vernachlässigt werden. Da zunächst nur das Verhalten von M für die magnetischen Eigenschaften eines Stoffes wichtig ist und nicht die absolute Größe, wird für die Auswertung keine Proportionalitätskonstante bestimmt, sondern die relative Magnetisierung verwendet. Als Bezugsgröße wird die Sättigungsmagnetisierung M_{Sat} verwendet, so dass die Angabe der relativen Magnetisierung in M/M_{Sat} erfolgt (vergleiche Abschnitt 2.2.6).

Die Proportionalität zu M lässt sich auch auf nicht klassischem Wege herleiten. Dazu folgt im letzten Theorieabschnitt ein kurzer Einblick in die quantenmechanische Theorie.

2.4.4 Quantenmechanische Betrachtung des KERR-Effekts

In Abschnitt 2.2.3 wird die Entstehung des Ferromagnetismus von Fe, Co und Ni erläutert und es lässt sich erkennen, dass dieser Magnetismus ein quantenmechanisches Phänomen ist, da seine Ursachen im Spin der Leitungselektronen liegt. Beim magnetooptischen KERR-Effekt trifft elektromagnetische Strahlung auf eine Probe. Dabei werden die Elektronen optisch angeregt, wodurch sich ihr Bahndrehmoment ändert. Über die Spin-Bahn-Kopplung wirkt sich dies auch auf die magnetischen Momente aus, die mit der Magnetisierung verknüpft sind.

Der links und rechts zirkular polarisierte Anteil des einfallenden Lichts besitzt unterschiedliche Anregungswahrscheinlichkeiten für die \uparrow - und \downarrow -Zustände. Die Leitungselektronen des 3d- und 4s-Bandes an der FERMI-Kante werden so in Abhängigkeit der einfallenden Polarisation angeregt. Anschließend emittieren die Elektronen verschieden zirkular polarisiertes Licht, was abhängig vom Spinzustand ist. Bei diesem Vorgang werden zirkular polarisierte Lichtanteile

mit einer leicht anderen Phase und Amplitude gegenüber der einfallenden Anteile emittiert. Dadurch kommt der magnetooptische KERR-Effekt zustande.

Auf dieser Grundlage lässt sich ein HAMILTON-Operator aufstellen, mit dem die zeitabhängige SCHRÖDINGER-Gleichung durch störungstheoretische Rechnungen gelöst werden kann. Diese Rechnung kann am Beispiel des PMOKE mit senkrecht eingestrahltm Licht in [18] nachgeschlagen werden. An dieser Stelle soll nur der benötigte HAMILTON-Operator \mathcal{H} für ein Elektron und das Ergebnis der quantenmechanischen Rechnung betrachtet werden:

$$\mathcal{H} = \underbrace{\left[\frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) \right]}_{\mathcal{H}_0} + \underbrace{\left[\frac{1}{2m^2 c^2} \left(\vec{\nabla} V(\vec{r}) \times \vec{p} \right) \cdot \vec{s} \right]}_{\mathcal{H}_{LS}} + \underbrace{\left[\frac{e}{m^2 c} \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \vec{p} \right]}_{\mathcal{H}_{em}} . \quad (2.75)$$

Der HAMILTON-Operator \mathcal{H}_0 beschreibt ein quasifreies Elektron, das nicht durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung oder durch elektro-magnetische Strahlung beeinflusst wird. Weiter steht \mathcal{H}_{LS} für die Spin-Bahn-Kopplung und \mathcal{H}_{em} , der den Störungsterm darstellt, für den Einfluss des elektrischen Felds des einfallenden Lichts.

Dabei ist $V(\vec{r})$ das Gitterpotential der kristallinen Struktur, $\vec{A}(\vec{r}, t)$ das Vektorpotential des einfallenden Lichts, \vec{p} der Impulsoperator und \vec{s} der Spinoperator. In der Gleichung kommen zudem noch die Konstanten m für die Elektronenmasse, c für die Lichtgeschwindigkeit und e für die Elementarladung vor.

Um die Magnetisierung in dieser Rechnung zu berücksichtigen, werden unterschiedliche Besetzungszahlen für die \uparrow - und \downarrow -Zustände angenommen. Über die magnetischen Momente der Spins μ_s führt man schließlich die Magnetisierung M wieder als physikalische Größe ein. Vergleichbar mit dem klassischen Lösungsweg in Abschnitt 2.4.2 kann man nun mit der quantenmechanischen Lösung die Elemente des Polarisierbarkeitstensors $\hat{\alpha}$ bestimmen. Für die Nichtdiagonalelemente α_{xy} ergibt sich laut [18]

$$\alpha_{xy} = \frac{2\pi e c}{m} \left(\frac{1}{\omega^2} \sum_{m>n} \langle \delta(\omega_{mn} - \omega) Q_{mn} \rangle \right) M . \quad (2.76)$$

Hier sind Q_{mn} die Übergangsmatrixelemente der optischen Intrabandübergänge ω_{mn} zwischen den spinpolarisierten Elektronen an der FERMI-Kante. Entscheidend an Gleichung 2.76 ist die Proportionalität zu M . Da α_{xy} nach Gleichung 2.71 proportional zu den Nichtdiagonalelementen des Dielektrizitätstensors ϵ_{xy} ist, ergibt sich zusammen mit den Informationen aus Abschnitt 2.3.3 für den komplexen KERR-Winkel

$$\Phi_K \propto \epsilon_{xy} \propto \alpha_{xy} \propto M . \quad (2.77)$$

Damit ist auch auf quantenmechanischem Wege gezeigt, dass $\Phi_K \propto M$ gilt.

3 Experimentelle Grundlagen

Dieses Kapitel soll die relevanten Informationen zum Verständnis und zur Durchführung der Messung des magnetooptischen KERR-Effekts liefern. Dazu wird in Abschnitt 3.1 der experimentelle Aufbau und seine einzelnen Komponenten vorgestellt. Der Messablauf ist in Abschnitt 3.2 beschrieben. Die Darstellung der magnetischen Strukturen als Polarplots wird in Abschnitt 3.3 erläutert.

3.1 Aufbau

Es gibt unterschiedliche Methoden den KERR-Winkel zu messen. Man kann zum Beispiel einen Polarisator im Strahlengang des reflektierten Lichts verwenden und ihn so lange drehen, bis die Intensität des Lichts hinter dem Polarisator ein Minimum erreicht. Kennt man den Polarisationswinkel des einfallenden Strahls, kann man anhand der Polarisatorenstellung den KERR-Winkel berechnen. Diese Vorgehensweise wird auch als Winkelmethode bezeichnet.

Eine weitere Methode ist die Intensitätsmethode. Dabei wird die Intensität des Lichts, das nach der Reflexion durch einen Polarisator mit festem Winkel läuft, gemessen. Diese Intensität ist dann für kleine KERR-Drehungen proportional zum KERR-Winkel.

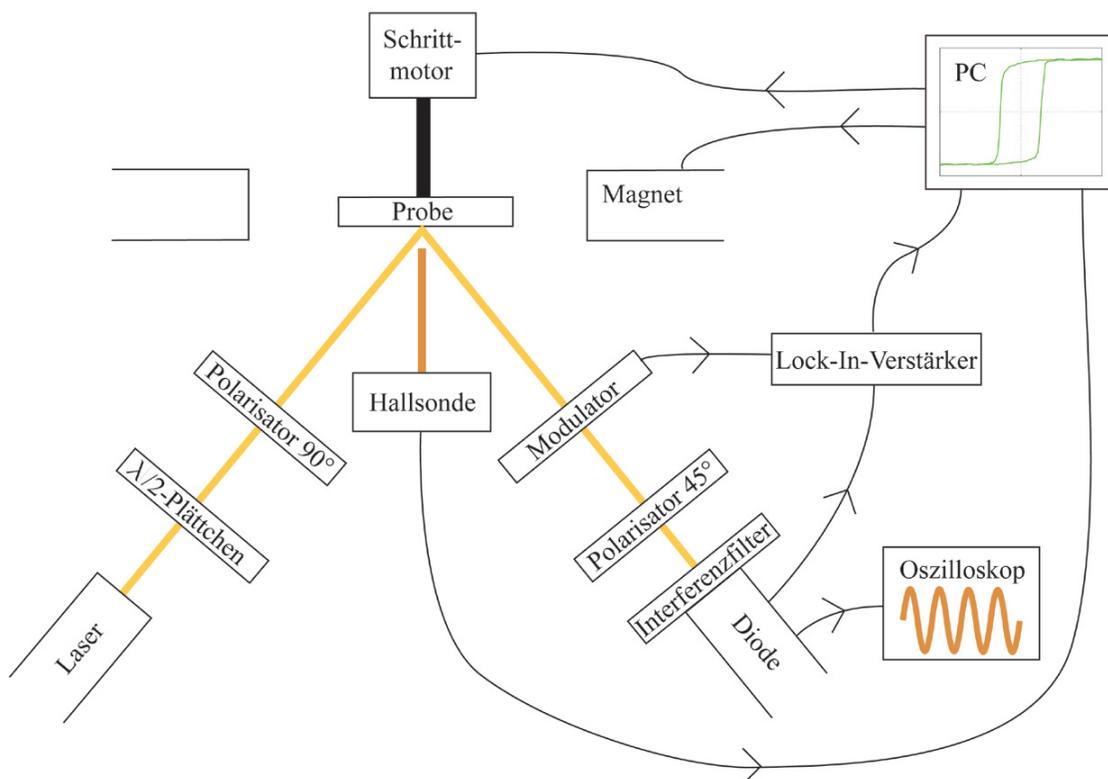


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau für die MOKE-Messung.

In Abbildung 3.1 ist der experimentelle Aufbau des LMOKE nach der Intensitätsmethode dargestellt, der in dieser Arbeit verwendet wurde. Zur Charakterisierung der Proben werden Magnetisierungskurven aufgenommen, indem computergesteuert bei Variation des Spulenstroms die Intensität des reflektierten Lichts sowie das Magnetfeld gemessen werden. Die Komponenten, die für den einfallenden Lichtstrahl verantwortlich sind, wie Laser, $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und Polarisator, werden zusammen mit der Diode und dem Interferenzfilter in Abschnitt 3.1.1 beschrieben. Die Charakterisierung des Magneten und die Beschreibung der Magnetfeldmessung lassen sich in Abschnitt 3.1.2 finden. Der Modulator und die Lock-In-Technik werden in Abschnitt 3.1.3 erläutert. Informationen zur Justage sowie ein Foto des Aufbaus stehen im Anhang A.1.

3.1.1 Lichtquelle und Detektor

Als Lichtquelle wird ein Helium-Neon Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ verwendet. Das Laserlicht ist linear polarisiert und hat eine Leistung von 5 mW. Ein Strahldurchmesser im Bereich von 1 mm gewährleistet, dass beim Auftreffen auf die Probe eine Vielzahl von WEISS'schen Bezirken für den KERR-Effekt verantwortlich sind.

Da die Probe mit s-polarisiertem Licht getroffen werden soll, wird ein Polarisator in 90°-Stellung verwendet. In dieser Polarisationsrichtung ist der magnetooptische KERR-Effekt bei ca. 55° Lichteinfallswinkel zur Oberflächennormalen nach [19] am größten, während er für p-polarisiertes Licht dort am kleinsten ist. Ein $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen befindet sich zwischen Laser und Polarisator (siehe Abbildung 3.1), wodurch die Lichtintensität geregelt werden kann. Das Licht, das auf die Probe trifft, ist somit immer s-polarisiert und die Intensität kann durch Drehen des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens variiert werden.

Als Detektor wird eine Silizium-Diode verwendet, deren Fotoempfindlichkeit im sichtbaren und nahen Infrarotbereich am größten ist. Für das verwendete Licht ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) liegt die Fotoempfindlichkeit bei ca. 80 % des maximalen Wertes (siehe Abbildung 3.2).

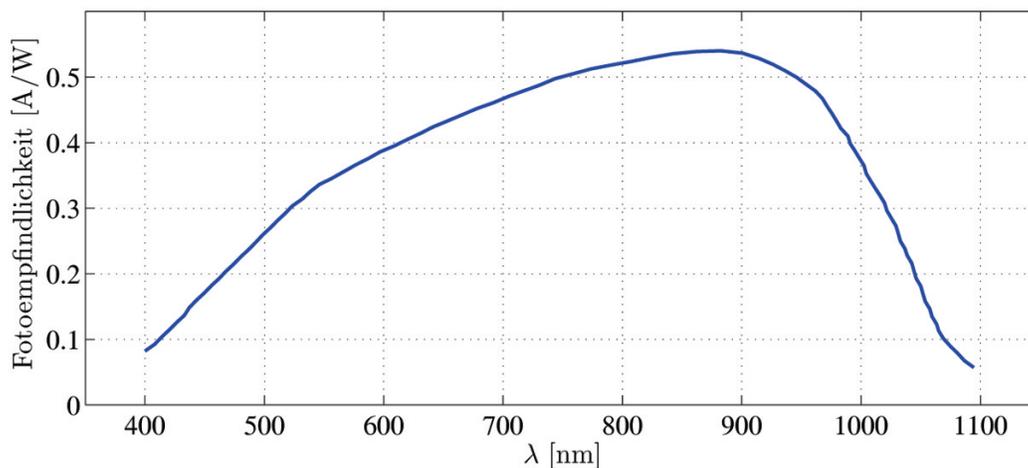


Abbildung 3.2: Fotoempfindlichkeit der Silizium-Diode für den sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich.

Vor der Diode ist ein Interferenzfilter montiert, der ein sehr schmales Frequenzband des Lichts durchlässt. Damit ist gewährleistet, dass vorwiegend die Wellenlänge des Laserlichts die Diode erreicht. Man kann also Messungen bei Tageslicht oder anderer Beleuchtung durchführen.

3.1.2 Magnet

Der Magnet, der die Magnetisierungsrichtung der Probe beeinflusst, wird von einem stromgeregelten Netzgerät angesteuert. Die maximale Stromstärke beträgt $I_{max} = 10$ A, die maximale Spannung ist $U_{max} = 50$ V. Eine Wasserkühlung sorgt dafür, dass die Magnetspulen nicht überhitzt werden. In den Spulen befinden sich verschiebbare Eisenkerne, mit denen man unterschiedliche Luftspalte (LS) zwischen den Polschuhen einstellen kann. Eine HALL-Sonde misst mit Hilfe des HALL-Effekts zwischen den Polschuhen die magnetische Feldstärke (siehe Abbildung 3.1). Die Induktionskurven in Abbildung 3.3 zeigen den Magnetfeldverlauf $\mu_0 H$ bei ansteigendem Spulenstrom I für verschiedene Luftspalte zwischen den Polschuhen.

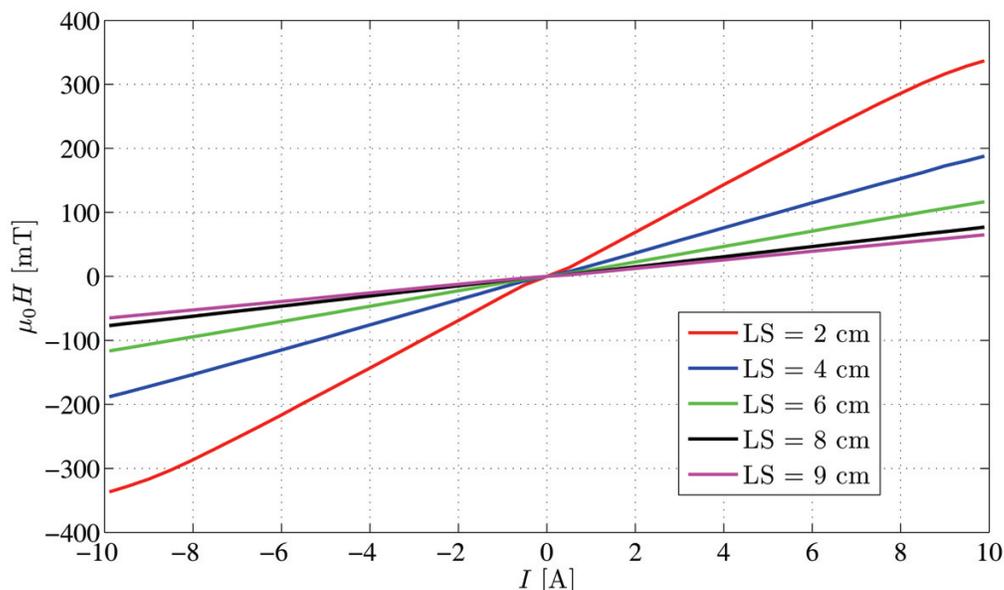


Abbildung 3.3: Induktionskurven des Magneten für unterschiedliche Luftspalte zwischen den Polschuhen von LS = 2 cm bis LS = 9 cm.

Der Verlauf ist für fast alle Luftspalte linear, bei LS = 2 cm ist die Sättigung des Magneten am Abflachen der Kurve bei hohen Stromstärken zu erkennen. Da ein maximales Magnetfeld von 5 mT bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben ausreicht und der Luftspalt aufgrund der Probenhalterung zwischen den Magnetpolkernen 8 cm nicht unterschreiten sollte, wird ein Luftspalt von LS = 8 cm eingestellt. Bei diesem Polkernabstand und einem Polkerndurchmesser von 5 cm ist der durch die Polschuhe begrenzte maximale Einfallswinkel des Laserlichts $\alpha = \tan^{-1} \frac{8 \text{ cm}}{5 \text{ cm}} = 58^\circ$. Der optimale Winkel für s-polarisiertes Licht von 55° kann also eingestellt werden.

Der Magnet soll mit Hilfe des Computers angesteuert werden, deshalb ist es wichtig zu wissen, wie lange der Magnet bei einer Änderung des Spulenstroms braucht, um ein stabiles Magnetfeld aufzubauen. Diese Zeitkonstante bestimmt dann die Änderungsrate des Spulenstroms bei einer computergesteuerten Messung. In Abbildung 3.4 ist der Verlauf des Magnetfelds bei Änderung des Spulenstroms abgebildet.

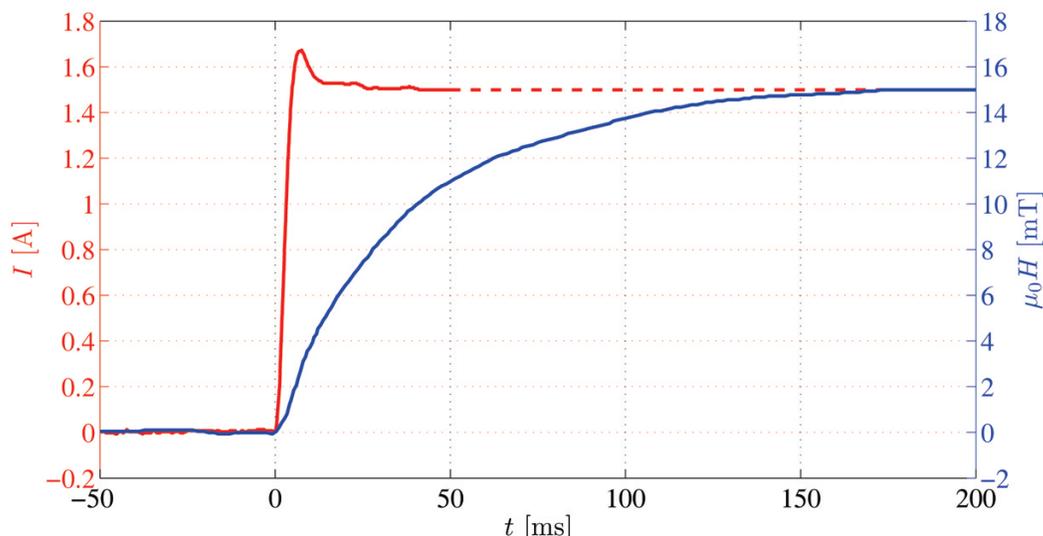


Abbildung 3.4: Zeitliche Änderung des Spulenstroms I (rot) und des Magnetfeldes $\mu_0 H$ (blau), wenn bei $t = 0$ ms die Stromvorgabe von 0 A auf 1,5 A hochgesetzt wird.

Die rote Kurve zeigt, wie das Netzgerät des Magneten reagiert, wenn man die Stromvorgabe von 0 A auf 1,5 A hochsetzt. Dies entspricht einer Magnetfeldänderung von 0 mT auf 15 mT. Zuerst schlägt der Strom über einen Wert größer als 1,5 A aus und nach ungefähr 40 ms ist der eingestellte Wert von 1,5 A erreicht. Der blaue Verlauf kennzeichnet die Trägheit der HALL-Sonde. Sie benötigt ungefähr 180 ms bis der Wert von 15 mT konstant angezeigt wird. Diese Zeitverzögerung muss bei der Computeransteuerung berücksichtigt werden. Nach Vorgabe des Spulenstroms sollte dementsprechend gewartet werden, bis die Messdaten eingelesen werden.

3.1.3 Photoelastischer Modulator und Lock-In-Technik

Die auftretenden KERR-Winkel und KERR-Elliptizitäten sind sehr klein. Um sie dennoch messen zu können, wird die Lock-In-Technik verwendet. Dazu wird die Polarisation des reflektierten Lichts mit einer Frequenz von ca. 50 kHz moduliert, was mit einem photoelastischen Modulator (PEM-90, Hinds Instruments) erreicht wird. Hinter dem Modulator steht ein Polarisator, der sich in 45° -Stellung befindet (siehe Abbildung 3.1). Dieser so genannte Analysator wandelt das Polarisationsignal in ein Intensitätssignal um, indem er nur den Polarisationsanteil mit dem Winkel von 45° durchlässt. Anschließend kann dieses Signal mit der Diode gemessen und mit dem Lock-In-Verstärker ausgewertet werden.

Die Modulation des photoelastischen Modulators kommt durch einen Piezo-Kristall zustande. Am Kristall liegt eine Wechselspannung an. Diese sorgt dafür, dass der Kristall mit Hilfe des Piezo-Effekts parallel zur Einfallsebene periodisch zusammengestaucht und auseinander

gestreckt wird. Damit ändert sich der Brechungsindex für den in dieser Richtung polarisierten Lichtanteil und der Kristall wird doppelbrechend. Der p-polarisierte Anteil der Lichtwelle hat damit eine andere Geschwindigkeit in dem Kristall als der s-polarisierte. Die maximale Verzögerung zwischen den Wellenanteilen, die den Kristall verlassen, wird auch Retardierung Δ_0 genannt und ist am Modulator von $\Delta_0 = 0^\circ$ (keine Retardierung) bis $\Delta_0 = 360^\circ$ (eine komplette Schwingung) einstellbar. Durch diese Verzögerung, die sich mit dem Brechungsindex periodisch ändert, kommt es zu ebenfalls periodischen Änderungen der Lichtpolarisation. Die Art der Polarisationsänderung wird im Anhang A.2 näher beschrieben. Aufgrund des Analysators trifft somit ein periodisches Intensitätssignal auf die Diode.

Mit einem Lock-In-Verstärker lässt sich das Signal auswerten. Dazu wird ein Referenzsignal vom Modulator zum Lock-In-Verstärker übergeben, das die gleiche Frequenz wie die Modulationsfrequenz des Piezo-Kristalls hat. Am Lock-In-Verstärker wird dann die Intensität herausgefiltert, die eben diese Frequenz aufweist. Je nach Einstellung können auch Signale mit einem Vielfachen der Referenzfrequenz betrachtet werden. Diese Signalbestimmung entspricht einer FOURIER-Transformation, die die Intensität für die dazugehörige Frequenz liefert. Aus dem periodischen Intensitätsverlauf an der Diode wird damit wieder ein konstantes Messsignal. Auf diese Weise kann Signalrauschen unterdrückt werden und es sind auch sehr kleine Signale messbar. Mit Hilfe des JONES-Matrix-Formalismus lässt sich bestimmen, welche Messgröße man bei welcher Referenzfrequenz erhält. Wie im Anhang A.3 gezeigt, wird bei der einfachen Frequenz die KERR-Elliptizität und bei der doppelten Frequenz der KERR-Winkel gemessen. In dieser Arbeit wird ausschließlich die einfache Frequenz, und damit die KERR-Elliptizität, betrachtet. Da diese proportional zur Magnetisierung ist, lässt sich so das magnetische Verhalten der Probe messen.

3.2 Messablauf

Um die Magnetisierungskurven aufzunehmen, muss der Spulenstrom des Magneten variiert werden. Außerdem muss das Magnetfeld über die HALL-Sonde sowie die Lichtintensität mit Hilfe des Lock-In-Verstärkers gemessen werden. Um diese Messung computergesteuert durchzuführen, wird ein Analog-Digital-Converter eingesetzt, der für die Kommunikation zwischen dem Computer und den Messgeräten verantwortlich ist.

Als Software zur Ansteuerung der Messgeräte wird das Programm MATLAB⁴ verwendet. Es sollte bei der Programmierung darauf geachtet werden, dass nach Vorgabe des Spulenstroms die Messsignale nach einer kurzen Wartezeit ausgelesen werden. Neben der Zeit, die die HALL-Sonde benötigt eine konstante Magnetfeldstärke anzuzeigen (vergleiche 3.1.3), wird bei der Bestimmung des Messsignals am Lock-In-Verstärkers über einen einstellbaren Zeitrahmen gemittelt. Aus diesem Grund sollte mindestens auch noch die Mittelungszeit abgewartet werden bis die Messsignale ausgelesen werden. Da der Lock-In-Verstärker bei den hier gemessenen Kurven auf eine Mittelungszeit von 0,3 s eingestellt ist, erhält man mit den 0,18 s, die benötigt werden, um das Magnetfeld stabil zu messen, eine Wartezeit von ungefähr 0,5 s zwischen Vorgabe des Spulenstroms und Auslesen der Messsignale.

Bei der Aufnahme einer Magnetisierungskurve wird die Magnetisierung durch Erhöhen der äußeren Magnetfeldstärke in den Sättigungszustand gebracht. Von dort aus verringert sich das Magnetfeld bis die Feldstärke den Wert Null erreicht. Danach wird der Magnet umgepolt

⁴MATrix LABoratory, www.mathworks.de

und die Magnetisierung in den entgegengesetzten Sättigungszustand gebracht. Anschließend wird das Magnetfeld wieder verringert. Nach erneuter Umpolung und Hochfahren des Felds ist man wieder in der Ausgangsposition. Man kann die Auflösung der Messung in verschiedenen Bereichen unterschiedlich wählen. So wird in der Sättigung der Magnetisierung in größeren Schritten gemessen. Im Bereich der Hysterese-Schleife dagegen sind die Schritte feiner.

Damit kleine Intensitätsdrifts die Messung nicht beeinflussen und Rauschen im Messsignal unterdrückt werden kann, wird für eine Magnetisierungskurve über mehrere Messungen gemittelt. Dabei wird bei der Messung einmal in der einen Sättigung begonnen und nach Aufnahme einer kompletten Magnetisierungskurve ist der Startpunkt der nächsten Kurve in der anderen Sättigung. Durch diese Abwechslung werden Intensitätsdrifts herausgemittelt.

Wenn eine Magnetisierungskurve aus 150 Messpunkten besteht, berechnet sich für die reine Messzeit $150 \cdot 0,5 \text{ s} = 75 \text{ s}$. Hinzu kommt die Zeit, die benötigt wird, die Magnetisierung in den Sättigungszustand zu bringen und die Pause bei der Umpolung des Magneten. Man kann also für eine Magnetisierungskurve eine Dauer von ungefähr 100 s annehmen. Bei der Mittelung über 6 Messungen, wobei eine Messung aus zwei Magnetisierungskurven besteht (einmal Start in der einen Sättigung und einmal in der anderen), ergibt sich für die Messzeit einer gemittelten Magnetisierungskurve 20 min.

3.3 Darstellung der magnetischen Struktur

Um die magnetische Struktur einer Oberfläche darzustellen, werden Magnetisierungskurven für unterschiedliche Probenwinkel aufgenommen. Die Probe kann mit Hilfe des Schrittmotors (siehe Abbildung 3.1) computergesteuert um ihre Oberflächennormale gedreht werden. Trägt

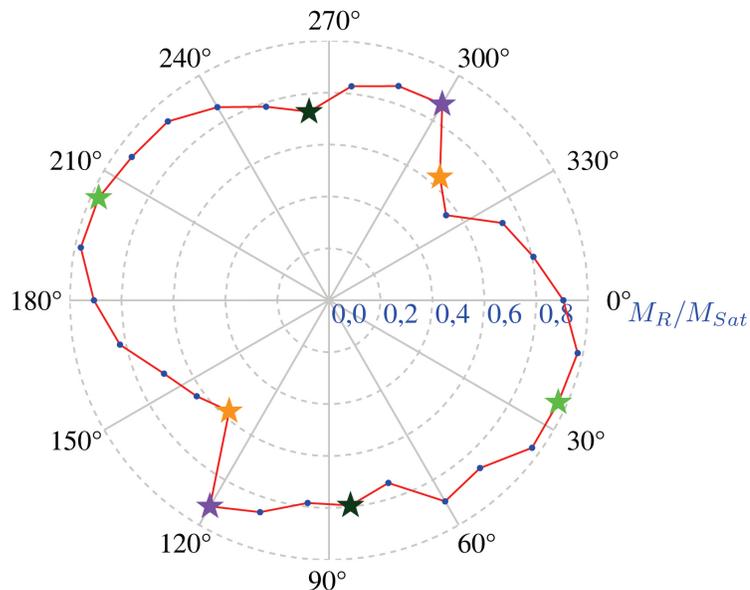


Abbildung 3.5: Darstellung der magnetischen Struktur durch Auftragen der relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} über den Drehwinkel im Polarplot. Die mit Sternen gekennzeichneten Remanenzen entstammen den Magnetisierungskurven (a) bis (d) der Abbildung 3.6.

man die Remanenzen der Magnetisierungskurven im Verhältnis zur Sättigungsmagnetisierung über den Drehwinkel der Probe auf, lassen sich daraus leichte und schwere Magnetisierungsrichtungen bestimmen, wie in 2.2.6 erläutert. Ein Beispiel dazu ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Die Sterne in dem Polarplot der Abbildung 3.5 kennzeichnen die Remanenzen, die den Magnetisierungskurven der Abbildungen 3.6a bis 3.6d entnommen wurden. Dabei wird die Remanenz des ersten Teils der Magnetisierungskurve direkt in den Polarplot eingetragen, die Remanenz des zweiten Teils der Magnetisierungskurve wird 180° weiter eingezeichnet. Die grüne Kurve (Abb. 3.6a) bei einem Drehwinkel von 24° steht für eine magnetisch leichte Richtung, die Remanenz ist relativ groß. Die orange Kurve (Abb. 3.6d) bei einem Drehwinkel von 312° zeigt eine schwere Magnetisierungsrichtung, die Remanenz ist relativ klein. Im Polarplot lässt sich also direkt ablesen, welche Richtungen auf der Probe magnetisch leicht und welche magnetisch schwer sind.

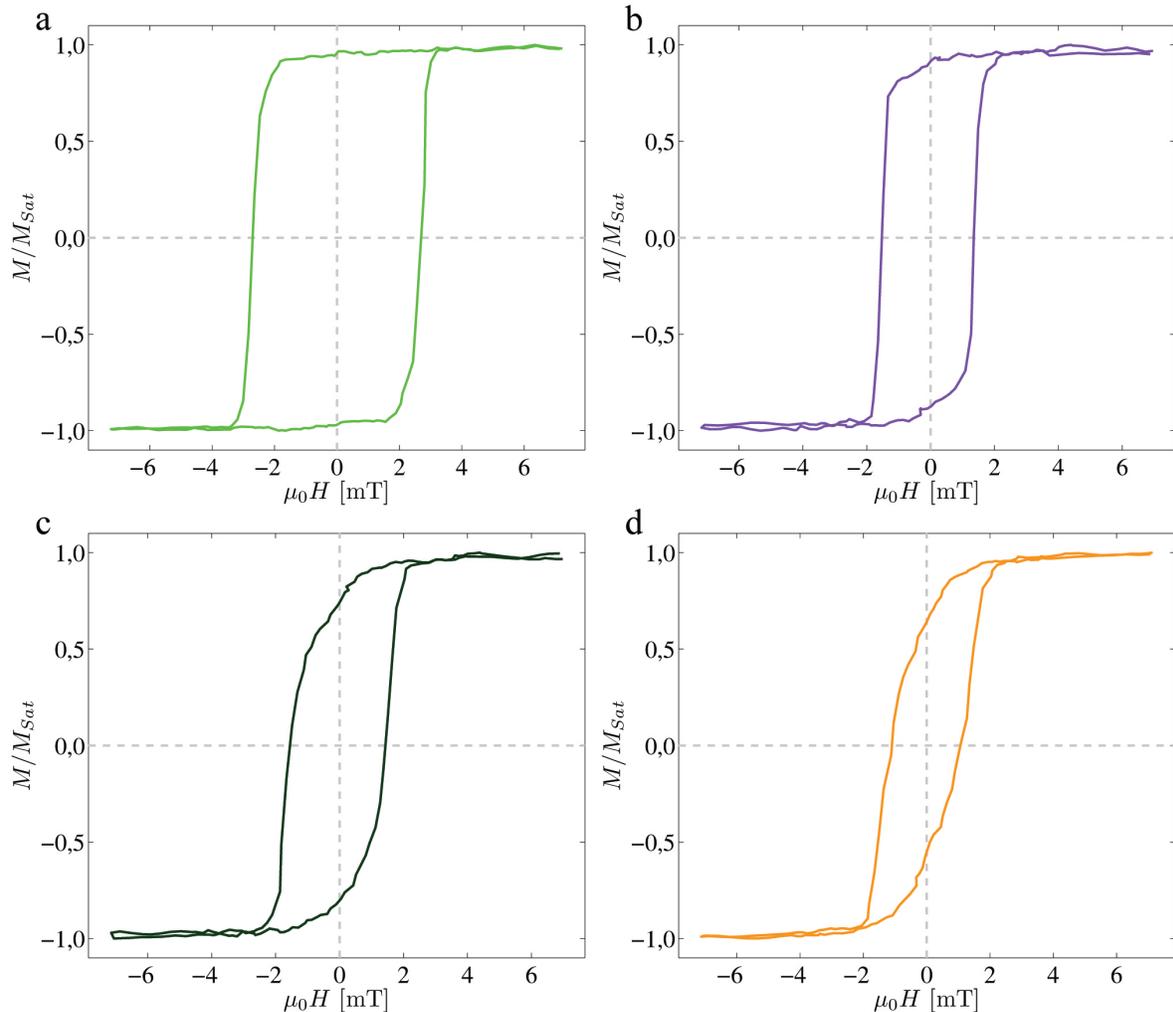


Abbildung 3.6: Magnetisierungskurven bei einem Drehwinkel von (a) 24° , (b) 120° , (c) 264° und (d) 312° . Die jeweiligen Remanenzen sind in Abbildung 3.5 eingezeichnet.

In dieser Arbeit ist ein Polarplot aus den Ergebnissen von 15 Magnetisierungskurven zusammengesetzt. Es ergibt sich laut Abschnitt 3.2 eine Messzeit von 20 min pro Magnetisierungskurve. Nach jeder Drehung muss neu justiert werden, was ungefähr 10 min in Anspruch nimmt. Ein Polarplot, der auf diese Weise gemessen wird, benötigt also insgesamt $15 \cdot (20 \text{ min} + 10 \text{ min}) = 7,5 \text{ h}$.

4 Messergebnisse

Es werden zunächst verschiedene Messungen durchgeführt, um die Apparatur zu testen. Die verwendeten Proben werden in Abschnitt 4.1 vorgestellt. Die Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven, die durch die Inhomogenität des Magnetfelds und durch unterschiedliche Auftreffpunkte des Laserstrahls auf die Probe entstehen können, werden in Abschnitt 4.2 untersucht. Da der Aufbau im Laufe der Zeit optimiert wurde, werden in Abschnitt 4.3 die Messergebnisse und die Änderungen an der Apparatur chronologisch aufgezeigt. In Abschnitt 4.4 werden Polarplots zur Reproduzierbarkeit der Messergebnisse präsentiert, bevor schließlich in Abschnitt 4.5 die magnetische Struktur mehrerer Proben gemessen wird.

4.1 Charakterisierung der verwendeten Proben

Um den Aufbau auf korrekte Arbeitsweise zu überprüfen, werden an Cobalt-Schichten auf einem Glassubstrat Magnetisierungskurven gemessen. Die verwendeten Cobalt-Proben wurden von Prof. Dr. Paul Fumagalli vom Institut für Experimentalphysik der Freien Universität Berlin zur Verfügung gestellt. Es handelt sich um zwei im Ultrahochvakuum hergestellte Cobalt-Schichten, die mit einem Elektronenstrahlverdampfer bei Raumtemperatur und einem Druck von 10^{-8} mbar auf dem Glassubstrat deponiert wurden.

Die Schichtdicke der beiden Cobalt-Proben beträgt 50 nm und 100 nm, wobei die 100 nm dünne Probe nach der Herstellung in zwei unterschiedlich große Einzelteile zerlegt wurde. Für die Testmessungen der Apparatur wurde die kleinere 100 nm dünne Schicht verwendet, die eine Fläche von $1\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ auf dem Glassubstrat bedeckt, welches $1,2\text{ cm} \times 1,2\text{ cm}$ groß ist. An zwei Kanten der Probe ist eine $0,2\text{ cm}$ schmale unbedeckte Fläche (Abbildung 4.1a). Die Probe befindet sich leicht gedreht im Aufbau, wenn man sie an der Probenhalterung ausgerichtet befestigt. Die Probenhalterung hat in dieser leicht gedrehten Position ihre Grundstellung, da beim Schrittmotor hier der Referenzpunkt für 0° liegt (Abbildung 4.1b). Die auf diese Weise gemessenen magnetischen Strukturen werden dann als gedrehter Polarplot dargestellt. Dabei ist der Plot um den gleichen Winkel gedreht, um den die Probe an der Halterung befestigt wurde.

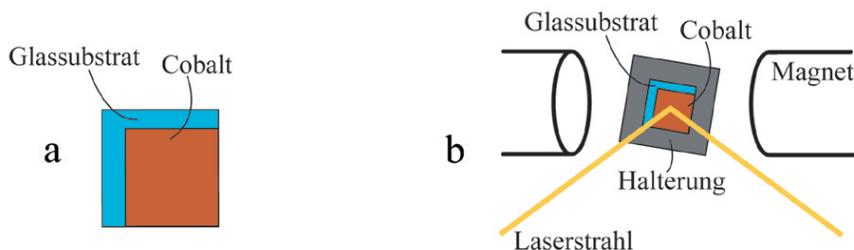


Abbildung 4.1: Darstellung der kleineren 100 nm-Cobalt-Schicht auf dem Glassubstrat: (a) Cobalt-Oberfläche und Glassubstrat, (b) Lage der Probe im Aufbau bei Ausrichtung an der Probenhalterung.

Die größere 100 nm dünne Probe ist rechteckig und hat die Abmessungen $1\text{ cm} \times 2\text{ cm}$. Die quadratische 50 nm dünne Probe ist $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ groß.

Glas besteht überwiegend aus SiO_2 und ist eine amorphe Substanz. Wächst Cobalt direkt auf diesem Material auf, könnte man erwarten, dass es eine weitestgehend ungeordnete Struktur bildet. In [20] und [21] wird aber polykristallines Cobalt auf einem Glassubstrat beobachtet. In [22] wächst Cobalt auf einer Grenzflächenschicht zwischen Substrat und Cobalt, die aus Gold besteht, auf. Dabei bildet Cobalt eine polykristalline *hcp* Struktur mit der (0001)-Ebene parallel zur Oberfläche. Ist dabei die Cobalt-Schicht dünner als 2 nm, liegt laut [22] eine *out-of-plane* Magnetisierung vor. Bei größeren Schichtdicken wird eine *in-plane* Magnetisierung bevorzugt. Untersuchungen zum Magnetisierungsverhalten für unterschiedliche Schichtdicken bei direkt auf dem Glassubstrat aufgedampftem Cobalt lassen sich in [23] finden. Da die hier untersuchten Cobalt-Proben aufgrund ihrer Schichtdicke wahrscheinlich eine *in-plane* Magnetisierung ausweisen, wird die LMOKE-Geometrie zur Messung der magnetischen Struktur verwendet.

Die magnetische Struktur einer 100 nm dicken Cobalt-Schicht auf einem Glassubstrat wurde schon in [21] mit LMOKE untersucht. Man fand heraus, dass die polykristalline Oberfläche eine uniaxiale Anisotropie aufweist. Dies soll unter anderem mit der aufgebauten Apparatur untersucht werden.

4.2 Ausrichtung der Probe und die Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven

Bei der LMOKE-Geometrie liegt die Probenoberfläche parallel zum Magnetfeld und senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Dies gilt immer noch, wenn man die Probe nicht mittig, sondern azentrisch zwischen den Polschuhen platziert. Ebenso bleibt die Geometrie gleich, wenn man die Probe nicht mittig, sondern am Rand trifft. Welche Auswirkungen das aber auf die Magnetisierungskurven hat, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Dabei wird in Abschnitt 4.2.1 zuerst die Inhomogenität des Magnetfelds betrachtet. Die Magnetisierungskurven werden an unterschiedlichen Positionen der Probe zwischen den Polschuhen gemessen. Wie der Auftreffpunkt auf die Probe die Kurven beeinflusst, wird in Abschnitt 4.2.2 untersucht.

4.2.1 Inhomogenität des Magnetfelds

Aus den in Abschnitt 3.1.2 aufgeführten Gründen beträgt der Luftspalt zwischen den Polschuhen 8 cm. Bei einem Durchmesser der Polschuhe von 5 cm kann man davon ausgehen, dass das erzeugte Magnetfeld am Ort der Probe nicht homogen ist. Zur Untersuchung der Inhomogenität wird die magnetische Feldstärke mit der HALL-Sonde entlang der y- und z-Richtung gemessen, was den Richtungen parallel und senkrecht zum Magnetfeld entspricht.⁵ Der Positionsverlauf der HALL-Sonde für die y-Richtung ist in Abbildung 4.2a dargestellt. Den Verlauf der magnetischen Feldstärke von einem Pol zum anderen zeigt Abbildung 4.2b.

Man sieht, dass das Magnetfeld kurz vor den Polschuhen ungefähr 1,5 mal so groß ist wie in der Mitte. Das Abfallen der Kurve direkt an den Polschuhen entsteht dadurch, dass die Kreisfläche der Eisenzyylinder nicht durchgehend planar ist, sondern in der Mitte eine Bohrung aufweist. Diese Inhomogenität sorgt für die Herabsenkung der magnetischen Feldstärke an den Polschuhen.

⁵vergleiche das Koordinatensystem in Abbildung 2.16

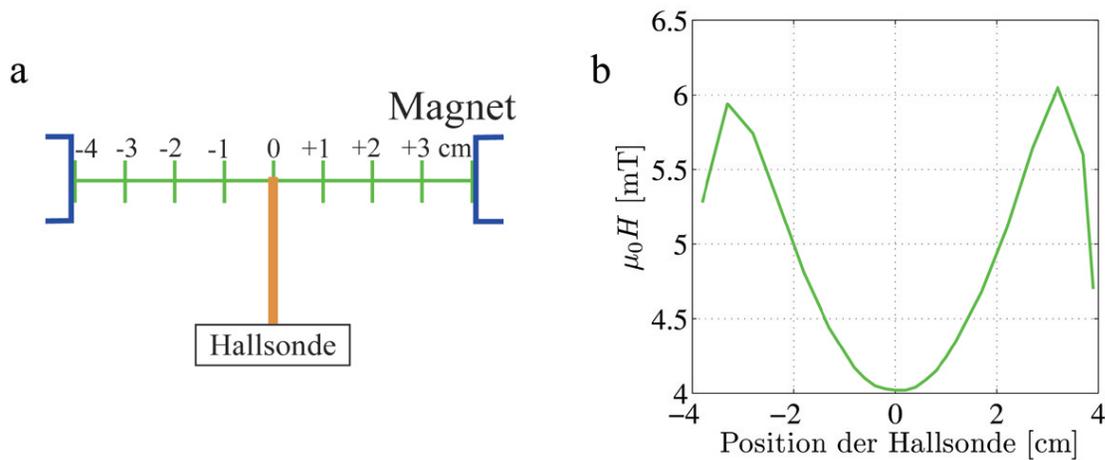


Abbildung 4.2: Messung des Magnetfeldverlaufs zwischen den Polschuhen in y-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Positionsverlauf der HALL-Sonde, (b) Magnetische Feldstärke an den Positionen.

Der Positionsverlauf der HALL-Sonde für die z-Richtung wird in Abbildung 4.3a gezeigt. Der Verlauf der magnetischen Feldstärke senkrecht zum Magnetfeld lässt sich in Abbildung 4.3b betrachten.

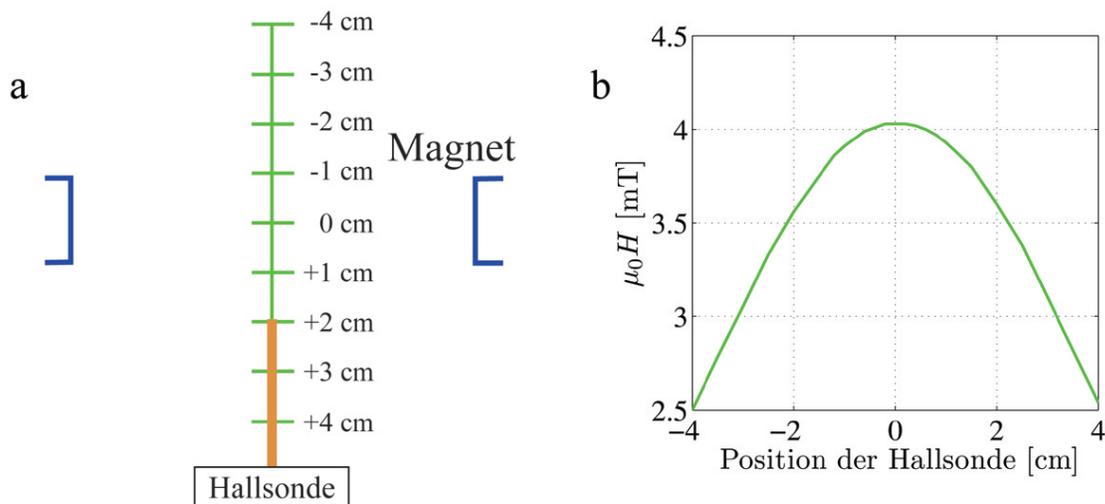


Abbildung 4.3: Messung des Magnetfeldverlaufs zwischen den Polschuhen in z-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Positionsverlauf der HALL-Sonde, (b) Magnetische Feldstärke an den Positionen.

In der Mitte des Magneten ist die magnetische Feldstärke ungefähr 1,5 mal so stark wie 4 cm davon entfernt. Die Abbildungen 4.2 und 4.3 bestätigen die Inhomogenität des Magnetfelds. Ob die Lage der Probe innerhalb dieses ungleichmäßigen Felds Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven hat, wird nun untersucht.

Da die Probe meist relativ mittig eingebaut wird, soll nicht das gesamte Magnetfeld betrachtet werden, sondern nur ein kleines Gebiet im Zentrum. Dabei werden Magnetisierungskurven aufgenommen, bei denen die Probe maximal 8 mm in y -Richtung und maximal 12 mm in z -Richtung vom Zentrum des Magnetfelds entfernt liegt.

Um eventuelle Änderungen der Magnetisierungskurven durch Variation des Auftreffpunkts des Lichtstrahls auf die Probe und durch Justageänderungen der optischen Komponenten auszuschließen, wird nicht die Probe im Magnetfeld verschoben, sondern der Magnet wird bewegt. So ist sichergestellt, dass die Optik nicht verändert wird, was gewährleistet, dass Änderungen der Messergebnisse nur auf die Lage der Probe im Magnetfeld zurückzuführen ist. Für die Positionsänderung der Probe in y -Richtung wird also der Magnet in diese Richtung verschoben, wie in Abbildung 4.4a schematisch dargestellt. In regelmäßigen Abständen werden Magnetisierungskurven aufgenommen und zusammen in Abbildung 4.4b aufgetragen.

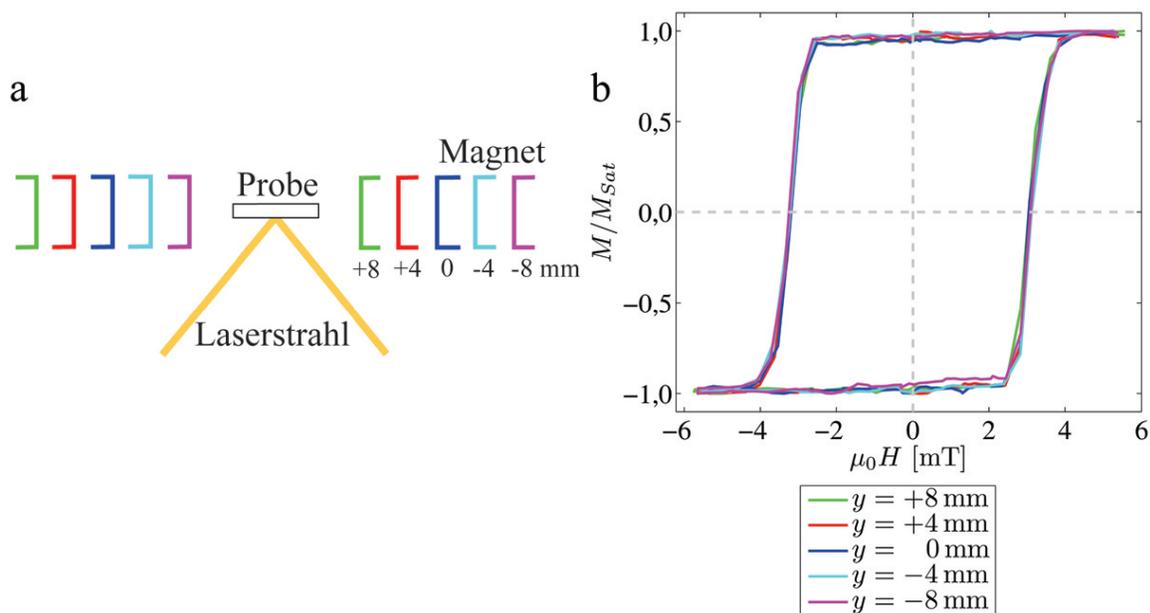


Abbildung 4.4: Magnetisierungskurven an verschiedenen Positionen zwischen den Polschuhen in y -Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Verschiebung des Magneten, (b) Magnetisierungskurven an den Positionen.

Wie man sieht, unterscheidet sich die Form der Magnetisierungskurven im Rahmen der Messgenauigkeit nicht. Remanenzen und Koerzitivfelder stimmen relativ genau überein. Positionsänderungen der Probe in z -Richtung werden ebenfalls durch Verschieben des Magneten in diese Richtung realisiert (siehe Abbildung 4.5a). Die Magnetisierungskurven für diese Messung sind in Abbildung 4.5b zu finden.

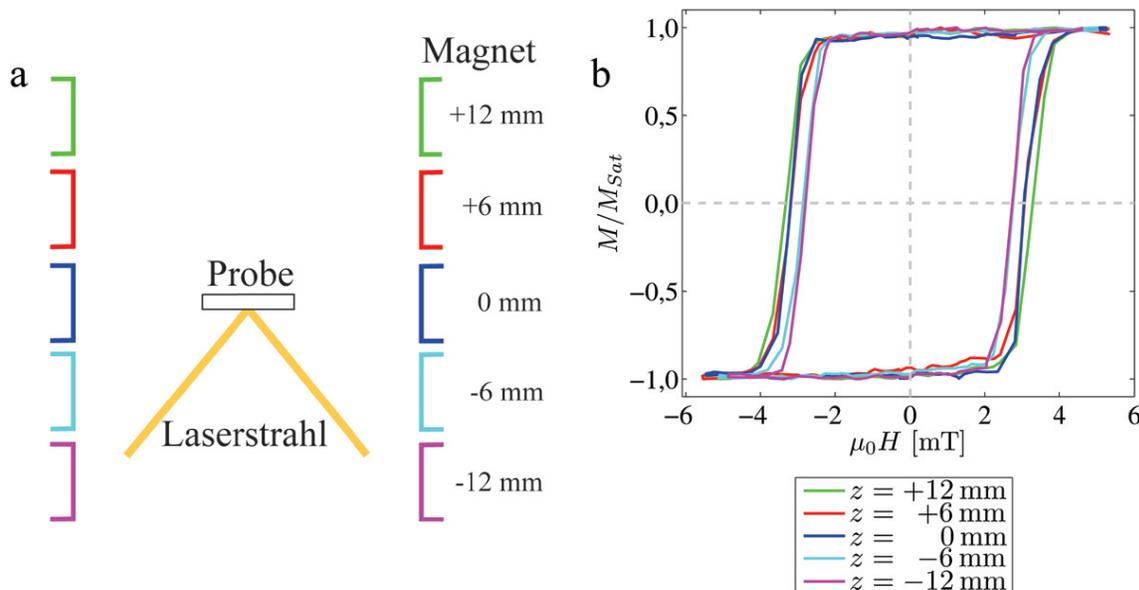


Abbildung 4.5: Magnetisierungskurven an verschiedenen Positionen zwischen den Polschuhen in z-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Verschiebung des Magneten, (b) Magnetisierungskurven an den Positionen.

Bei dieser Messung liegen die Remanenzen erneut an der gleichen Stelle. Die Koerzitivfelder unterscheiden sich minimal, auch wenn die Kurvenform die gleiche bleibt. Da aber bei der Darstellung der magnetischen Struktur als Polarplot nur die Remanenzen aufgetragen werden, ist egal, an welcher Stelle im betrachteten Bereich die Probe steht. Wenn sie vom Zentrum aus nicht mehr als ± 8 mm auf der y-Achse und nicht mehr als ± 12 mm auf der z-Achse verschoben ist, kann man davon ausgehen, dass dies keine Auswirkungen auf die Remanenz und damit auf den Polarplot hat.

4.2.2 Auftreffpunkt des Laserstrahls auf die Probe

Bei der Drehung der Probe kann je nach Justage der Auftreffpunkt des Laserstrahls variieren. Um die Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven abzuschätzen, werden nun Messungen an verschiedenen Punkten der Probenoberfläche durchgeführt. Dazu wird die Probe bewegt, damit Magnetfeld und Optik nicht verändert werden müssen. Abbildung 4.6 zeigt zunächst drei ausgewählte Magnetisierungskurven, die entlang der y-Achse gemessen wurden. Weitere gemessene Kurven haben eine ähnliche Form.

Man erkennt bei allen Kurven eine leichte Magnetisierungsrichtung. Die Form der Kurven unterscheidet sich im Rahmen der Messgenauigkeiten nicht. Um dieses Verhalten auch für eine andere magnetische Richtung zu untersuchen, wird die Probe um 90° gedreht. Ausgesuchte Magnetisierungskurven befinden sich in Abbildung 4.7.

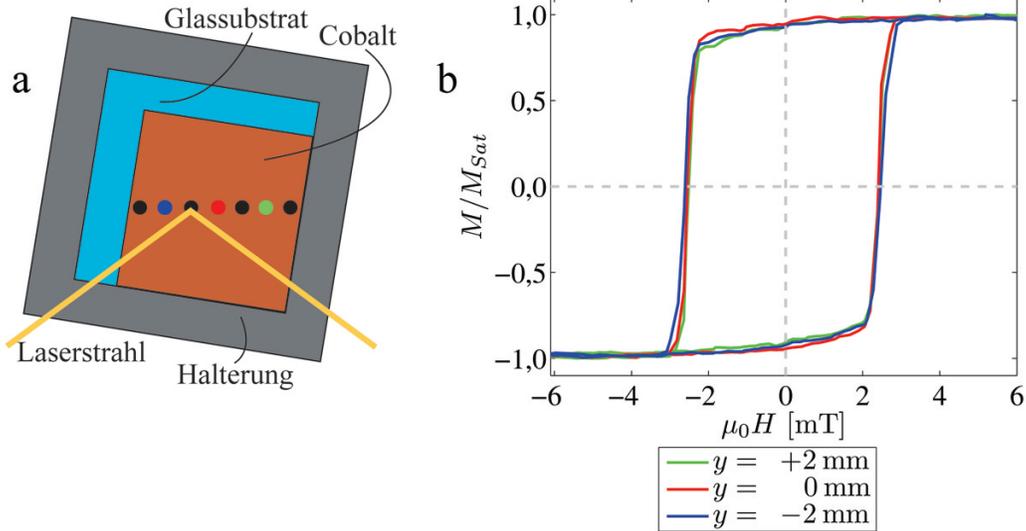


Abbildung 4.6: Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in y-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Auftreffpunkt auf die Probe, (b) Magnetisierungskurven.

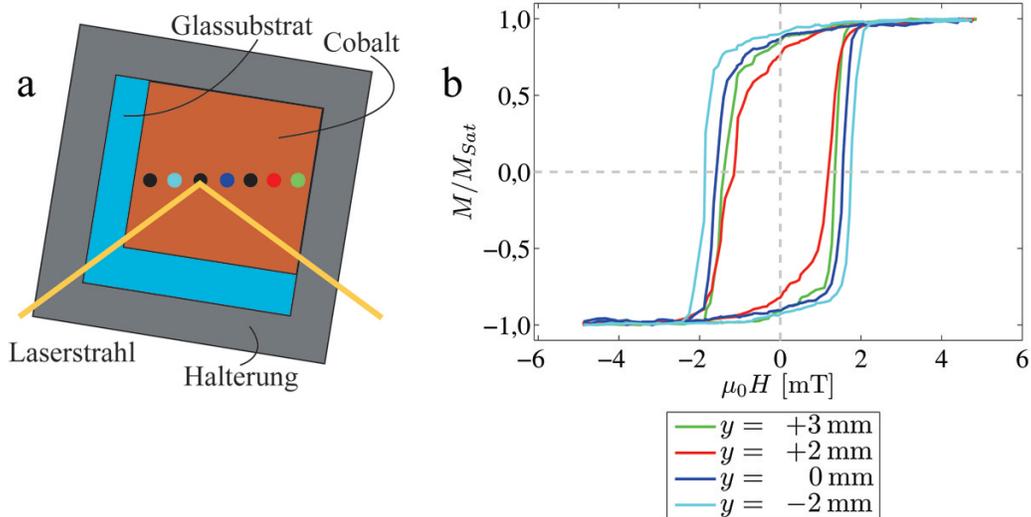


Abbildung 4.7: Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in y-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16). Die Probe ist um 90° gedreht: (a) Auftreffpunkt auf die Probe, (b) Magnetisierungskurven.

In dieser Richtung unterscheiden sich die Magnetisierungskurven. Wie man erkennt, ist diese Richtung magnetisch schwerer. Zum Vergleich werden nun für beide Richtungen Magnetisierungskurven in x-Richtung gemessen. Abbildung 4.8 zeigt die Kurven bei unterschiedlichen Auftreffpunkten auf der Probe in der magnetisch leichten Richtung. Weitere Kurven weisen alle die gleiche Form auf. In Abbildung 4.9 ist die Probe um 90° gedreht. Ausgesuchte Kurven sind dort dargestellt.

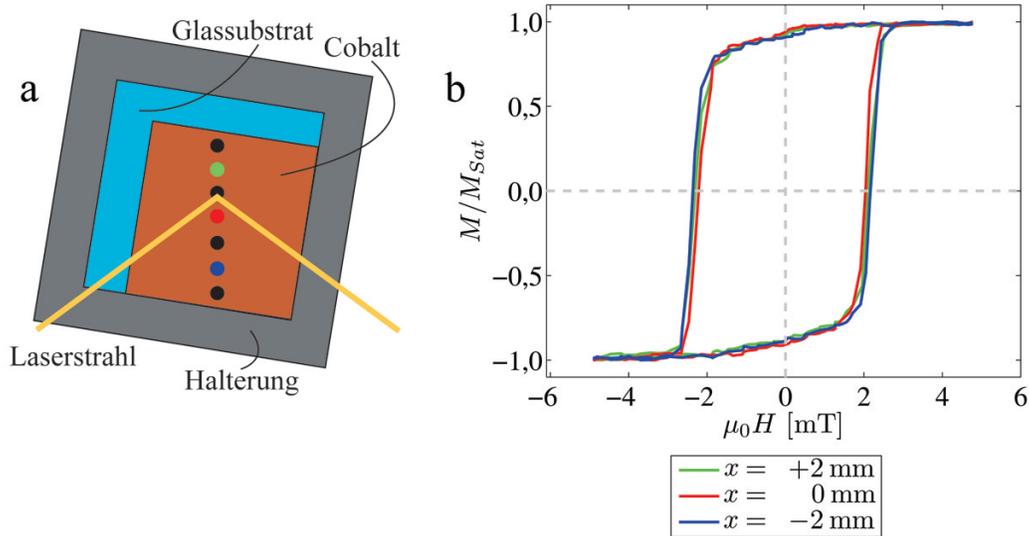


Abbildung 4.8: Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in x-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16): (a) Auftreffpunkt auf die Probe, (b) Magnetisierungskurven.

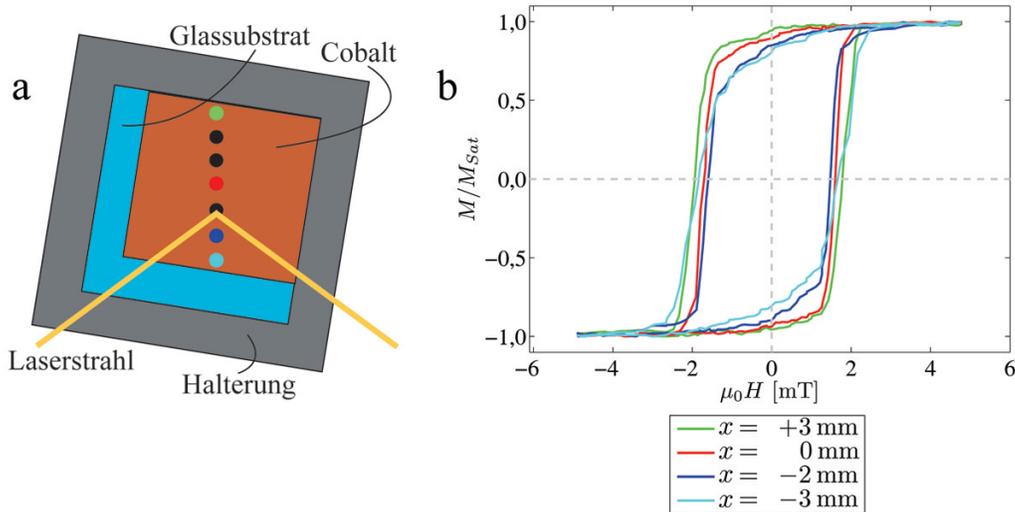


Abbildung 4.9: Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in x-Richtung (siehe Koordinatensystem in Abb. 2.16). Die Probe ist um 90° gedreht: (a) Auftreffpunkt auf die Probe, (b) Magnetisierungskurven.

Es zeigt sich ein ähnliches Verhalten wie bei der Messung in y-Richtung. In der magnetisch leichten Richtung sind sich die Kurven sehr ähnlich, in der magnetisch schweren Richtung gibt es Unterschiede. Bei der Erstellung der Polarplots ist also zu beachten, dass die Remanenzen in schweren Richtungen je nach Auftreffpunkt auf der Oberfläche in einem gewissen Rahmen abweichen können.

4.3 Optimierung der Apparatur

Die Messung der magnetischen Struktur der Cobalt-Probe wurde nach dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Mit Hilfe eines Polarplots lässt sich so feststellen, ob es leichte und schwere Richtungen gibt und wo diese liegen. Die Optimierung der Apparatur soll in chronologischer Reihenfolge aufgeführt werden. Dazu werden in Abschnitt 4.3.1 zunächst die anfänglichen Probleme geschildert. In Abschnitt 4.3.2 wird gezeigt, inwieweit sich der Abstand zwischen Probe und Probenhalterung auf die Magnetisierungskurven und damit auch auf die Polarplots auswirkt. Magnetische Einzelteile im Aufbau könnten das Magnetfeld beeinflussen, was in Abschnitt 4.3.3 untersucht wird.

4.3.1 Probleme bei der Messung

Um festzustellen, ob die Orientierung der Cobalt-Probe zur Probenhalterung Auswirkungen auf die Magnetisierungskurven hat, werden Polarplots aufgenommen, bei denen die Probe in unterschiedlichen Winkeln zur Probenhalterung ausgerichtet sind. Für die erste Messung wird die Probe um 0° zur Probenhalterung ausgerichtet angebracht, wie in Abbildung 4.10a dargestellt. Da die Halterung und damit auch die Probe in ihrer Grundstellung leicht gedreht ist, ergibt sich im Polarplot ebenfalls eine gedrehte magnetische Struktur. Das Messergebnis ist in Abbildung 4.10b dargestellt.

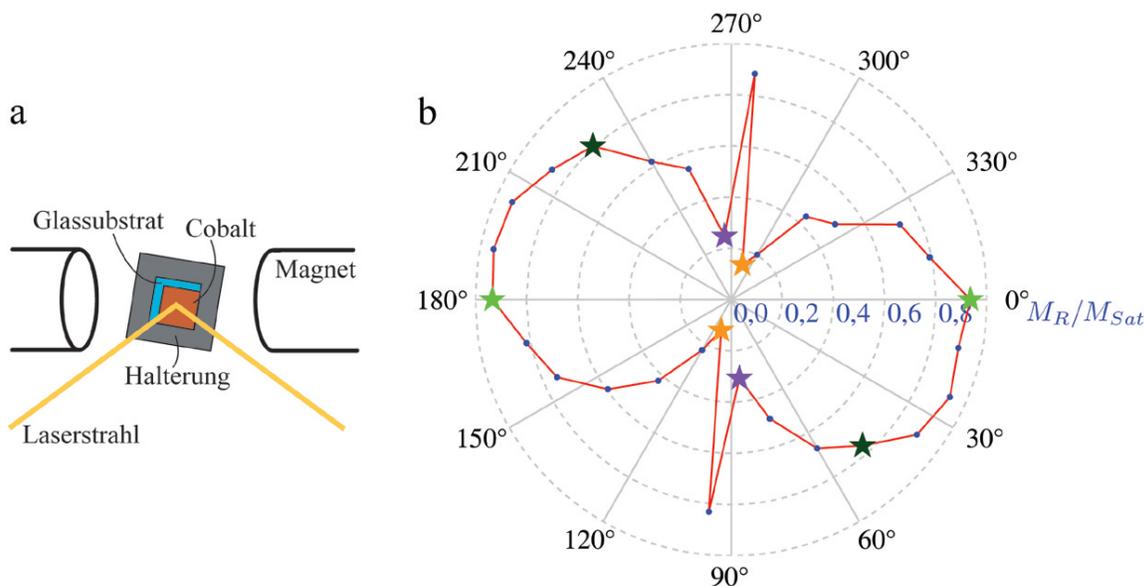


Abbildung 4.10: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} . Die mit Sternen gekennzeichneten Remanenzen entstammen den Magnetisierungskurven (a) bis (d) der Abb. 4.11.

Man erkennt magnetisch leichte Richtungen zwischen 0° und 24° sowie bei 96° . Magnetisch schwere Richtungen liegen bei 84° und 108° . Vier der fünfzehn Magnetisierungskurven, aus deren Remanenzen dieser Polarplot zusammengesetzt ist, sind in Abbildung 4.11 gezeigt.

Die jeweiligen Remanenzen sind in Abbildung 4.10b mit einem Stern gekennzeichnet, der die Farbe der entsprechenden Magnetisierungskurve hat.

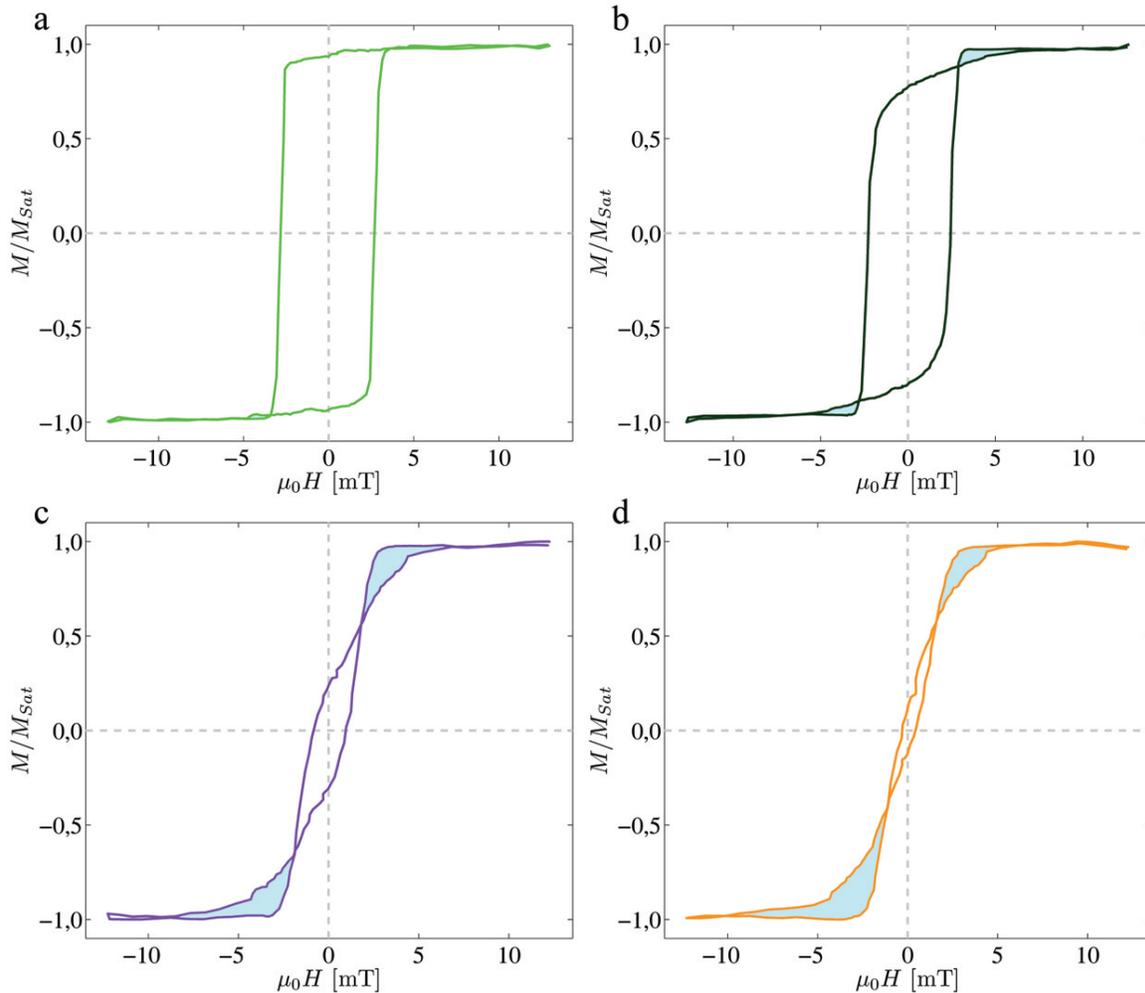


Abbildung 4.11: Magnetisierungskurven der Co-Probe bei einem Drehwinkel von (a) 0° , (b) 48° , (c) 264° und (d) 288° . Die jeweiligen Remanenzen sind in Abb. 4.10b eingezeichnet. Die hellblau gekennzeichneten Bereiche entsprechen nicht dem erwarteten Verlauf.

Die hellblau gekennzeichneten Bereiche an den Magnetisierungskurven sind untypisch. Man würde eher Verläufe wie in Abbildung 3.6 erwarten. Diese untypischen Bereiche treten bei Magnetisierungskurven der schweren Richtung auf, jedoch kaum bei Magnetisierungskurven der leichten Richtung.

Als nächstes wird die Probe zur Probenhalterung gedreht befestigt. Bei Winkeln von 50° und 170° zwischen Probe und Halterung sieht der Aufbau wie in den Abbildungen 4.12a und 4.13a aus. Die Probe wird im Uhrzeigersinn gedreht. Die Abbildungen 4.12b und 4.13b zeigen die jeweiligen Polarplots.

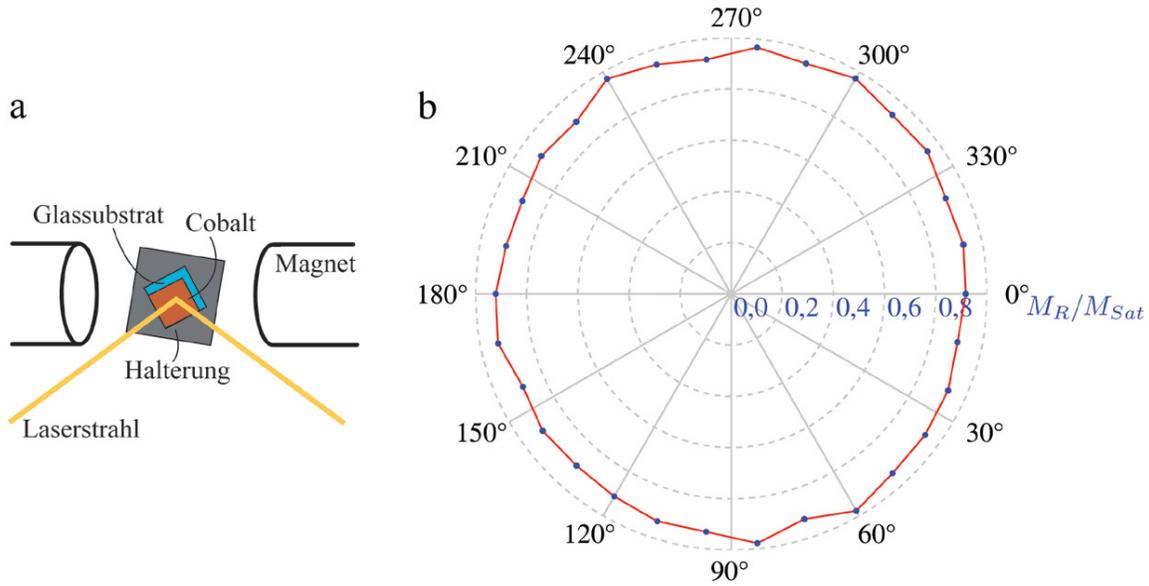


Abbildung 4.12: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

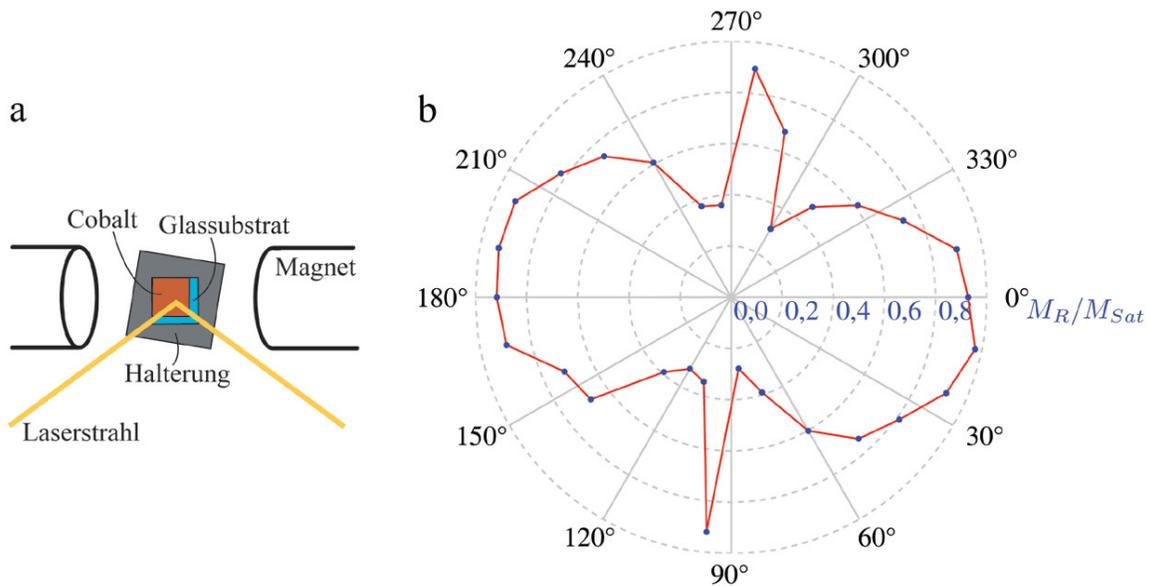


Abbildung 4.13: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

In Abbildung 4.12b ist keine magnetische Struktur zu erkennen. Jede Richtung scheint magnetisch leicht zu sein. Abbildung 4.13b dagegen ähnelt der Struktur in Abbildung 4.10. Eigentlich sollte sich die magnetische Struktur bei den letzten drei Messungen nicht geändert haben, da eine Änderung der Probenausrichtung zur Halterung die Magnetisierung nicht beeinflussen sollte. Da aber die Orientierung der Probe das einzige ist, was sich geändert hat, ist zu vermuten, dass die Probenhalterung doch einen Einfluss auf die Magnetisierung hat. Es gibt in der Halterung magnetische Teile wie Schrauben und eine Feder. Diese könnten das Magnetfeld so beeinflussen, dass die Magnetisierungskurven abhängig von der Lage der Probe zu diesen Teilen sind. Hinter der Halterung ist der Schrittmotor angebracht, der ebenfalls durch magnetische Bauteile das Magnetfeld stören könnte. Für die weiteren Untersuchungen wird deshalb die Probe in einem gewissen Abstand zur Halterung befestigt, womit auch der Einfluss des Schrittmotors verringert wird.

4.3.2 Vergrößerung des Abstands zwischen Probe und Probenhalterung

Um den Abstand zwischen Probe und Halterung zu vergrößern, wird zwischen ihnen ein Plexiglaszylinder befestigt. Dieser ist nicht magnetisch und sorgt dafür, dass der Einfluss der Halterung und des Schrittmotors auf das Magnetfeld reduziert wird. Der Zylinder hat einen Durchmesser von 2 cm. Für die Messung der magnetischen Struktur der Probe in Grundstellung (Abbildung 4.14a) ergeben sich für die Zylinderlängen von 2 cm und 6 cm die Polarplots in Abbildung 4.14b.

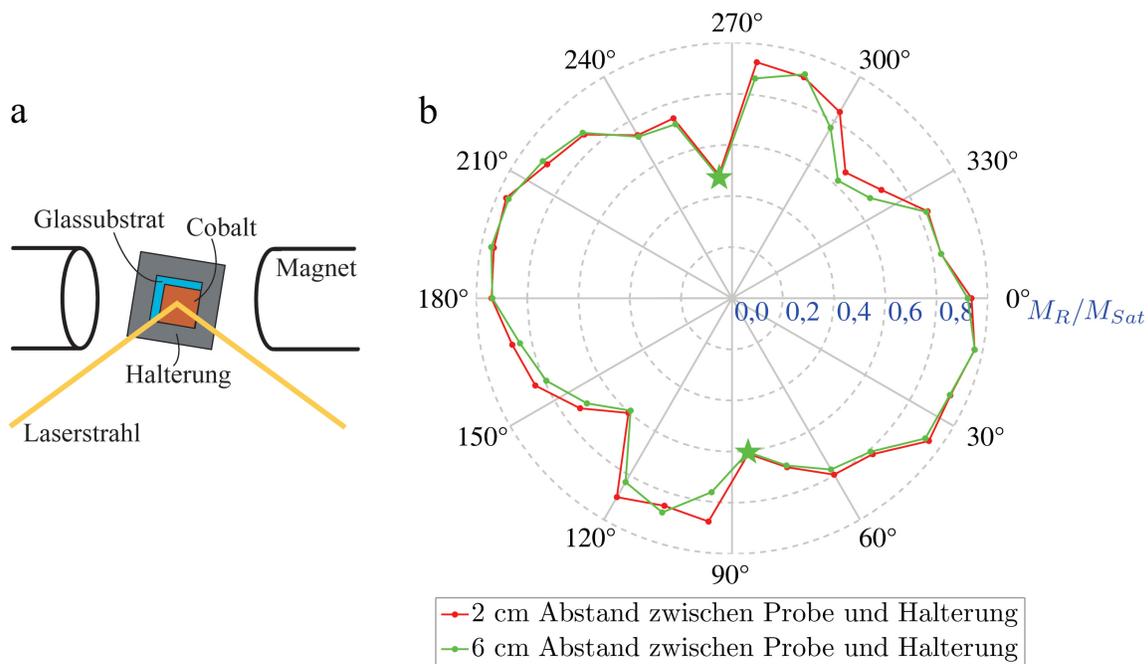


Abbildung 4.14: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe bei einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 2 cm und 6 cm: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} . Die mit Sternen gekennzeichneten Remanenzen entstammen der Magnetisierungskurve aus Abb. 4.15b.

Die Messungen ergeben ähnliche Polarplots wie in Abbildung 4.10. Wieder liegen leichte Richtungen zwischen 0° und 24° sowie bei 96° . Die schweren Richtungen fallen nicht so stark aus und liegen bei 88° und 132° .

Nicht nur die Polarplots sehen etwas anders aus, auch die Magnetisierungskurven unterscheiden sich von denen in Abbildung 4.11. In Abbildung 4.15 wird eine Magnetisierungskurve bei einer Messung ohne Abstand zwischen Probe und Halterung und eine Magnetisierungskurve, deren Remanenz in Abbildung 4.14 eingetragen wurde, verglichen. Beide Magnetisierungskurven sind bei einem Drehwinkel von 264° aufgenommen.

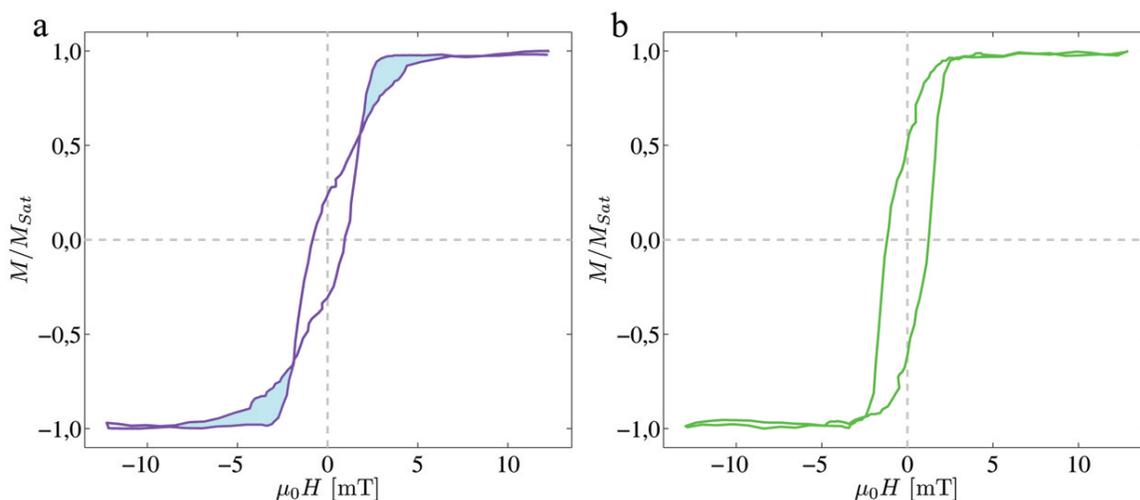


Abbildung 4.15: Vergleich der Magnetisierungskurven der Co-Probe bei einem Drehwinkel von 264° und einem Abstand zwischen Probe und Halterung von (a) 0 cm (aus Abb. 4.11) und (b) 6 cm (Remanenzen sind in Abb. 4.14b eingezeichnet). Die hellblau gekennzeichneten Bereiche entsprechen nicht dem erwarteten Verlauf.

Der hellblau markierte Bereich der Kurve in Abbildung 4.15a verschwindet bei der Messung mit Abstand zwischen Probe und Halterung komplett (Abbildung 4.15b). Der Einfluss auf das magnetische Verhalten durch die Halterung und durch den dahinter angebrachten Schrittmotor ist also reduziert.

Mit einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 6 cm wird nun erneut eine Messung aufgenommen, bei der die Probe im Uhrzeigersinn um 50° zur Halterung gedreht angebracht ist (Abbildung 4.16). Im Gegensatz zu der Messung ohne Abstand zwischen Probe und Halterung (Abbildung 4.12) lässt sich nun eine magnetische Struktur erkennen.

Dreht man den Polarplot aus Abbildung 4.16 um 50° zurück, kann man ihn mit dem Polarplot aus Abbildung 4.14 vergleichen. Dies ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Die Graphen ähneln sich, allerdings ist die Struktur bei dem gedrehten Plot nicht so ausgeprägt. Die Lage zur Halterung beeinflusst die Messung also immer noch. Um dieses Problem zu beheben, werden die magnetischen Komponenten in der Halterung durch nicht magnetische ausgetauscht.

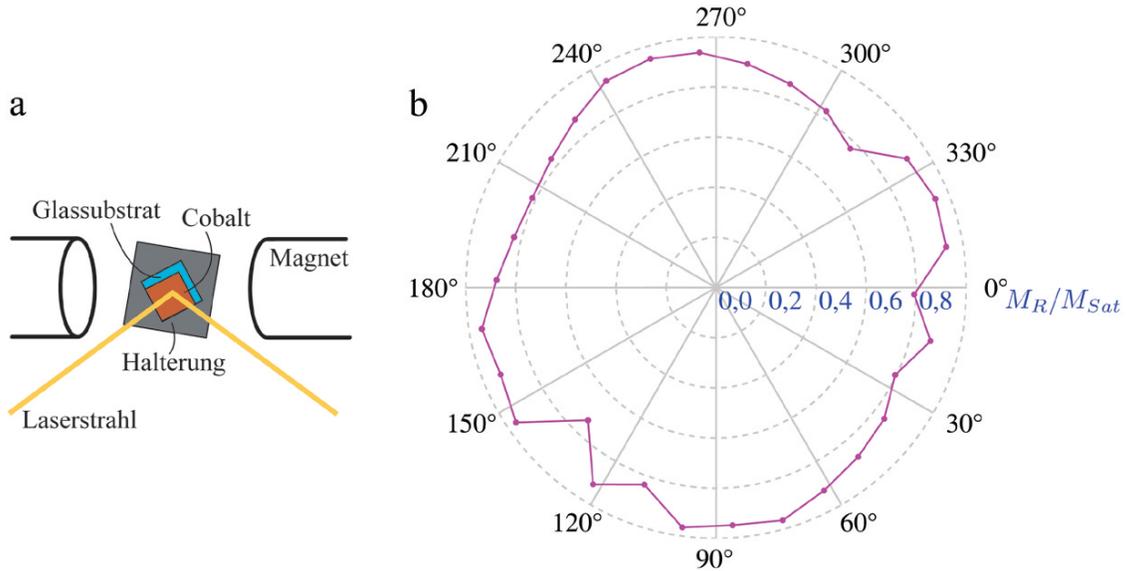


Abbildung 4.16: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde, bei einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 6 cm: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

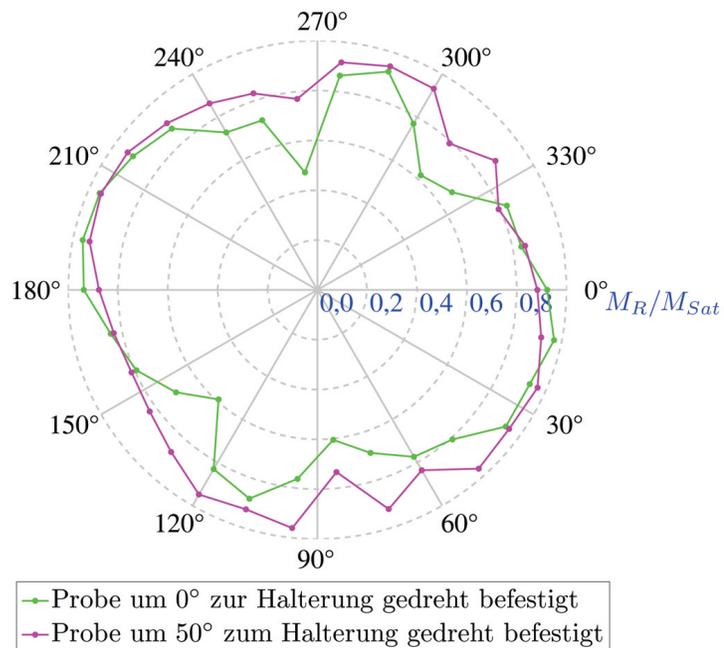


Abbildung 4.17: Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe mit 6 cm Abstand zwischen Probe und Halterung. Die grüne Kurve zeigt den Verlauf aus Abb. 4.14 und die magentafarbene Kurve den um 50° zurückgedrehten Verlauf aus Abb. 4.16.

4.3.3 Austausch der Probenhalterung

Die bisher verwendete Probenhalterung ist mit Schrauben und einer Feder versehen, die magnetisch sind. Um Einflüsse auf das Magnetfeld zu verhindern, wird als Ersatz eine Halterung verwendet, bei der Plastikschrauben und ein Gummiband anstatt der Feder zum Einsatz kommen. Außerdem werden durch längere Verbindungsstangen zwischen Probenhalterung und Schrittmotor Störungen des Magnetfelds durch Komponenten im Schrittmotor weitestgehend ausgeschlossen. Die Aufbockung des Magneten wird ebenfalls so konstruiert, dass keine magnetischen Teile verwendet werden, sondern überwiegend Aluminium zum Einsatz kommt. Die Messung nach dem Umbau ist für die Probe in Grundstellung in Abbildung 4.18 dargestellt.

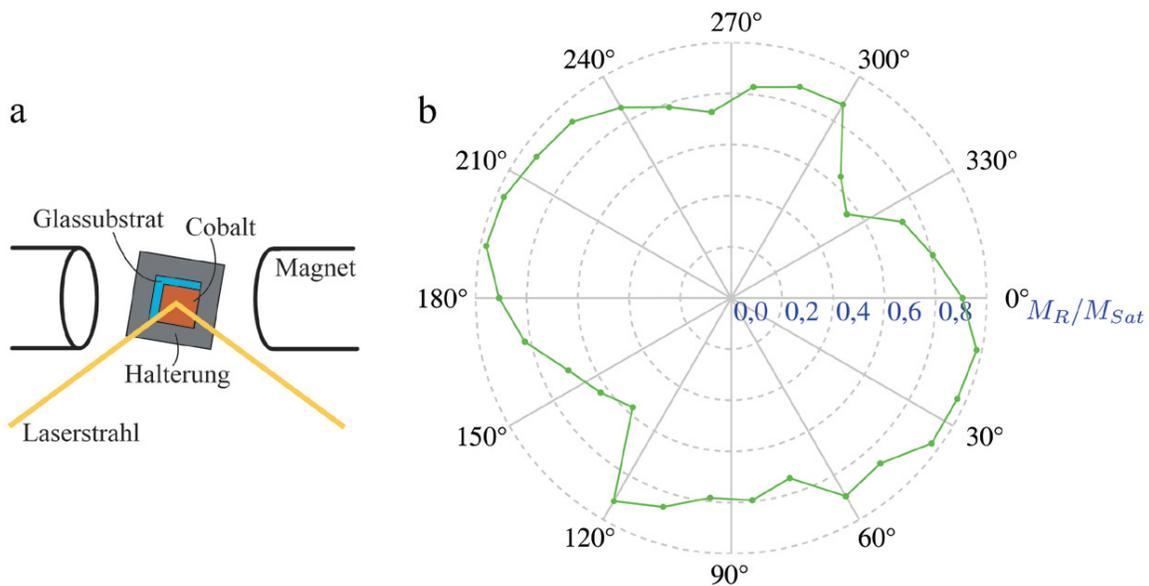


Abbildung 4.18: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe nach Austausch der Probenhalterung: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

Der Verlauf des Graphen ähnelt erneut dem Verlauf der vorigen Messungen, allerdings ist nur noch eine deutliche magnetisch schwere Richtung bei 132° zu erkennen. Bei 72° lässt sich eine weitere magnetisch schwere Richtung erahnen.

Die Probe wird nun wieder für unterschiedliche Winkel zwischen Probe und Halterung vermessen und mit dem Graph in Grundstellung verglichen. Für die Winkel von 50°, 170° und 220° im Uhrzeigersinn ergeben sich die Graphen in den Abbildungen 4.19, 4.21 und 4.23. Die Vergleiche der zurückgedrehten Polarplots mit der Messung in Grundstellung lassen sich in den Abbildungen 4.20, 4.22 und 4.24 finden.

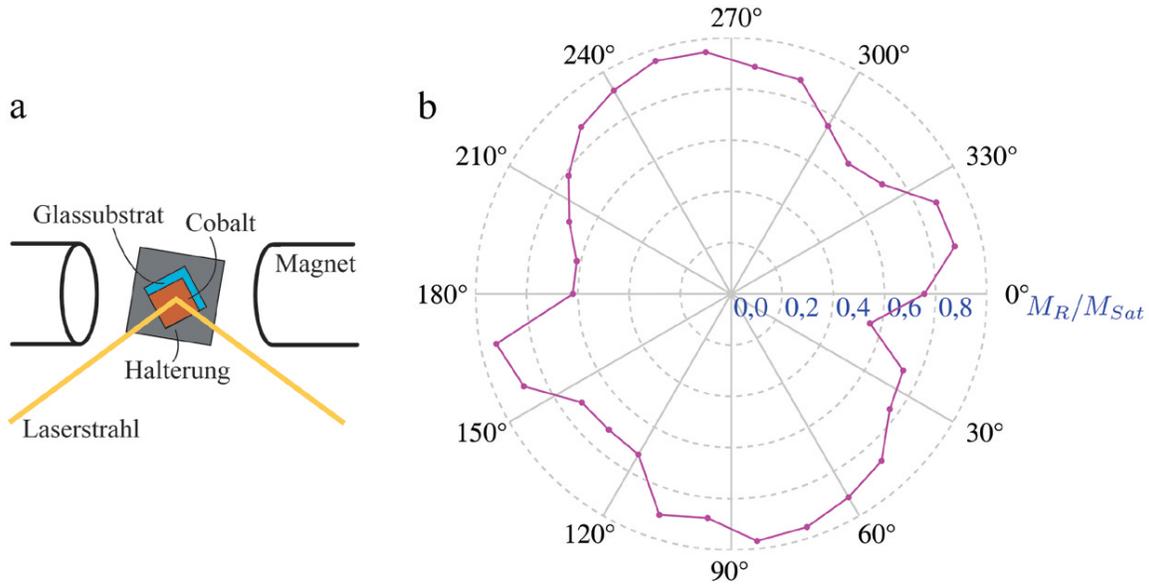


Abbildung 4.19: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halteung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung: (a) Lage der Probe zur Halteung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

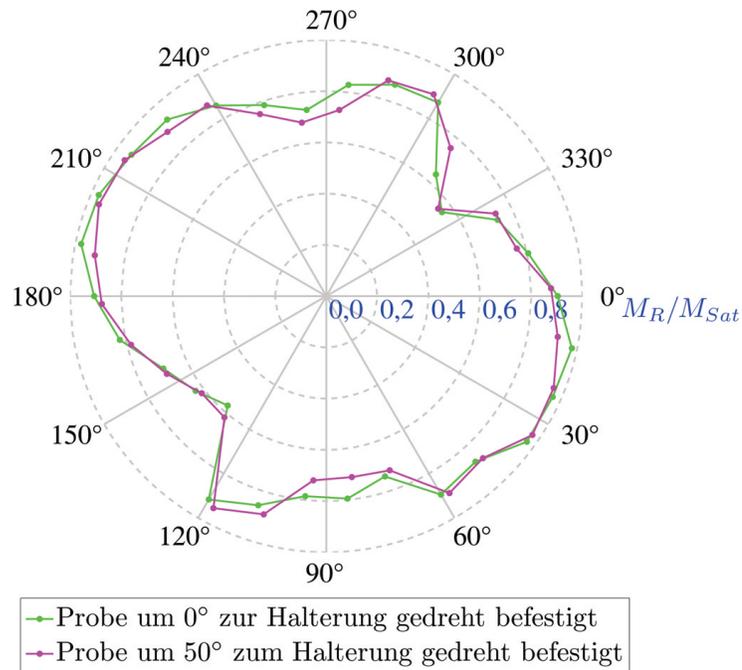


Abbildung 4.20: Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe nach Austausch der Probenhalterung. Die grüne Kurve zeigt den Verlauf aus Abb. 4.18 und die magentafarbene Kurve den um 50° zurückgedrehten Verlauf aus Abb. 4.19.

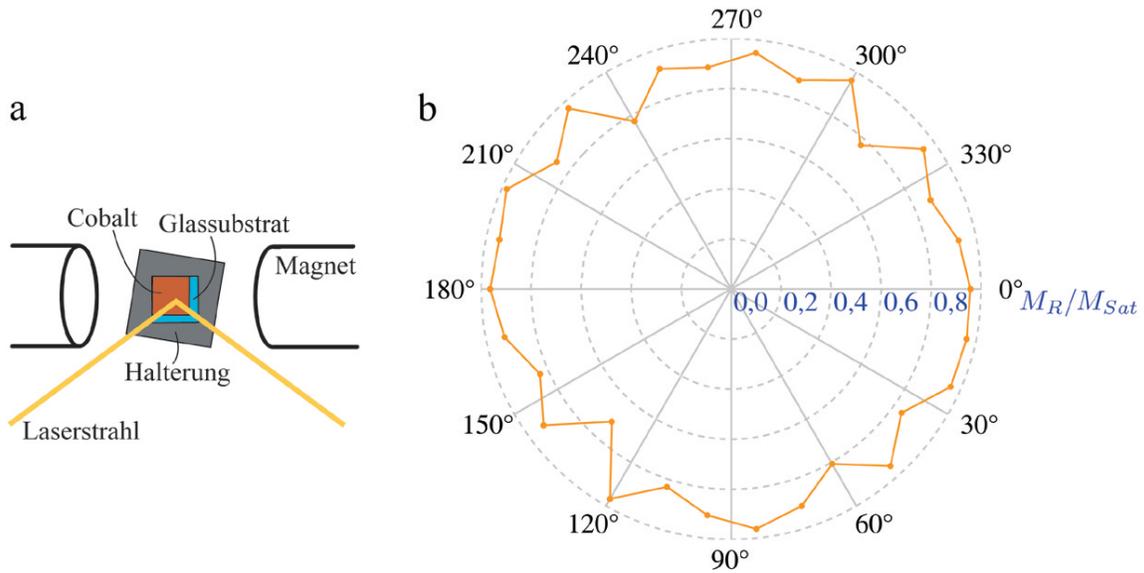


Abbildung 4.21: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung: (a) Lage der Probe zur Halterung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

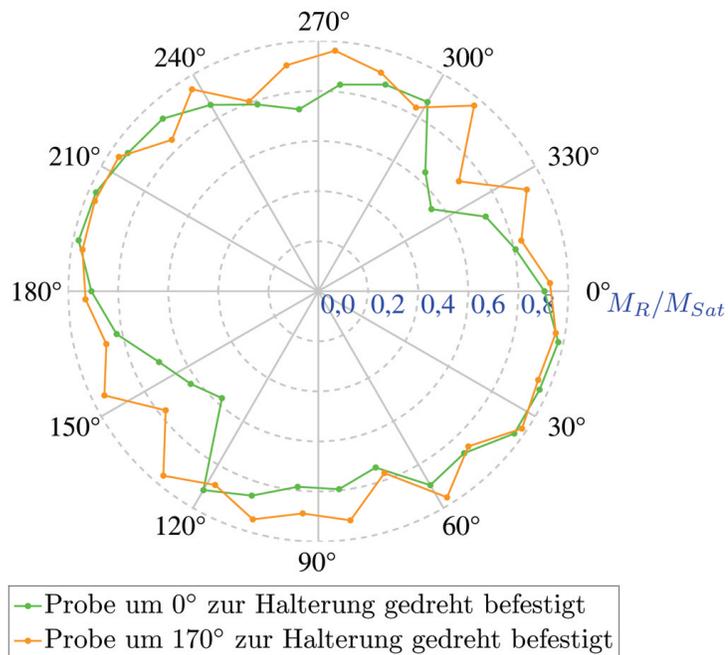


Abbildung 4.22: Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe nach Austausch der Probenhalterung. Die grüne Kurve zeigt den Verlauf aus Abb. 4.18 und die orangefarbene Kurve den um 170° zurückgedrehten Verlauf aus Abb. 4.21.

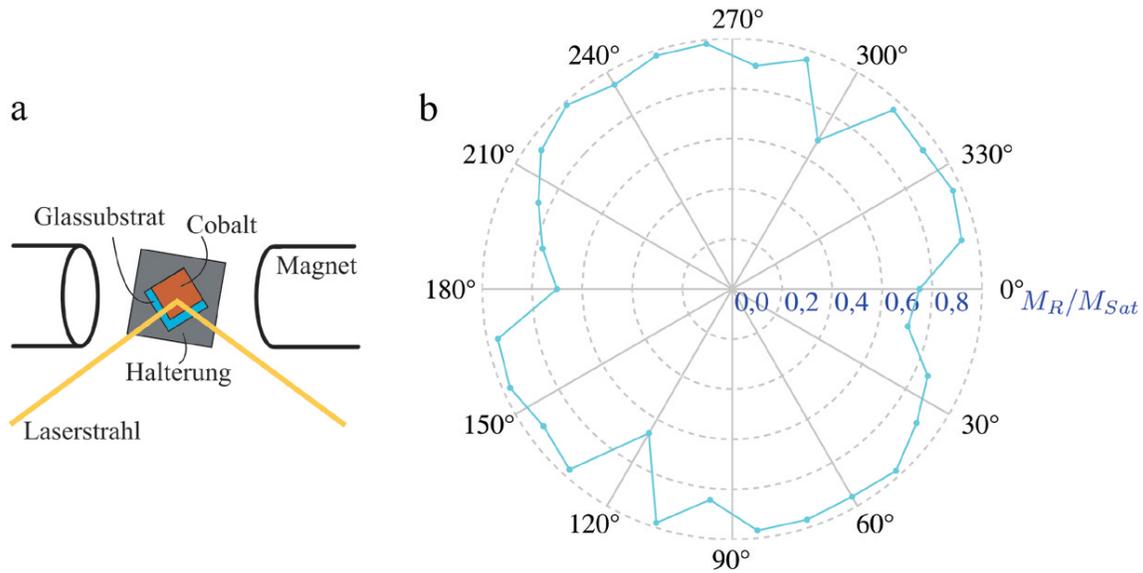


Abbildung 4.23: Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 220° zur Halteung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung: (a) Lage der Probe zur Halteung, (b) Polarplot der winkelabhängigen relativen Remanenzen M_R/M_{Sat} .

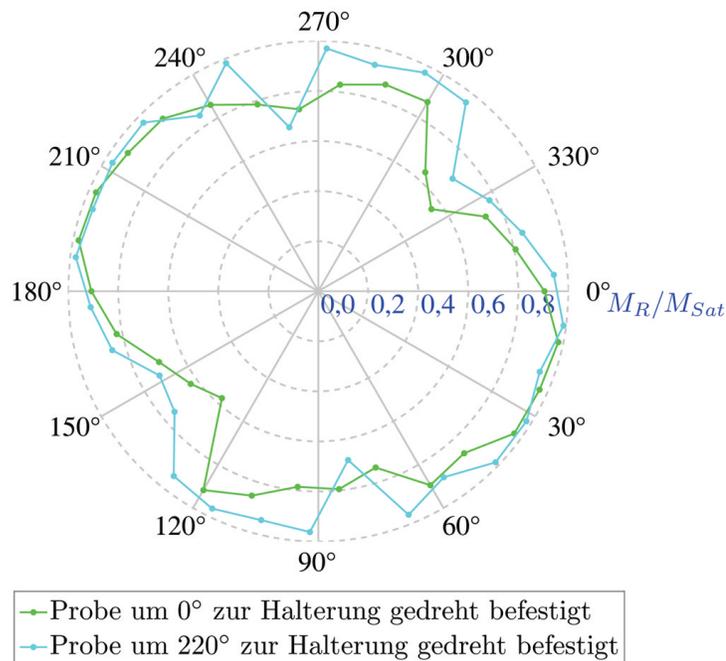


Abbildung 4.24: Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe nach Austausch der Probenhalterung. Die grüne Kurve zeigt den Verlauf aus Abb. 4.18 und die hellblaue Kurve den um 220° zurückgedrehten Verlauf aus Abb. 4.23.

Die beste Übereinstimmung zum Graphen, bei der die Probe in der Grundstellung ist, erzielt die Messung bei einem Drehwinkel von 50° (Abbildung 4.20). Die Messung beim Winkel von 220° lässt eine ähnliche Struktur erkennen, weicht aber zum Teil ein wenig vom zu vergleichenden Verlauf ab (Abbildung 4.24). Bei der Messung mit dem Winkel von 170° ist die Struktur, mit der verglichen wird, nur schwer wiederzuerkennen (Abbildung 4.22).

Die Messung der magnetischen Struktur hat sich also durch den Umbau der Apparatur und den Austausch von magnetischen Bauteilen zum Teil verbessert. Allerdings scheinen noch weitere magnetische Aufbaukomponenten das Magnetfeld zu beeinflussen, was an den Graphen in Abbildung 4.22 zu erkennen ist.

4.4 Reproduzierbarkeit der Messergebnisse

Um Aussagen über die Reproduzierbarkeit der Messergebnisse zu machen, wird zunächst die Messung, bei der die Probe um 170° zur Halterung gedreht ist, wiederholt (Abbildung 4.21). Dabei finden zwischen den beiden Messungen keine Änderungen am Aufbau statt. Abbildung 4.25 zeigt den Vergleich.

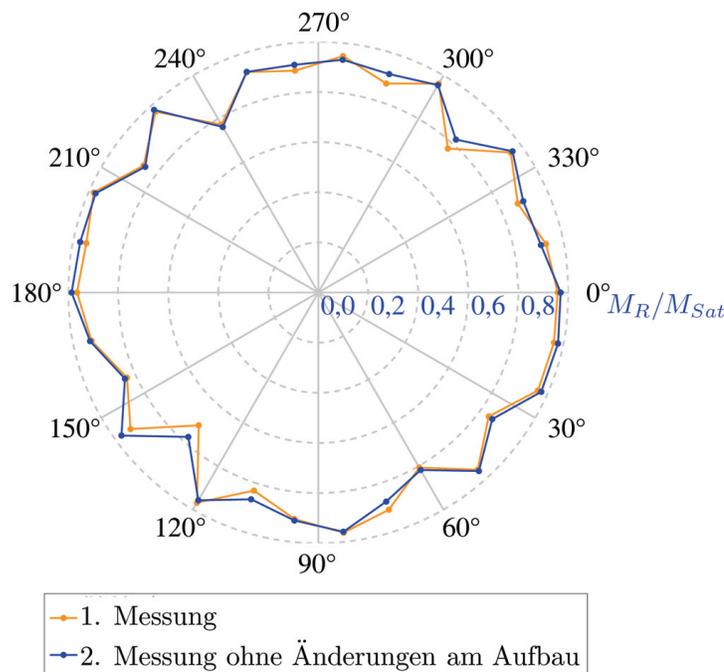


Abbildung 4.25: Vergleich zweier Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde. Die orange-farbene Kurve zeigt die Messung aus Abb. 4.21 und die blaue Kurve eine weitere Messung ohne Änderungen am Aufbau.

Wird nichts an dem Aufbau geändert, lassen sich die Ergebnisse reproduzieren. Die Messung, bei der die Probe um 220° zur Halterung gedreht ist (Abbildung 4.23), soll ebenfalls wiederholt werden. Allerdings werden die Probe und die Halterung zwischen den beiden Messungen aus dem Aufbau genommen und wieder eingefügt. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.26 dargestellt.

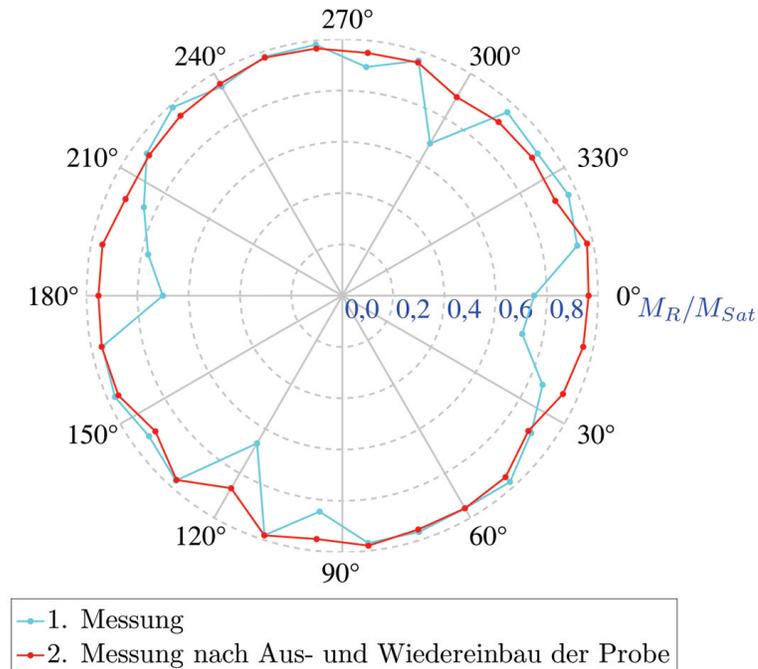


Abbildung 4.26: Vergleich zweier Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 220° zur Halterung gedreht befestigt wurde. Die hellblaue Kurve zeigt die Messung aus Abb. 4.23 und die rote Kurve eine weitere Messung nach Aus- und Wiedereinbau der Probe.

Wie man dem Vergleich entnehmen kann, ist bei einem Aus- und Wiedereinbau von Probe und Halterung keine Reproduzierbarkeit der Messung garantiert.

4.5 Messung der magnetischen Struktur der Proben

Die magnetische Struktur der kleinen 100 nm dünnen Cobalt-Schicht wurde schon bei den Testmessungen mehrmals ermittelt. An dieser Stelle werden die anderen beiden Proben untersucht. Zunächst wird die magnetische Struktur der großen 100 nm dünnen Cobalt-Schicht aufgenommen. Der entsprechende Polarplot ist in Abbildung 4.27 dargestellt. Es zeigen sich magnetisch leichte Richtungen bei ungefähr 30° und 115° . Magnetisch schwere Richtungen sind bei ungefähr 80° und 130° zu erkennen.

Die Messung der magnetischen Struktur der 50 nm dünnen Cobalt-Schicht zeigt die Abbildung 4.28. Wie man leicht erkennt, existiert nur eine magnetisch leichte Richtung bei 30° und eine magnetisch schwere Richtung bei 120° .

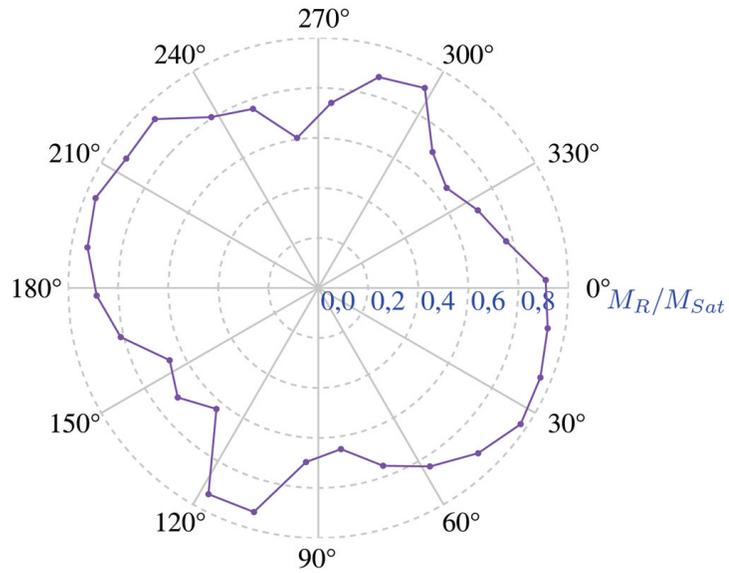


Abbildung 4.27: Messung der magnetischen Struktur der großen 100 nm dünnen Co-Schicht.

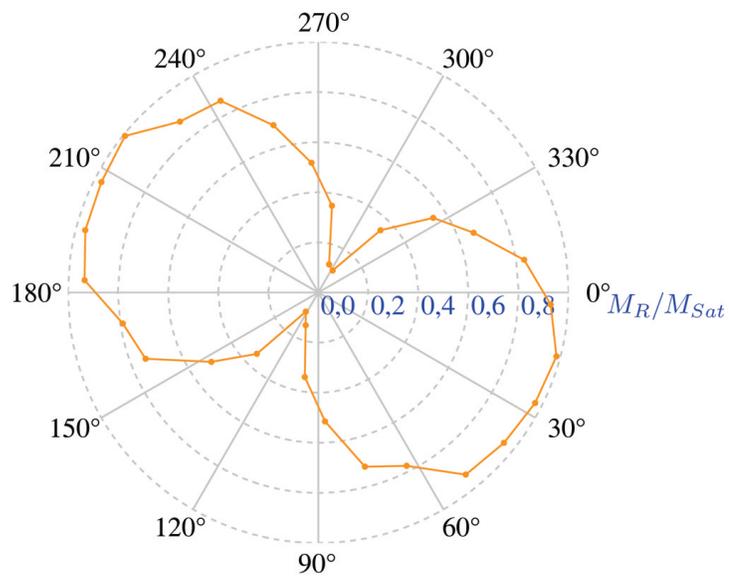


Abbildung 4.28: Messung der magnetischen Struktur der 50 nm dünnen Co-Schicht.

5 Diskussion

In Abschnitt 5.1 werden zunächst die gemessenen magnetischen Strukturen der drei Proben untereinander und anschließend mit der Literatur verglichen. Der Einfluss der Apparatur auf die Messergebnisse wird in Abschnitt 5.2 diskutiert.

5.1 Vergleich der gemessenen magnetischen Strukturen

Da die kleine und die große 100 nm dünne Cobalt-Schicht Teilstücke derselben Probe sind, sollten sie eine ähnliche magnetische Struktur aufweisen. Abbildung 5.1 zeigt den Vergleich.

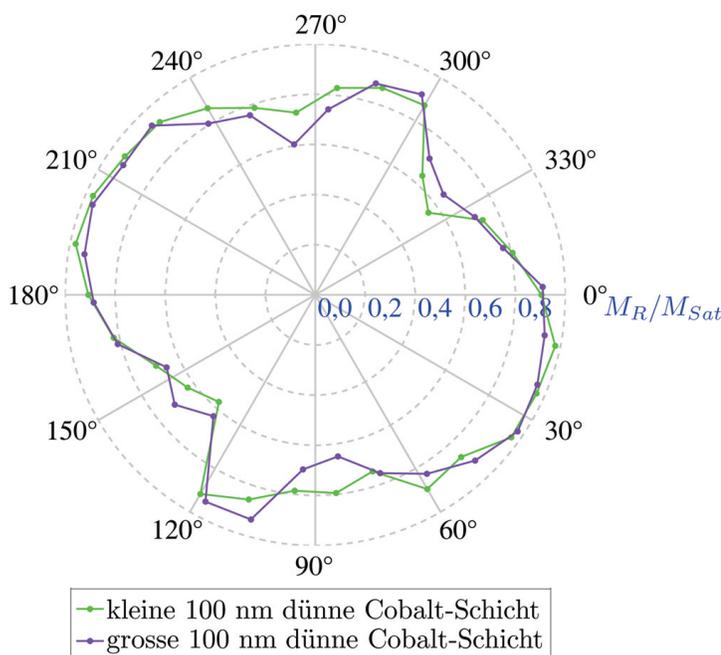


Abbildung 5.1: Vergleich der Messungen der magnetischen Struktur der 100 nm dünnen Cobalt-Schichten. Grüne Kurve: Messung der kleinen Co-Schicht aus Abb. 4.18, lilafarbene Kurve: Messung der großen Co-Schicht aus Abb. 4.27.

Wie man erkennen kann, stimmen die Strukturen im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Es existieren zwei magnetisch leichte und zwei magnetisch schwere Richtungen.

Beim Vergleich der 100 nm dünnen Probe mit der 50 nm dünnen Probe (Abbildung 5.2) fällt auf, dass die magnetisch leichten Richtungen bei ungefähr 30° übereinstimmen. Zusätzlich fällt die einzige magnetisch schwere Richtung der 50 nm dünnen Probe mit der zweiten magnetisch leichten Richtung der 100 nm dünnen Probe zusammen.

Als Ursache für diese magnetischen Strukturen lässt sich die Kristallanisotropie ausschließen. Da Cobalt auf einem amorphen Substrat aufwächst, ist es höchstens polykristallin, womit keine einheitliche Vorzugsrichtung gegeben wäre. Die Formanisotropie sorgt für die *in-plane*-Magnetisierung. Da zwei der drei Proben eine quadratische Form haben, kann man dort eine vierzählige Geometrie der magnetischen Struktur als Beitrag der Formisotropie erwarten.

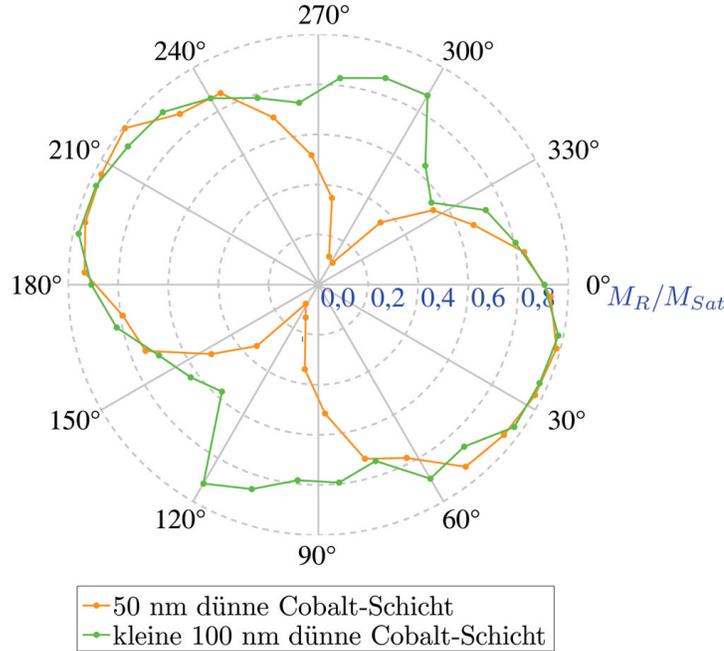


Abbildung 5.2: Vergleich der Messungen der magnetischen Struktur der kleinen 100 nm dünnen Cobalt-Schicht mit der 50 nm dünnen Cobalt-Schicht. Grüne Kurve: Messung der kleinen 100 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.18, orangefarbene Kurve: Messung der 50 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.28.

Dies ist für die kleine 100 nm dünne Probe nur im Ansatz erkennbar, da die beiden leichten Richtungen nicht gleich stark ausgeprägt sind. Also könnte es sein, dass weitere Anisotropien eine Rolle spielen. Bei der 50 nm dünnen Probe liegt eine zweizählige Geometrie vor. Hier könnten andere Anisotropiebeiträge gegenüber der Formanisotropie überwiegen. Die große 100 nm dünne Probe ist rechteckig. Die erwartete zweizählige Geometrie kann bestätigt werden. Beiträge einer uniaxialen Anisotropie können aber nicht ausgeschlossen werden.

Die uniaxiale Anisotropie, die bei der 50 nm dünnen Probe zu erkennen ist und die bei den 100 nm dünnen Proben die Formanisotropie zu überlagern scheint, könnte beim Aufwachsen der Probe entstanden sein. Eine Vorzugsrichtung kann durch das Säubern und Polieren des Substrats oder durch die Positionierung des Substrats bei der Herstellung der Probe entstehen.

Die Messungen von [21] weisen bei einer 100 nm dünnen Cobalt-Schicht auf einem Glassubstrat ebenfalls eine uniaxiale Anisotropie auf. Zum Vergleich werden die hier gemessenen Strukturen in den Abbildungen 5.3 und 5.4 zusammen mit der Literatur-Messung aufgetragen.

Zunächst ist festzustellen, dass die magnetische Struktur der hier gemessenen Proben wesentlich ausgeprägter ist als die Literatur-Messung. Des Weiteren stimmt der Bereich der magnetisch leichten Richtung bei ungefähr 30° in allen Messungen überein. Im Bereich von 120° unterscheiden sich die Kurven. Dies kann zum Einen daran liegen, dass die Remanenzen der schweren Richtungen einen größeren Fehler aufweisen, wie in Abschnitt 4.2.2 gezeigt, zum Anderen könnten auch unterschiedlich starke Beiträge der uniaxialen Anisotropie der Grund für die verschiedenen Kurvenverläufe sein.

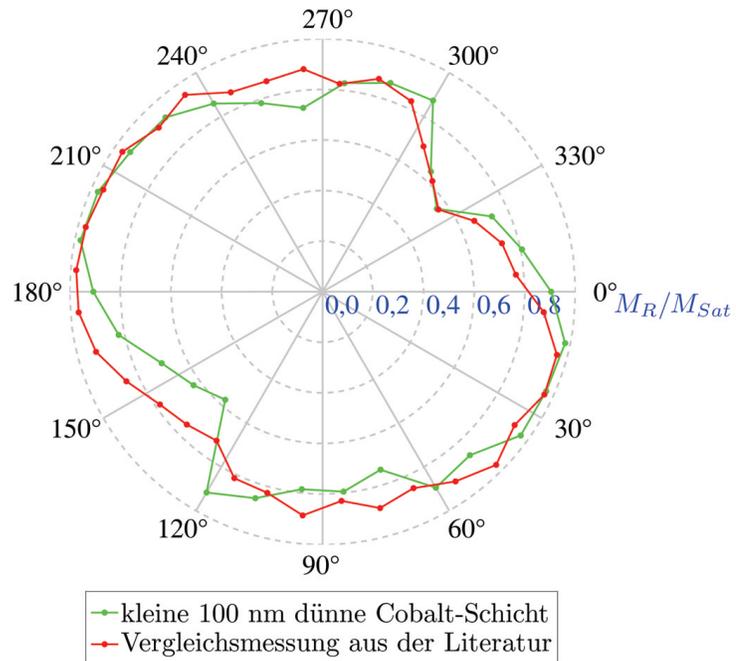


Abbildung 5.3: Vergleich der Messung der magnetischen Struktur der kleinen 100 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.18 (grüne Kurve) mit der Messung aus [21] (rote Kurve).

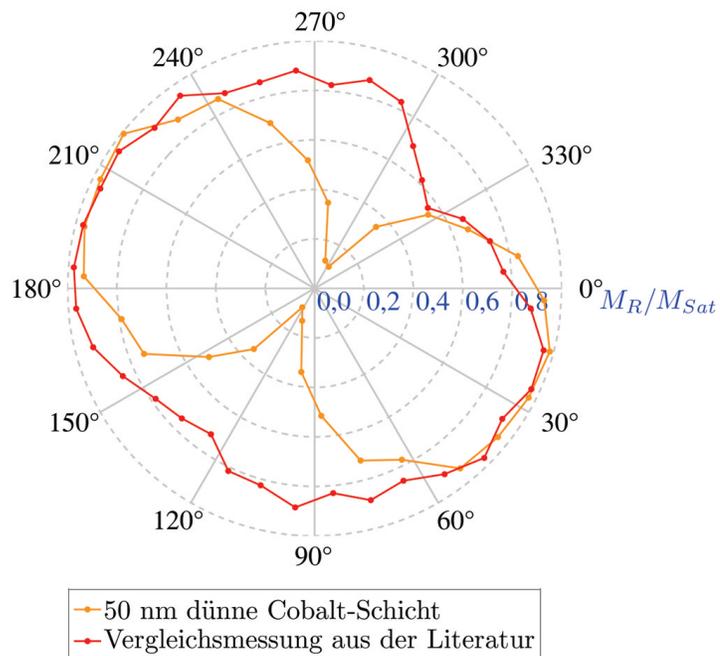


Abbildung 5.4: Vergleich der Messung der magnetischen Struktur der 50 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.28 (orangefarbene Kurve) mit der Messung aus [21] (rote Kurve).

5.2 Einfluss der Apparatur auf die Messergebnisse

Die Lage der Probe im Magnetfeld lässt sich nach den Ergebnissen in Abschnitt 4.2.1 als Ursache für Unterschiede in den Messungen ausschließen. Bei den Messungen in magnetisch schweren Richtungen kann nach den Erkenntnissen aus Abschnitt 4.2.2 der Auftreffpunkt auf die Probe in einem gewissen Rahmen die Änderungen der Messergebnisse zur Folge haben. Dort müssen die Remanenzen mit einem größeren Fehler betrachtet werden. Dieser Effekt könnte unter Umständen bei kristallinen Proben nicht mehr auftreten, wenn die Beiträge der Kristallanisotropie groß genug sind. Zusätzlich wären Messungen aussagekräftiger, wenn gewährleistet ist, dass die Probe immer genau an derselben Stelle getroffen wird.

In Abschnitt 4.3 lässt sich erkennen, was die Einflüsse von magnetischen Bauteilen auf die MOKE-Apparatur bewirken. Da selbst nach dem Austausch der Probenhalterung noch Unterschiede bei Messungen mit unterschiedlichem Winkel zwischen Probe und Halterung auftreten, könnte es entweder sein, dass noch weiterhin das Magnetfeld durch Teile im Aufbau beeinflusst wird oder andere noch nicht untersuchte Einflüsse dafür verantwortlich sind.

Ebenfalls kann der Aus- und Wiedereinbau der Probe und der Halterung zu unterschiedlichen Messergebnissen führen, wie in Abschnitt 4.4 gezeigt. Die Messung in Abbildung 4.20 zeigt dagegen, dass auch mit einem Umbau ähnliche Ergebnisse erzielt werden können. Hier wurde die Probe in einem anderen Winkel auf der Halterung befestigt, weshalb sie aus der Apparatur heraus- und wieder eingebaut wurde. Diese Unterschiede in der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse könnten nach den oben erwähnten Verbesserungen wegfallen.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird eine Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts beschrieben. Sie dient der Erweiterung der apparativen Ausstattung der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ des Fachbereichs Physik der Universität Osnabrück. Mit Hilfe dieses Aufbaus lässt sich das magnetische Verhalten und die magnetische Struktur von Oberflächen untersuchen. Dabei wird die durch den magnetooptischen KERR-Effekt hervorgerufene Polarisationsänderung eines an der Probenoberfläche reflektierten Laserstrahls gemessen. Da dieses Signal proportional zur Magnetisierung der Probe ist, lassen sich durch Variation eines äußeren angelegten Magnetfelds Magnetisierungskurven in Form von Hystereseschleifen aufnehmen und auswerten. So können Rückschlüsse auf leichte und schwere Magnetisierungsrichtungen in der Probe gezogen werden.

Bei der experimentellen Durchführung wird aufgrund der geringen Größe des Effekts die Lock-In-Technik verwendet. Dazu wird das Laserlicht mit einer bestimmten Frequenz moduliert. Der Lock-In-Verstärker entnimmt dann dem modulierten Signal mit Hilfe der Referenzfrequenz das Messsignal. Die Messungen werden computergesteuert durchgeführt, wobei das Programm MATLAB verwendet wurde.

Es werden unterschiedliche Messungen zum Einfluss verschiedener Faktoren auf die Messergebnisse sowie zur Reproduzierbarkeit der Messungen durchgeführt. Dabei stellt sich heraus, dass ein inhomogenes äußeres Magnetfeld die Form der Magnetisierungskurven nur gering beeinflusst. Verschiedene Auftreffpunkte des Laserstrahls auf die verwendete Probenoberfläche ergeben dagegen unterschiedliche Resultate: Betrachtet man eine leichte Magnetisierungsrichtung, bleibt die Form der Magnetisierungskurve gleich. Wird in einer magnetisch schweren Richtung gemessen, kann sich die Form der Kurve ändern.

In der Testphase der Apparatur wurden zunächst untypische Magnetisierungskurven aufgenommen. Dies konnte in den Untersuchungen auf magnetische Bauteile im Aufbau zurückgeführt werden. Nach dem Austausch dieser Komponenten hat sich gezeigt, dass sich die Messergebnisse zum Teil verbessert haben, was sich an der Form der gemessenen magnetischen Strukturen äußert. Um die Apparatur weiter zu optimieren, sollte man weitere magnetische Bauteile, die die Messungen stören könnten, austauschen.

Des Weiteren sind Cobalt-Schichten von 50 nm und 100 nm Schichtdicke, die auf einem Glassubstrat deponiert wurden, untersucht und die Messergebnisse im Hinblick auf magnetische Anisotropien ausgewertet worden. Bei allen Proben lässt sich eine magnetische Vorzugsrichtung erkennen, die auf Wachstumsbedingungen bei der Herstellung der Proben zurückgeführt werden könnte. Vergleiche mit der Literatur bestätigen diese Annahme. Außerdem kann der Einfluss der Substratform auf die magnetische Struktur zum Teil aus den Messergebnissen abgelesen werden.

Um zusätzliche Erkenntnisse über die einzelnen Anisotropien zu erhalten, sollte man weitere Cobalt-Proben mit dem MOKE-Aufbau untersuchen. In diesem Zusammenhang wären einkristalline Schichten zu bevorzugen, da dann auch Einflüsse der Kristallanisotropie untersucht werden können. Ebenfalls sollten andere ferromagnetische Materialien betrachtet und das magnetische Verhalten im Hinblick auf die in der Einleitung erwähnten Schichtsysteme untersucht werden.

Zur Verbesserung der Justagearbeiten an der Apparatur wäre eine neue Probenhalterung von Vorteil. Wenn mit der aktuellen Halterung Magnetisierungskurven für verschiedene Winkel

aufgenommen werden, muss nach jeder Drehung der Probe der reflektierte Laserstrahl neu auf die Diode ausgerichtet werden. Mit Hilfe eines Goniometers wäre gewährleistet, dass bei einmaliger Justage auch bei der Drehung der Probe die Diode immer getroffen wird. Auf diese Weise könnten alle Magnetisierungskurven für eine Probenumdrehung ohne zusätzliche Justagen automatisch aufgenommen werden. Zudem sollte gewährleistet sein, dass die Probe auch bei winkelabhängigen Messungen an derselben Stelle vom Laserstrahl getroffen wird. Auf diese Weise verringert sich der Fehler bei der Auftragung der Remanenzen in einer schweren Richtung.

Für temperaturabhängige Messungen sollte auch über die Messmöglichkeit bei niedrigen Temperaturen nachgedacht werden, indem zum Beispiel die Probe gekühlt wird. Dazu ist es von Vorteil, die MOKE-Messungen in einer Vakuumkammer durchführen zu können. Zum Einen wird dadurch die Bildung von Kondenswasser auf der Probe bei Abkühlung verhindert und zum Anderen können MOKE-Messungen direkt nach der Herstellung der Probe erfolgen, ohne dass die Probe an die Außenluft gelangt und sich dadurch bei manchen Materialien eine Oxidschicht auf der Oberfläche bildet.

Des Weiteren könnte man zusätzliche Oberflächenmessmethoden für magnetische Schichten hinzuziehen. Als Beispiel würden sich Untersuchungsmethoden wie Vector-MOKE, Bragg-MOKE, MFM (**M**agnetic **F**orce **M**icroscopy), FMR (**F**erro**M**agnetic **R**esonance) oder SR-XPS (**S**pin **R**esolved **X**-Ray **P**hotoelectron **S**pectroscopy) anbieten.

A Vertiefung experimenteller Details

A.1 Justage der Apparatur

Bei einem Neuaufbau der Apparatur wird der Laser, die Diode, der Magnet und die Probe samt Probenhalterung zuerst aufgebaut (siehe Abbildung A.1). Es kann auch ein Spiegel anstatt der Probe verwendet werden. Dabei sollte die Diodenoberfläche mittig getroffen werden und zunächst senkrecht zum Strahlengang liegen. Der Laser und die Diode werden zusammen mit der Probe auf eine gemeinsame Höhe gebracht. Der Abstand zum Tisch ist dabei durch die Magnethalterung vorgegeben. Auf diese Weise liegt die Einfallsebene des Lichts parallel zur Tischoberfläche. Der Auftreffpunkt des Laserstrahls auf der Probe sollte sich mittig zwischen den Polschuhen des Magneten befinden. Die Probenoberfläche liegt dabei senkrecht zum Strahlengang und parallel zum Magnetfeld der Polschuhe.

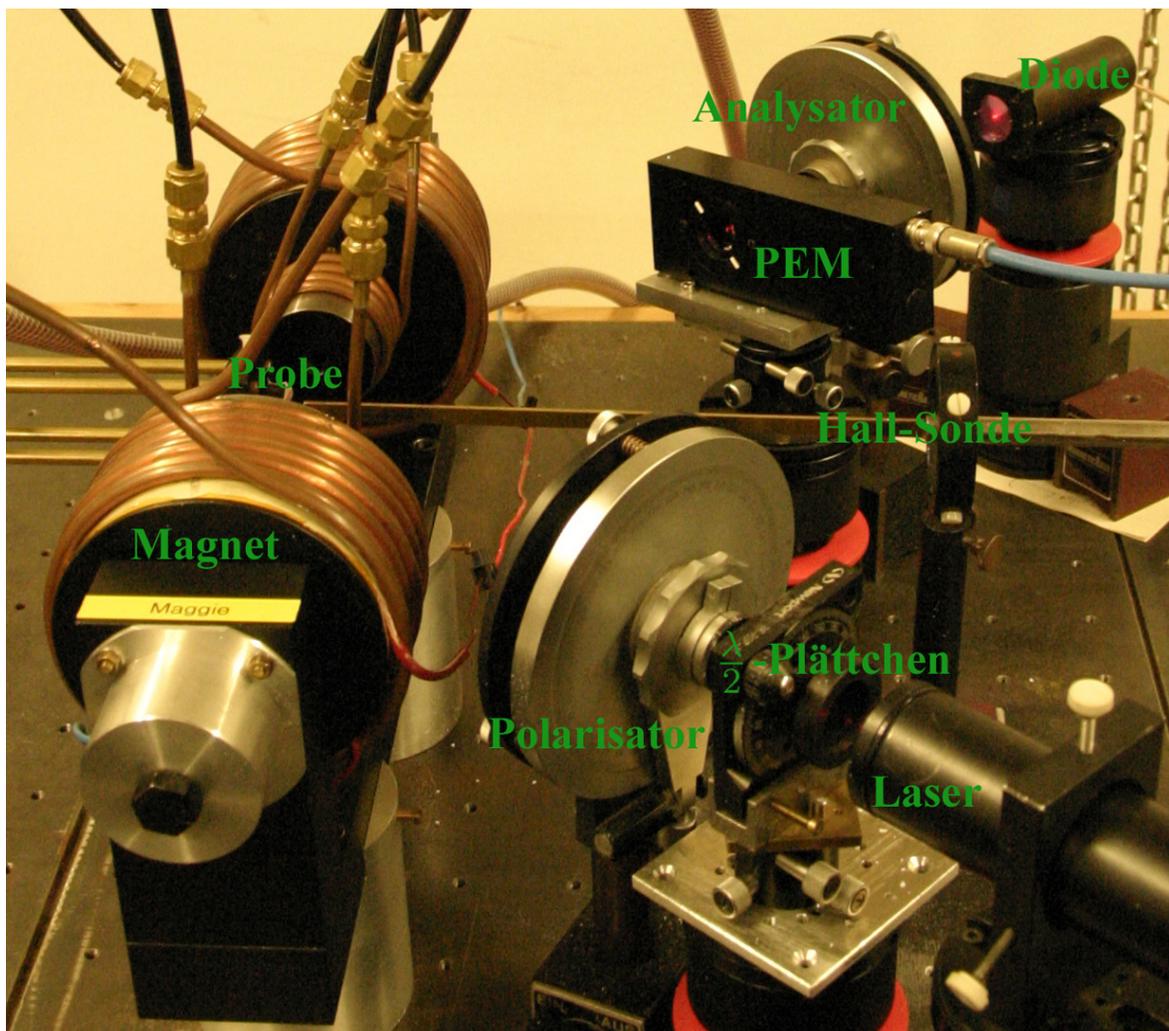


Abbildung A.1: Photo des experimentellen Aufbaus der MOKE-Apparatur. Ein weiteres Photo befindet sich auf dem Titelblatt dieser Arbeit.

Die Polarisatoren, das $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchen und der Modulator werden nun gemäß Abbildung A.1 nacheinander in den Strahlengang eingebaut. Dabei werden diese Komponenten zunächst senkrecht zum Strahlengang aufgestellt und das Laserlicht sollte sie mittig treffen. Auf diese Weise wird von jeder Komponente Licht flektiert, das bei genauer Justage zurück in den Laser fällt. Dadurch schwankt die Laserintensität. Um dies zu verhindern, wird jede Komponente inklusive der Diode leicht dejustiert, so dass keine Reflexionen mehr zurück in den Laser fallen können. Um des Weiteren Intensitätsschwankungen vorzubeugen, sollte der Laser niemals ausgeschaltet werden. Auf diese Weise ist eine größtmögliche Stabilität gewährleistet.

Der Polarisator wird auf 90° gestellt, der Analysator auf 45° . Zuletzt wird die HALL-Sonde so vor der Probe platziert, dass sie möglichst nah am Auftreffpunkt des Laserlichts liegt, den Strahlengang jedoch nicht behindert.

Bei einem Probenwechsel oder nach der Drehung einer Probe wird die Probenhalterung so eingestellt, dass der reflektierte Laserstrahl die Diodenoberfläche wieder mittig trifft. Dazu sind an der Probenhalterung zwei Schrauben angebracht, mit denen man die befestigte Probe neigen kann. Der reflektierte Laserstrahl ändert dann dementsprechend seinen Verlauf.

Mit einem Oszilloskop lässt sich nun das modulierte Intensitätssignal betrachten, welches auf die Diode trifft. Die Diodenspannung sollte $0,3V$ nicht überschreiten, da sonst der Sättigungsbereich der Diode erreicht ist und keine sinnvolle Messung möglich ist. Liegt die Spannung, die am Oszilloskop angezeigt wird, unter diesem Wert, ist die Amplitude der Modulation wesentlich größer. Die Lichtintensität wird nun durch Drehung des $\frac{\lambda}{2}$ -Plättchens so eingestellt, dass die Amplitude der Modulation auf dem Oszilloskop maximal wird. Durch leichtes Drehen und Neigen des Modulators lässt sich die Form der Modulation beeinflussen. Dabei hat sich herausgestellt, dass eine sinusförmige Modulation zwar theoretisch nicht notwendig ist, aber praktisch ein stabileres Messsignal zur Folge hat.

Bei der Bestimmung des Messsignals am Lock-In-Verstärkers wird über einen einstellbaren Zeitrahmen gemittelt. Neben dieser Mittelungszeit lassen sich noch weitere Parameter am Lock-In-Verstärker einstellen. Damit das Messsignal optimal aufgenommen werden kann, sollte der richtige Messbereich eingestellt werden. Dazu kann man die Sensitivität des Verstärkers so wählen, dass das maximale Messsignal (Sättigung der Magnetisierung in der einen Richtung) und das minimale (Sättigung der Magnetisierung in der anderen Richtung) gerade noch von der Anzeige des Lock-In-Verstärkers angezeigt werden kann. Bei kleinen Signalen kann auch ein Offset eingestellt werden, um die optimale Einstellung zu finden. Außerdem sollte noch die Phase am Lock-In-Verstärker variiert werden bis das Messsignal mit maximalem Ausschlag angezeigt wird.

Beim Einstellen des Lock-In-Verstärkers und auch später bei der Messung sollte das Oszilloskop ausgeschaltet sein, da durch die Elektronenröhre im Oszilloskop das Messsignal beeinflusst wird. Auch starke Temperaturschwankungen oder Bewegung der Luft können den Messablauf stören und ein schwankendes Messsignal verursachen. Deshalb sollten Fenster und Türen bei der Messung geschlossen sein und keine hektischen Bewegungen in der Nähe des Aufbaus gemacht werden. Um Einflüsse durch Stöße oder Vibrationen zu unterdrücken, befindet sich der Aufbau auf einem Tisch, der unter anderem durch Federfüße gedämpft wird.

A.2 POINCARÉ-Kugel

Die Art der Polarisationsänderung durch den photoelastischen Modulator lässt sich anhand der POINCARÉ-Kugel erklären, die in Abbildung A.2 dargestellt ist.

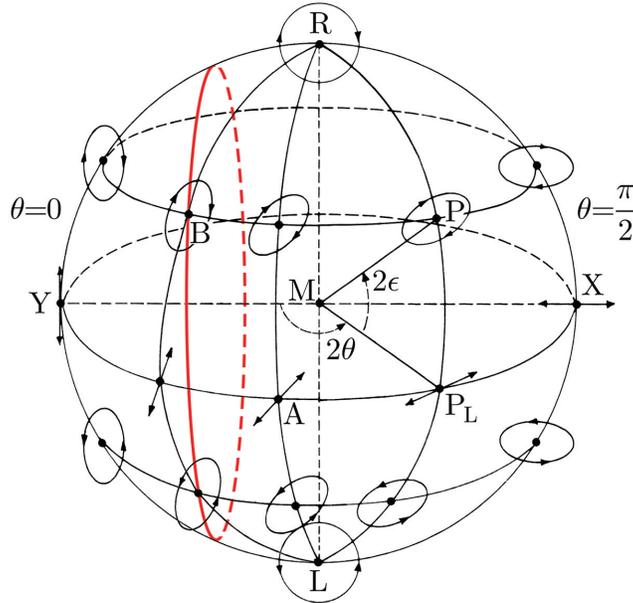


Abbildung A.2: POINCARÉ-Kugel: Polarisationswinkel θ und Elliptizitätswinkel ϵ bestimmen die Polarisation. Roter Kreis: Änderung der Polarisation an Punkt B durch Modulation des Polarisationsanteils in x-Richtung (nach [13]). Weitere Erläuterungen im Text.

Die Oberfläche der POINCARÉ-Kugel mit dem Mittelpunkt M beschreibt alle möglichen Polarisationen und ist so aufgebaut, dass zwei Pole für zirkuläre Polarisation und zwei Pole für lineare Polarisation existieren. Der Pol R steht für rechts und der Pol L für links zirkular polarisiertes Licht. Bei X liegt die lineare Polarisation in x-Richtung. Dies entspricht beim hier verwendeten LMOKE der p-Polarisation. Das s-polarisierte Licht zeigt dann in y-Richtung, was in Abbildung A.2 durch Y gekennzeichnet ist. Der Großkreis, der durch die Punkte X und Y geht und senkrecht zur R-L-Achse liegt, ist der Äquator und beinhaltet alle linearen Polarisationen. An allen anderen Punkten der Kugeloberfläche liegen elliptische Polarisationen.

Kennt man sowohl den Winkel θ zwischen der Polarisation und der y-Achse als auch den Elliptizitätswinkel ϵ , kann man mit Hilfe der POINCARÉ-Kugel die Art und Richtung der Polarisation ablesen, indem man den Punkt P aufsucht. Dazu bestimmt man den Punkt P_L auf dem Äquator, der mit dem Punkt Y den Winkel 2θ einschließt. Der gesuchte Punkt P liegt dann mit einem Winkel von 2ϵ auf demselben Längengrad wie P_L .

Wird nun der Polarisationsanteil in x-Richtung moduliert, kann man die Polarisationsänderung verfolgen, indem man sich auf der POINCARÉ-Kugel auf einem Oberflächenkreis senkrecht zur X-Y-Achse bewegt. Lineare Polarisation mit $\theta = 45^\circ$ und $\epsilon = 0^\circ$ (Punkt A) wandelt sich durch eine derartige Modulation in elliptische Polarisation und schließlich in zirkuläre Polarisation. Es ändert sich dabei nur die Elliptizität, die Polarisationsrichtung bleibt unverändert. Ist die

Modulation periodisch mit einer Retardierung von $\Delta_0 = 90^\circ$, ändert sich die Polarisation ebenfalls periodisch von Punkt A nach Punkt R zurück zu Punkt A, dann nach Punkt L und schließlich wieder zurück zu Punkt A. Dieser Verlauf ist in Abbildung A.3a dargestellt. Der Winkel, der dabei insgesamt auf der POINCARÉ-Kugel überschritten wird, entspricht $2\Delta_0$, was im Falle von $\Delta_0 = 90^\circ$ einem Halbkreis entspricht.

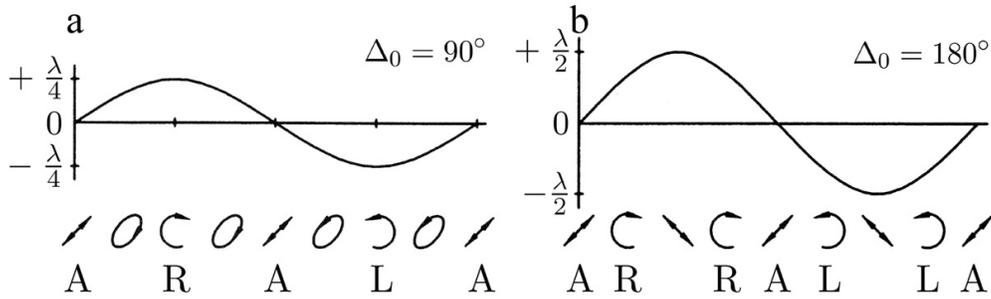


Abbildung A.3: Verzögerung der linearen Wellenanteile an Punkt A der POINCARÉ-Kugel (Abb. A.2) bei der Modulation des in x-Richtung polarisierten Anteils mit zusätzlicher Angabe der resultierenden Polarisation und der entsprechenden Punkte auf der POINCARÉ-Kugel für eine Retardierung von (a) $\Delta_0 = 90^\circ$ und (b) $\Delta_0 = 180^\circ$ (aus [24] und bearbeitet).

Beträgt die Retardierung $\Delta_0 = 180^\circ$, läuft die Polarisation auf der POINCARÉ-Kugel vom Punkt A aus einen Halbkreis durch den Punkt R bis auf die hintere Seite der Kugel, dann zurück über R und A an L vorbei wieder bis zur hinteren Seite der Kugel. Die einzelnen Polarisationen, die dabei durchlaufen werden, kann man in Abbildung A.3b erkennen. Insgesamt wird ein voller Kreis ($2\Delta_0$) auf der POINCARÉ-Kugel periodisch abgelaufen.

Sieht man θ als KERR-Winkel und ϵ als KERR-Elliptizität an, könnte der Punkt B in Abbildung A.2 die elliptische Polarisation wiedergeben, die durch den KERR-Effekt entstanden ist. Gelangt Licht mit dieser Polarisation in den Modulator, verläuft die Modulation entlang des roten Oberflächenkreises in Abbildung A.2. Dieser Verlauf kann detailliert für eine Retardierung von $\Delta_0 = 180^\circ$ in Abbildung A.4 betrachtet werden. Es ändert sich sowohl die Polarisationsrichtung, als auch die Elliptizität periodisch.

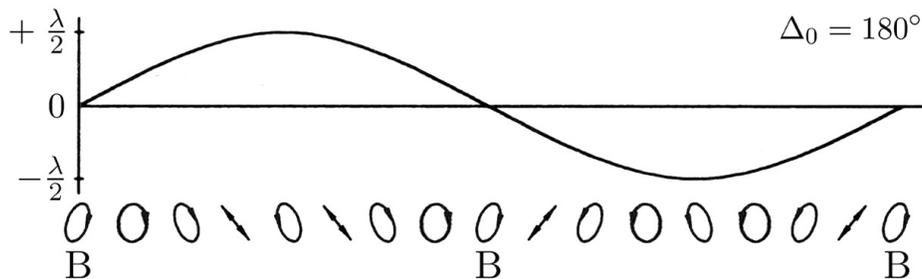


Abbildung A.4: Verzögerung der linearen Wellenanteile an Punkt B der POINCARÉ-Kugel (Abb. A.2) bei der Modulation des in x-Richtung polarisierten Anteils mit zusätzlicher Angabe der resultierenden Polarisation und der entsprechenden Punkte auf der POINCARÉ-Kugel für eine Retardierung von $\Delta_0 = 180^\circ$. Der Verlauf der Polarisation entspricht dabei dem roten Kreis in Abb. A.2 (aus [24] und bearbeitet).

A.3 JONES-Matrix-Formalismus

Mit dem JONES-Matrix-Formalismus lässt sich berechnen, wie der Verlauf der Lichtintensität ist, der an der Diode gemessen wird. Das Ergebnis bestimmt dann die Einstellungen des Lock-In-Verstärkers. Je nachdem, welche physikalische Größe man messen möchte, stellt man am Referenzeingang des Lock-In-Verstärkers das entsprechende Vielfache der Modulationsfrequenz ein.

Wie in [25] beschrieben, kann die Polarisation von Licht mit einem JONES-Vektor dargestellt werden. Dabei wird die explizite Zeit- und Ortsabhängigkeit des \vec{E} -Vektors vernachlässigt. In der Basis von linear polarisierten Anteilen mit den Komponenten E_p für den p-polarisierten und E_s für den s-polarisierten Anteil ergeben sich folgende JONES-Vektoren für p- und s-polarisiertes Licht:

$$\vec{E}_p = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} , \quad \vec{E}_s = E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.1})$$

Ist das Licht zirkular polarisiert, wird dies im JONES-Vektor durch imaginäre Anteile dargestellt. Für rechts- und links zirkular polarisiertes Licht erhält man dann komplexe JONES-Vektoren:

$$\vec{E}_l = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} , \quad \vec{E}_r = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} . \quad (\text{A.2})$$

Beim magnetooptischen KERR-Effekt ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert und die Polarisation ist gedreht. Diese Polarisation lässt sich dann gemäß [13] mit dem KERR-Winkel θ_K und dem KERR-Elliptizitätswinkel ϵ_K als JONES-Vektor \vec{E}_1 darstellen:

$$\vec{E}_1 = E_0 \begin{pmatrix} \cos \theta_K \cos \epsilon_K - i \sin \theta_K \sin \epsilon_K \\ \sin \theta_K \cos \epsilon_K + i \cos \theta_K \sin \epsilon_K \end{pmatrix} . \quad (\text{A.3})$$

Das Licht durchläuft nun mehrere optische Komponenten, die durch JONES-Matrizen ausgedrückt werden. Um den JONES-Vektor des Lichts nach einer optischen Komponente zu bestimmen, muss man die entsprechende Matrix dieser Komponente mit dem JONES-Vektor des Lichts vor dem Passieren der Komponente multiplizieren.

In dem Aufbau dieser Arbeit durchläuft das reflektierte Licht zuerst den photoelastischen Modulator. Dieser moduliert den p-polarisierten Anteil periodisch mit der Frequenz Ω , was sich durch die Modulation $\Delta = \Delta_0 \sin(\Omega t)$ ausdrücken lässt, deren Amplitude die Retardierung Δ_0 ist. Für die JONES-Matrix \hat{M} des Modulators ergibt sich

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} e^{i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.4})$$

Hinter dem Modulator passiert das Licht den Analysator. Die entsprechende JONES-Matrix \hat{A} lautet

$$\hat{A} = \begin{pmatrix} \cos^2 \vartheta & \sin \vartheta \cos \vartheta \\ \sin \vartheta \cos \vartheta & \sin^2 \vartheta \end{pmatrix} . \quad (\text{A.5})$$

Der Winkel ϑ , um den der Analysator gedreht ist, beträgt in dem diesem Aufbau $\vartheta = 45^\circ$. Setzt man dies in A.5 ein, erhält man

$$\hat{A}_{45^\circ} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.6})$$

Das Licht, das an der Diode ankommt, lässt sich nun durch den JONES-Vektor $\vec{E}_2 = \hat{A}_{45^\circ} \hat{M} \vec{E}_1$ ausdrücken:

$$\vec{E}_2 = \frac{1}{2} E_0 e^{i\Delta} (\cos \epsilon_K (\cos \theta_K + \sin \theta_K) + i \sin \epsilon_K (\cos \theta_K - \sin \theta_K)) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} . \quad (\text{A.7})$$

Die Intensität I des Lichts an der Diode entspricht dem Betragsquadrat des JONES-Vektors. Dabei wird \vec{E}_2 mit dem konjugiert komplexen \vec{E}_2^* multipliziert. Das Ergebnis lässt sich unter Verwendung der Umformungsregeln für trigonometrische Funktionen vereinfachen:

$$I = \frac{1}{2} E_0^2 \left(1 + \frac{1}{4} \sin(2\Delta) \sin(2\epsilon_K) \sin(2\theta_K) + \sin \Delta \sin(2\epsilon_K) + \cos \Delta \cos(2\epsilon_K) \sin(2\theta_K) \right) . \quad (\text{A.8})$$

Für kleine θ_K und kleine ϵ_K kann man die Gleichung weiter komprimieren. Der Term, der dann das Produkt $\epsilon_K \theta_K$ beinhaltet, kann vernachlässigt werden, da er gegenüber den anderen Termen vergleichsweise wenig zur Intensität I beiträgt [26]. Das Resultat lautet

$$I = \frac{1}{2} E_0^2 (1 + 2 \epsilon_K \sin \Delta + 2 \theta_K \cos \Delta) . \quad (\text{A.9})$$

Berücksichtigt man die Modulation $\Delta = \Delta_0 \sin(\Omega t)$, ergeben sich in Gleichung A.9 Terme wie $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ und $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$. Diese lassen sich mittels FOURIER-Zerlegung in Summen umschreiben (siehe Anhang B.3):

$$\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = \sum_{n=0}^{\infty} 2 J_{2n+1}(\Delta_0) \sin((2n+1)\Omega t) , \quad (\text{A.10})$$

$$\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = J_0(\Delta_0) + \sum_{n=1}^{\infty} 2 J_{2n}(\Delta_0) \cos(2n\Omega t) . \quad (\text{A.11})$$

Dabei ist $J_k(\Delta_0)$ der Funktionswert der k -ten Besselfunktion J_k an der Stelle Δ_0 . Setzt man die Gleichungen A.10 und A.11 in Gleichung A.9 mit Berücksichtigung der Modulation ein, ergibt sich folgende Beziehung für die Intensität:

$$I = \frac{1}{2} E_0^2 (1 + 2 J_0(\Delta_0) + 4 \epsilon_K J_1(\Delta_0) \sin(\Omega t) + 4 \theta_K J_2(\Delta_0) \cos(2\Omega t) + \dots) . \quad (\text{A.12})$$

An Gleichung A.12 sieht man, dass die Beiträge zur Lichtintensität mit unterschiedlichen Vielfachen der Referenzfrequenz moduliert sind. Der Beitrag $2 E_0^2 \epsilon_K J_1(\Delta_0)$ oszilliert mit der Frequenz Ω , der Beitrag $2 E_0^2 \theta_K J_2(\Delta_0)$ mit 2Ω . Der unmodulierte Anteil $\frac{1}{2} E_0^2 (1 + 2 J_0(\Delta_0))$ ist ein konstantes Untergrundsignal.

Filtiert man mit dem Lock-In-Verstärker den Intensitätsanteil I_Ω heraus, der mit Ω moduliert ist, bekommt man ein Signal, das proportional zum KERR-Elliptizitätswinkel ϵ_K ist, der für kleine Elliptizitätswinkel gleich der Elliptizität e_K ist. Betrachtet man mit dem Lock-In-Verstärker den Anteil $I_{2\Omega}$, der mit 2Ω moduliert ist, erhält man ein Signal, das proportional zum KERR-Winkel θ_K ist.

In dieser Arbeit wird ausschließlich die KERR-Elliptizität betrachtet, weshalb der Lock-In-Verstärker das Ω -Signal als Referenz verwendet. Da $I_\Omega \propto e_K \propto M$ gilt, kann man auf diese Weise das Verhalten der Magnetisierung M durch Messen des Ω -Signals verfolgen.

B Mathematische Erläuterungen

B.1 Bestimmung des komplexen KERR-Winkels Φ_K in Abhängigkeit von den Reflexionskoeffizienten r_+ und r_-

An dieser Stelle soll gezeigt werden, dass für den komplexen KERR-Winkel $\Phi_K = \theta_K - i e_K$ die Gleichung

$$\Phi_K = i \frac{r_+ - r_-}{r_+ + r_-} \quad (\text{B.1})$$

gilt. Der Nachweis ist am einfachsten, wenn man mit der Gleichung B.1 beginnt. Für die Reflexionskoeffizienten wird $r_{\pm} = |r_{\pm}| e^{-i\Delta_{\pm}}$ eingesetzt. Mit Hilfe der EULER'schen Relation $e^{-i\phi} = \cos \phi - i \sin \phi$ ergibt sich

$$\Phi_K = i \frac{|r_+| (\cos \Delta_+ - i \sin \Delta_+) - |r_-| (\cos \Delta_- - i \sin \Delta_-)}{|r_+| (\cos \Delta_+ - i \sin \Delta_+) + |r_-| (\cos \Delta_- - i \sin \Delta_-)} \quad (\text{B.2})$$

Gleichung B.2 wird auf einen reellen Nenner gebracht und der Zähler nach Real- und Imaginärteile sortiert. Zusätzlich werden die trigonometrischen Umformungsregeln $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$, $\sin \alpha \cos \beta - \sin \beta \cos \alpha = \sin(\alpha - \beta)$ und $\sin \alpha \sin \beta + \cos \alpha \cos \beta = \cos(\alpha - \beta)$ verwendet:

$$\Phi_K = \frac{2 |r_+| |r_-| \sin(\Delta_+ - \Delta_-) + i (|r_+|^2 - |r_-|^2)}{|r_+|^2 + |r_-|^2 + 2 |r_+| |r_-| \cos(\Delta_+ - \Delta_-)} \quad (\text{B.3})$$

Für kleine KERR-Winkel erhält man $\sin(\Delta_+ - \Delta_-) \approx \Delta_+ - \Delta_-$ sowie $\cos(\Delta_+ - \Delta_-) \approx 1$. Für kleine KERR-Elliptizitäten gilt $|r_+|^2 + |r_-|^2 \approx 2 |r_+| |r_-|$. Mit diesen Näherungen folgt aus Gleichung B.3:

$$\Phi_K = \frac{\Delta_+ - \Delta_-}{2} + i \frac{|r_+| - |r_-|}{|r_+| + |r_-|} \quad (\text{B.4})$$

Nach Verwendung der Gleichungen 2.29 und 2.32 für KERR-Winkel und KERR-Elliptizität resultiert

$$\Phi_K = \theta_K - i e_K \quad (\text{B.5})$$

womit der gesuchte Zusammenhang gezeigt ist.

B.2 Berechnung des komplexen KERR-Winkels Φ_K für PMOKE

Ausgehend von der Gleichung

$$\Phi_K = i \frac{N_+ - N_-}{N_+ N_- - 1} \quad (\text{B.6})$$

wird ein Ausdruck für den komplexen KERR-Winkel Φ_K gesucht, der nur Elemente des Dielektrizitätstensors $\hat{\epsilon}$ beinhaltet. Dazu wird der Bruch in Gleichung B.6 mit der Summe $N_+ + N_-$ erweitert. Zusätzlich wird angenommen, dass die Werte für N_+ und N_- sehr nah beieinander liegen. Dies führt zu der Näherung $N_+^2 + N_-^2 \approx 2 N_+ N_-$ und damit zu dem Ausdruck

$$\Phi_K = i \frac{N_+^2 - N_-^2}{\left(\frac{1}{2} (N_+^2 + N_-^2) - 1\right) \sqrt{2 (N_+^2 + N_-^2)}} \quad (\text{B.7})$$

Unter Verwendung von Gleichung 2.44 gilt $N_+^2 + N_-^2 = 2 \epsilon_{xx}$ und $N_+^2 - N_-^2 = i 2 \epsilon_{xy}$. Setzt man dies in Gleichung B.7 ein, ergibt sich

$$\Phi_K = \frac{-\epsilon_{xy}}{(\epsilon_{xx} - 1) \sqrt{\epsilon_{xx}}} \quad (\text{B.8})$$

In dieser Gleichung zeigt sich die Proportionalität zwischen Φ_K und ϵ_{xy} .

B.3 FOURIER-Reihe von $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ und $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ **FOURIER-Reihe von $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$:**

Die FOURIER-Zerlegung lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n \Omega t) + b_n \sin(n \Omega t)) \quad . \quad (\text{B.9})$$

Die Funktion $\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ ist eine ungerade Funktion, da sie punktsymmetrisch im Ursprung ist. Da die Beiträge a_0 und a_n diese Symmetrie zerstören würden, gilt $a_0 = a_n = 0$. Die Koeffizienten b_n können mit folgendem Integral berechnet werden:

$$b_n = \frac{2}{T} \int_0^T \sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) \sin(n \Omega t) dt \quad . \quad (\text{B.10})$$

Die Substitution $\Omega t = \tau$ ergibt

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \sin(\Delta_0 \sin \tau) \sin(n \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.11})$$

Die Funktion $\sin(\Delta_0 \sin \tau) \sin(n \tau)$ ist symmetrisch im Punkt $\tau = \pi$. Deshalb kann die Gleichung B.11 umgeschrieben werden zu

$$b_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \sin(\Delta_0 \sin \tau) \sin(n \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.12})$$

Für gerade n ist $\sin(\Delta_0 \sin \tau) \sin(n \tau)$ antisymmetrisch im Punkt $\tau = \frac{\pi}{2}$. Aus diesem Grund wird das Integral in Gleichung B.12 für gerade n Null. Also tragen die b_n mit geraden n zur FOURIER-Zerlegung nichts bei. Für ungerade n ist die Kurve symmetrisch im Punkt $\tau = \frac{\pi}{2}$, was zu folgendem Ausdruck führt, wenn n nun von Null bis ∞ geht:

$$b_{2n+1} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\Delta_0 \sin \tau) \sin((2n+1) \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.13})$$

Nach [27] ist Gleichung B.13 eine Beschreibung der ungeraden Bessel-Funktionen $J_{2n+1}(\Delta_0)$ und es ergibt sich

$$b_{2n+1} = 2 J_{2n+1}(\Delta_0) \quad . \quad (\text{B.14})$$

Setzt man dies in Gleichung B.9 ein, erhält man für die gesuchte FOURIER-Reihe

$$\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = \sum_{n=0}^{\infty} 2 J_{2n+1}(\Delta_0) \sin((2n+1) \Omega t) \quad . \quad (\text{B.15})$$

FOURIER-Reihe von $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$:

Die FOURIER-Zerlegung lässt sich wie folgt ausdrücken:

$$\sin(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos(n \Omega t) + b_n \sin(n \Omega t)) \quad . \quad (\text{B.16})$$

Da die Funktion $\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t))$ eine gerade Funktion ist, tragen die Koeffizienten b_n nichts zur Gesamtfunktion bei. Mit folgendem Integral können die Größen a_n berechnet werden:

$$a_n = \frac{2}{T} \int_0^T \cos(\Delta_0 \sin(\Omega t)) \cos(n \Omega t) dt \quad . \quad (\text{B.17})$$

Die Substitution $\Omega t = \tau$ ergibt

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\Delta_0 \sin \tau) \cos(n \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.18})$$

Die Funktion $\cos(\Delta_0 \sin \tau) \cos(n \tau)$ ist symmetrisch im Punkt $\tau = \pi$, weshalb die Gleichung B.18 umgeschrieben werden kann zu

$$a_n = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \cos(\Delta_0 \sin \tau) \cos(n \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.19})$$

Für ungerade n ist $\cos(\Delta_0 \sin \tau) \cos(n \tau)$ antisymmetrisch im Punkt $\tau = \frac{\pi}{2}$. Somit tragen die a_n mit ungeraden n zur FOURIER-Zerlegung nichts bei. Für gerade n ist die Kurve symmetrisch im Punkt $\tau = \frac{\pi}{2}$, was zu folgendem Ausdruck führt:

$$a_{2n} = \frac{4}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(\Delta_0 \sin \tau) \cos(2n \tau) d\tau \quad . \quad (\text{B.20})$$

Nach [27] ist Gleichung B.20 eine Beschreibung der geraden Bessel-Funktionen $J_{2n}(\Delta_0)$ und es ergibt sich

$$a_{2n} = 2 J_{2n}(\Delta_0) \quad . \quad (\text{B.21})$$

Wird dies in Gleichung B.16 eingesetzt, erhält man für die gesuchte FOURIER-Reihe

$$\cos(\Delta_0 \sin(\Omega t)) = J_0(\Delta_0) + \sum_{n=1}^{\infty} 2 J_{2n}(\Delta_0) \cos(2n \Omega t) \quad . \quad (\text{B.22})$$

Literaturverzeichnis

- [1] BINASCH, G., P. GRÜNBERG, F. SAURENBACH, and W. ZINN: *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. Phys. Rev. B, 39(7):4828–4830, Mar 1989.
- [2] BAIBICH, M. N., J. M. BROTO, A. FERT, F. NGUYEN VAN DAU, F. PETROFF, P. EITENNE, G. CREUZET, A. FRIEDERICH, and J. CHAZELAS: *Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices*. Phys. Rev. Lett., 61(21):2472–2475, Nov 1988.
- [3] BRAMBILLA, A., P. BIAGIONI, M. PORTALUPI, M. ZANI, M. FINAZZI, L. DUÒ, P. VAVASSORI, R. BERTACCO, and F. CICCACCI: *Magnetization reversal properties of fe/nio/fe(001) trilayers*. Phys. Rev. B, 72(17):174402–1–174402–9, Nov 2005.
- [4] ZAHARKO, O., P. M. OPPENEER, H. GRIMMER, M. HORISBERGER, H.-CHR. MERTINS, D. ABRAMSOHN, F. SCHÄFERS, A. BILL, and H.-B. BRAUN: *Exchange coupling in fe/nio/co film studied by soft x-ray resonant magnetic reflectivity*. Phys. Rev. B, 66(13):134406–1–134406–10, Oct 2002.
- [5] SCHMALHORST, J., H. BRÜCKL, G. REISS, G. GIERES, and J. WECKER: *Magneto-transport and microstructure of annealed magnetic tunnel junctions*. J. Appl. Phys., 91(10):6617–6625, May 2002.
- [6] MOOG, E. R. and S. D. BADER: *Smoke signals from ferromagnetic monolayers p(1 x1)fe/au(100)*. Superlattices and Microstructures, 1(6):543, 1985.
- [7] KERR, JOHN: *On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet*. Phil. Mag., 3:321–343, 1877.
- [8] HEBER, GERHARD: *Einführung in die Theorie des Magnetismus*. Akademische Verlagsgesellschaft Wiesbaden, 1983.
- [9] WEBER, ANDREAS: *Isolierte Adatome als auf Fe-, Co-, Ni- und Pd-Oberflächen*. Doktorarbeit, Freie Universität Berlin, 2001.
- [10] KOPITZKI, KONRAD: *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner, 2. Auflage, 1989.
- [11] KITTEL, CHARLES: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 14. Auflage, 2006.
- [12] BRUNO, P.: *Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen: Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy*, chapter 24, pages 24.1–24.28. Forschungszentrum Jülich, 1993.
- [13] AZZAM, R. M. A. and N. M. BASHARA: *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland, 1977.
- [14] REIM, W. and J. SCHOENES: *Ferromagnetic materials: magneto-optical spectroscopy of f-electron systems*, volume 5, chapter 2, pages 133–236. North-Holland, 1990.
- [15] PERSHAN, P. S.: *Magneto-optical effects*. J. Appl. Phys., 38(3):1482–1490, Mar 1967.

- [16] ANTONOV, V. N., L. UBA, S. UBA, A. N. YARESKO, A. YA. PERLOV, and V. V. NEMOSHKALENKO: *Magneto-optical spectroscopy of magnetic multilayers: Theory and experiment (a review)*. *Low Temp. Phys.*, 27(6):425–462, Feb 2001.
- [17] VIŠŇOVSKÝ, Š.: *Magneto-optic longitudinal and transversal kerr and birefringence effects in orthorhombic crystals*. *Czech. J. Phys.*, B 34:969–980, Jan 1984.
- [18] ARGYRES, PETROS N.: *Theory of the faraday and kerr effects in ferromagnetics*. *Phys. Rev.*, 97(2):334–345, Jan 1955.
- [19] SCHMITTE, TILL: *Bragg-MOKE and Vector-MOKE Investigations: Magnetic Reversal of Patterned Microstripes*. Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2002.
- [20] MARLIÈRE, C., D. RENARD, and J. P. CHAUVINEAU: *Study of interface roughness and crystallographic structure of au/co/au sandwiches*. *Thin Solid Films*, 201:317–326, Jan 1991.
- [21] WEDDING, J. B., M. LI, and G.-C. WANG: *Magnetization reversal of a thin polycrystalline cobalt film measured by the magneto-optic kerr effect (moke) technique and field-dependent magnetic force microscopy*. *J. Magn. Magn. Mater.*, 204:79–89, Mar 1999.
- [22] VIŠŇOVSKÝ, Š., M. NÝVLT, V. PROSSER, R. ROPUŠNÍK, R. URBAN, J. FERRÉ, G. PÉNISSARD, D. RENARD, and R. KRISHNAN: *Polar magneto-optics in simple ultrathin-magnetic-film structures*. *Phys. Rev. B*, 52(2):1090–1106, Jul 1995.
- [23] PIEPER, HANS HERMANN: *Herstellung und Charakterisierung magnetischer Co-Schichten*. Bachelorarbeit, Universität Osnabrück, 2007.
- [24] HINDS INSTRUMENTS MANUAL: *PEM-90 Photoelastic Modulators*.
- [25] JONES, R. CLARK: *A new calculus for the treatment of optical systems*. *J. Opt. Soc. A.*, 31:488–493, Jul 1941.
- [26] OSGOOD III, R. M., K. T. RIGGS, AMY E. JOHNSON, J. E. MATTSON, C. H. SOWERS, and S. D. BADER: *Magneto-optic constants of hcp and fcc co films*. *Phys. Rev. B*, 56(5):2627–2634, Aug 1997.
- [27] ABRAMOWITZ, MILTON and IRENE A. SEGUN (editors): *Handbook of Mathematical Functions*. Dover Publications, Inc., 5. edition, 1968.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Tunnelmagnetowiderstand bei einem Schichtsystem aus einem Isolator zwischen zwei Ferromagneten.	1
2.1	Änderung der Polarisierung beim magnetooptischen KERR-Effekt.	3
2.2	Lage der Magnetisierung \vec{M} zur Oberfläche und zur Einfallsebene des Lichts bei polarer, longitudinaler und transversaler MOKE-Geometrie.	4
2.3	Schematische Darstellung der Orientierungen der magnetischen Dipolmomente für Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus.	7
2.4	2D-FERMI-Kugeln delokalisierte Elektronen mit Berücksichtigung der Spins.	9
2.5	\uparrow - und \downarrow -Zustandsdichten der 3d- und 4s-Elektronen für Ni.	9
2.6	Verhalten der WEISS'schen Bezirke und Wanderung der BLOCH-Wände bei Vergrößerung der äußeren Magnetfeldstärke \vec{H}	13
2.7	Beispiel für eine Magnetisierungskurve und für eine Neukurve.	14
2.8	Magnetisierungskurven für eine magnetisch leichte und schwere Richtung.	15
2.9	Verlauf der Spitze des \vec{E} -Vektors bei linearer, zirkularer und elliptischer Polarisation.	16
2.10	Lineare, linear gedrehte, zirkulare und elliptische Polarisation, dargestellt als Summe zweier linear polarisierter Anteile.	17
2.11	Lineare, linear gedrehte, zirkulare und elliptische Polarisation, dargestellt als Summe zweier zirkular polarisierter Anteile.	18
2.12	Relevante Größen des KERR-Effekts beim Wechsel von linearer zu elliptischer Polarisation.	19
2.13	Zusammensetzung der einfallenden linearen Polarisation aus zirkular polarisierten Anteilen.	20
2.14	Zusammensetzung der reflektierten elliptischen Polarisation aus zirkular polarisierten Anteilen.	21
2.15	Reflexion an einer Grenzfläche.	23
2.16	Lage des Koordinatensystems beim LMOKE.	28
2.17	Lage des Koordinatensystems beim PMOKE.	29
3.1	Experimenteller Aufbau für die MOKE-Messung.	33
3.2	Fotoempfindlichkeit der Silizium-Diode für den sichtbaren und nahen infraroten Wellenlängenbereich.	34
3.3	Induktionskurven des Magneten für unterschiedliche Luftspalte zwischen den Polschuhen.	35
3.4	Zeitliche Änderung des Spulenstroms I und des Magnetfeldes $\mu_0 H$, wenn bei $t = 0$ ms die Stromvorgabe instantan von 0 A auf 1,5 A hochgesetzt wird.	36
3.5	Darstellung der magnetischen Struktur durch Auftragen der relativen Remanenzen über den Drehwinkel im Polarplot.	38
3.6	Magnetisierungskurven bei einem Drehwinkel von 24° , 84° , 120° und 132°	39

4.1	Darstellung der kleineren 100 nm dünnen Cobalt-Schicht auf dem Glassubstrat.	41
4.2	Messung des Magnetfeldverlaufs zwischen den Polschuhen in y-Richtung. . . .	43
4.3	Messung des Magnetfeldverlaufs zwischen den Polschuhen in z-Richtung. . . .	43
4.4	Magnetisierungskurven an verschiedenen Positionen zwischen den Polschuhen in y-Richtung.	44
4.5	Magnetisierungskurven an verschiedenen Positionen zwischen den Polschuhen in z-Richtung.	45
4.6	Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in y-Richtung.	46
4.7	Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in y-Richtung. Die Probe ist um 90° gedreht.	46
4.8	Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in x-Richtung.	47
4.9	Magnetisierungskurven an verschiedenen Auftreffpunkten des Laserstrahls auf die Probe in x-Richtung. Probe ist um 90° gedreht.	47
4.10	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe.	48
4.11	Magnetisierungskurven der Co-Probe bei einem Drehwinkel von 0°, 48°, 264° und 288°.	49
4.12	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde.	50
4.13	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde.	50
4.14	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe bei einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 2 cm und 6 cm.	51
4.15	Vergleich der Magnetisierungskurven der Co-Probe bei einem Drehwinkel von 264° und einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 0 cm und 6 cm.	52
4.16	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde, bei einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 6 cm.	53
4.17	Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 0° und um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde, bei einem Abstand zwischen Probe und Halterung von 6 cm.	53
4.18	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe nach Austausch der Probenhalterung.	54
4.19	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	55
4.20	Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 0° und um 50° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	55
4.21	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	56

4.22	Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 0° und um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	56
4.23	Messung der magnetischen Struktur der Co-Probe, die um 220° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	57
4.24	Vergleich der Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 0° und um 220° zur Halterung gedreht befestigt wurde, nach Austausch der Probenhalterung.	57
4.25	Vergleich zweier Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 170° zur Halterung gedreht befestigt wurde.	58
4.26	Vergleich zweier Messungen der magnetischen Strukturen der Co-Probe, bei denen die Probe um 220° zur Halterung gedreht befestigt wurde.	59
4.27	Messung der magnetischen Struktur der großen 100 nm dünnen Co-Schicht.	60
4.28	Messung der magnetischen Struktur der 50 nm dünnen Co-Schicht.	60
5.1	Vergleich der Messungen der magnetischen Struktur der 100 nm dünnen Cobalt-Schichten.	61
5.2	Vergleich der Messungen der magnetischen Struktur der kleinen 100 nm dünnen Cobalt-Schicht mit der 50 nm dünnen Cobalt-Schicht.	62
5.3	Vergleich der Messung der magnetischen Struktur der kleinen 100 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.18 mit der Messung aus [21].	63
5.4	Vergleich der Messung der magnetischen Struktur der 50 nm dünnen Co-Schicht aus Abb. 4.28 mit der Messung aus [21].	63
A.1	Photo des experimentellen Aufbaus der MOKE-Apparatur.	67
A.2	POINCARÉ-Kugel.	69
A.3	Verzögerung der linearen Wellenanteile an Punkt A der POINCARÉ-Kugel bei der Modulation des in x-Richtung polarisierten Anteils für eine Retardierung von $\Delta_0 = 90^\circ$ und $\Delta_0 = 180^\circ$	70
A.4	Verzögerung der linearen Wellenanteile an Punkt B der POINCARÉ-Kugel bei der Modulation des in x-Richtung polarisierten Anteils für eine Retardierung von $\Delta_0 = 180^\circ$	70

Danksagung

Ich möchte mich bei allen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Joachim Wollschläger für die Ermöglichung dieser Arbeit und die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“. Carsten Deiter danke ich für die Betreuung dieser Arbeit und die Labor-Photoshootings.

Für die Bereitstellung des Lasers und weiterer Komponenten in dem Aufbau möchte ich mich bei Juniorprofessor Dr. Mirco Imlau und seiner Arbeitsgruppe „Photonik“ bedanken. Ebenso geht mein Dank an Prof. Dr. Paul Fumagalli für die Proben, die er mir zu Verfügung gestellt hat.

Gregor Steinhoff möchte ich dafür danken, dass er mich bei den Aufbauarbeiten der Apparatur tatkräftig unterstützt hat. Ebenfalls möchte ich mich bei der Feinmechanischen Werkstatt und der Elektronik-Werkstatt für ihre Hilfe bedanken.

Bei meinen Bürokollegen Andreas, Florian, Martin, Sebastian und Thomas möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Tips bei MATLAB- und L^AT_EX-Fragen bedanken. Ganz besonderer Dank gilt in dem Zusammenhang an Thomas („i MOKE di dat“) für die ein oder andere Programmierhilfe. Zusätzlich bin ich Andreas und Martin überaus dankbar für die tägliche musikalische Untermalung, wodurch ich meinen Musikgeschmack um ein paar Bands erweitern konnte.

Des Weiteren möchte ich meinen Mitstreitern an der Apparatur danken. Zum Einen ist das Hans Hermann, der immer mit schrägen Ideen und zynischen Kommentaren für Erheiterung gesorgt hat. Zum Anderen geht dieser Dank an Tobias, dessen Messungen in den letzten Tagen zum Fertigstellen dieser Arbeit beigetragen haben.

Außerdem gilt mein Dank allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe „Dünne Schichten und Grenzflächen“ nicht zuletzt für die witzigen Abende außerhalb des Physikgebäudes. Nicht vergessen: „Support your local Arbeitsgruppenmitarbeiter!“

Ganz herzlich möchte ich mich auch bei meiner Familie und meinen Freunden für ihre jahrelange Unterstützung bedanken. Ein riesiges Dankeschön geht an Steffi, die mich immer wieder motiviert und meine Anspannungen in den letzten Tagen ertragen hat.

Für das Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich schließlich noch bei Andreas, Carsten, Katrin, Monika und Steffi bedanken.

