



FAKULTÄT FÜR PHYSIK
PHYSIKALISCHES PRAKTIKUM FÜR FORTGESCHRITTENE
PRAKTIKUM MODERNE PHYSIK

Gruppe Nr. 25

Kurs: Mo Mi

SS 2014

Versuch: Magneto-Optischer-Kerr-Effekt

Namen: Tobias Renz

Raphael Schmagar

Assistent: Sebastian Probst

durchgeführt am: 07.05 2014

Protokollabgabe am: _____

Note gesamt + - 0

Datum: _____

anerkannt: _____

Bemerkung:

Inhaltsverzeichnis

1 Grundlagen	1
1.1 Ziel des Versuches	1
1.2 Polarisierung von Licht	1
1.3 Magnetfeld in Materie	2
1.4 Arten des Magnetismus	2
1.4.1 Diamagnetismus	2
1.4.2 Paramagnetismus	2
1.4.3 Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus	3
1.5 Faraday Effekt	3
1.6 Kerr Effekt	4
1.6.1 Mikroskopische Ursache	6
1.7 Ferrimagnetismus von $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$	6
1.8 Magnetische Anisotropie	7
2 Experiment	9
2.1 Aufbau	9
2.2 Durchführung	10
2.2.1 Ferromagnetische Schichtsysteme	10
2.2.2 Ferrimagnetische Schichten	10
3 Auswertung	11
3.1 Ferromagnetische Schichtsysteme	11
3.1.1 Pd/Co/Pd Schichtsystem	11
3.1.2 Co/Pd/Co Schichtsystem	14
3.2 Ferrimagnetische Schichten	15
4 Anhang	21

Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene 2

Magneto-Optischer-Kerr-Effekt

Protokoll von
Tobias Renz und **Raphael Schmager**

Gruppe: **25**

Durchgeführt am 07.05 2014

1 Grundlagen

1.1 Ziel des Versuches

Der Versuch zum magnetooptischen Kerr-Effekt (MOKE) beschäftigt sich mit der Messung verschiedener Magnetisierungskurven von magnetischen Materialien. Dazu werden eine Reihe ferro- sowie ferrimagnetischer Schichtsysteme durch Ausnutzung des MOKE vermessen.

Der magnetooptischen Kerr-Effekt beschreibt die Drehung der Polarisationssebene des vom zu untersuchenden Material reflektierten Lichts. Eine Drehung der Polarisationssebene kann auch in Transmissionsrichtung beobachtet werden. Dieser Effekt tritt bei *transparenten* Materialien mit nicht verschwindender Magnetisierung auf und wird Faraday Effekt genannt.

1.2 Polarisation von Licht

Ausgehend von den Maxwellgleichungen erhalten wir als Lösung für den feldfreien Raum $\rho = 0$ und $\vec{j} = 0$ die zwei Wellengleichungen.

$$\Delta \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{Bmatrix} - \frac{\mu\epsilon}{c^2} \partial_t^2 \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{B} \end{Bmatrix} = 0. \quad (1)$$

Die Beziehungen zwischen elektrischer/magnetischer Flussdichte \vec{D}/\vec{B} und elektrischer/magnetischer Feldstärke \vec{E}/\vec{H} sind durch die Materialgleichungen gegeben

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu \vec{H} \end{aligned} \quad (2)$$

Dabei sind die Permeabilität μ und Permittivität ϵ bei anisotropen Materialien in der Regel Tensoren 2. Stufe.

Die Wellengleichungen lassen sich durch den folgenden Ansatz lösen:

$$\Delta \begin{Bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) \end{Bmatrix} = \Re \left(\begin{Bmatrix} \vec{E}_0 \\ \vec{B}_0 \end{Bmatrix} e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \right). \quad (3)$$

Dies beschreibt eine elektromagnetische Welle, die sich in \vec{k} -Richtung ausbreitet. Der elektrische \vec{E} sowie der magnetische Feldvektor \vec{B} und der Wellenvektor \vec{k} stehen senkrecht dabei aufeinander. Unter Polarisation einer elektromagnetischen Welle versteht man nun die Schwingungsrichtung der Komponente des E-Feldes, die senkrecht zur Ausbreitungsrichtung dieser Transversalwelle steht. Dabei wird zwischen linear, zirkular und elliptisch unterschieden.

Betrachten wir uns die Lösungen der Wellengleichung so kann man zwei Wellenpakete die sich mit gleicher Geschwindigkeit in die selbe Richtung bewegen aufgrund des Superpositionsprinzips in folgender Form schreiben:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_1(\vec{r}, t) + \vec{E}_2(\vec{r}, t) = \Re \left((1 + e^{i\varphi})(\vec{E}_{0,1} + \vec{E}_{0,2}) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)} \right) \quad (4)$$

dabei betrachten wir nur das elektrische Feld. φ beschreibt die Phasenverschiebung zwischen den beiden Wellen. Beträgt $\varphi = \frac{\pi}{2}$ so haben wir eine Welle, dessen elektrisches Feld senkrecht

zur Ausbreitungsrichtung rotiert. Bei gleichen Amplituden erhält man zirkuläre Polarisation, wobei ungleiche Amplituden zu einer elliptischen Polarisation des Lichts führt.

Umgekehrt können wir auch jede linear polarisierte Welle durch Superposition einer links E^- und einer rechts E^+ zirkulären Welle darstellen:

$$\vec{E}_0 = \vec{E}^+ + \vec{E}^- \quad \text{mit:} \quad E^\pm = \frac{E_0}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

1.3 Magnetfeld in Materie

Zur Beschreibung magnetischer Felder verwenden wir die magnetische Feldstärke \vec{H} . Die Ursache für Magnetismus in Materie sind atomare magnetische Dipolmomente. Die Summe aller magnetischen Momente $\sum \vec{m}_i$ ergibt das magnetische Moment \vec{m} . Als Magnetisierung bezeichnet man die Anzahl der Momente pro Volumen V :

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V}. \quad (6)$$

Für die magnetische Induktion eines von einem Magnetfeld durchdrungenen Materials gilt:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \mu \vec{H} \quad \text{mit:} \quad \mu = 1 + \chi_m \quad (7)$$

Das Verhältnis zwischen Magnetisierung und magnetischer Feldstärke bezeichnet man als magnetische Suszeptibilität χ_m .

1.4 Arten des Magnetismus

Ist die magnetische Suszeptibilität $\chi_m < 0$, so wird von diamagnetischem Verhalten gesprochen. Ist $\chi_m > 0$ weist das Material ferromagnetische oder paramagnetische Eigenschaften auf.

1.4.1 Diamagnetismus

Beim Diamagneten ist die Magnetisierung dem äußere Feld entgegengerichtet. Das äußere Magnetfeld \vec{H} induziert in einem Diamagneten Kreisströme (Änderung der Bahndrehimpulse der Elektronen), deren magnetische Dipolmomente gemäß der Lenzschen Regel ihrer Ursache entgegen wirken. Zwar ist jedes Material ist diamagnetisch, treten andere magnetische Effekte auf, sind diese um Größenordnungen größer und Diamagnetismus kann vernachlässigt werden.

1.4.2 Paramagnetismus

Existieren in einem Material nicht kompensierte magnetische Momente so ist $\chi_m > 0$. Unter dem Einfluss eines äußere Magnetfeldes streben diese danach sich in Feldrichtung zu drehen. Das äußere Feld wird so verstärkt. Durch thermische Fluktuation wird dieser Vorgang unterdrückt.

1.4.3 Ferro-, Ferri- und Antiferromagnetismus

Die Effekte Ferro-, Antiferro und Ferrimagnetismus beruhen alle auf dem Prinzip der Austauschwechselwirkung. Elektronen sind Fermionen und gehorchen demnach dem Pauli-Prinzip. Die Wellenfunktion der Elektronen setzt sich aus Spin- und Ortswellenfunktion zusammen. Die Produktwellenfunktion für Fermionen muss antisymmetrisch sein. Für ferromagnetische Materialien ist es energetisch günstiger, wenn die Ortswellenfunktion antisymmetrisch ist. Demnach muss die Spinwellenfunktion symmetrisch sein.

So bilden sich in einem Festkörper Bereich in denen sich die Elektronenspins in die selbe Richtung ausgerichtet haben. Diese nennt man auch Weiss'sche Bezirke. Um die Ausrichtung der magnetischen Momente eines Bezirks zu ändern benötigt man Energie. Dies ist der Grund, warum Ferromagnete ohne äußere Einflüsse ihre Magnetisierung beibehalten. Legt man nun ein äußeres Feld an, so richten sich die Weiss'schen Bezirke aus und das Feld wird verstärkt.

Im Gegensatz dazu ist es bei ferri- und antiferromagnetischen Materialien energetisch günstiger eine antisymmetrische Spinwellenfunktion zu haben. Beim Antiferromagnetismus haben sich die Spins paarweise auf und es ist keine makroskopische Magnetisierung beobachtbar.

Bei ferrimagnetischen Materialien sind die Beträge der antiparallelen Spins nicht gleich. Dies führt zu einer makroskopischen Magnetisierung wie beim Ferromagneten. Anschaulich kann man sich die magnetischen Momente wie in 1 gezeigt darstellen.

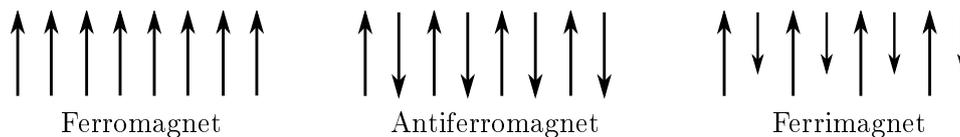


Abbildung 1: Ausrichtung der magnetischen Momente bei Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetischen.

1.5 Faraday Effekt

Der Faraday Effekt beschreibt die Drehung der Polarisationsrichtung beim Durchgang von Licht durch ein *transparentes* Material mit nicht verschwindender Magnetisierung. Da er Ähnlichkeiten mit dem Kerr Effekt hat, wird er nun kurz vorab behandelt.

Um zu verstehen, was beim Durchgang des linear polarisierten Lichts geschieht kann man die links und rechts zirkuläre Welle einzeln betrachten. Bei der zirkulären Polarisation rotiert der E-Feld Vektor mit gewisser Frequenz entweder im oder gegen den Uhrzeigersinn. Der Betrag ändert sich jedoch nicht. In einem Material verursacht dieses elektrische Feld eine Kraft auf die geladenen Teilchen. Dabei werden hauptsächlich die leichten Elektronen zu zirkulären Bewegungen angeregt. Die Bewegung dieser Ladungsträger erzeugt ein magnetisches Feld, dass für die rechts und links zirkular polarisierte Welle in die entgegengesetzte Richtung zeigt. Durch Wechselwirkung mit dem äußeren Feld wird eine zirkuläre Welle stärker abgebremst, als die andere. Es ergibt sich so ein unterschiedlicher Brechungsindex n^{\pm} für die beiden Basispolarisationen. Es kommt zu einer Phasendifferenz zwischen links und rechts zirkularer Welle. Die Superposition beim Austritt ist wieder eine linear polarisierte Welle, jedoch mit gedrehter Po-

larisationsrichtung.

$$\Delta\varphi = \frac{L\pi}{\lambda} (n^+ - n^-) \quad (8)$$

Wie stark die Polarisation gedreht wird ist abhängig von der Länge L des Mediums, der Wellenlänge λ sowie vom Betrag der Magnetisierung.

Aus den Materialgleichungen kennen wir die Dielektrische Verschiebung D_i :

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j \quad (9)$$

Der Permittivitätstensor ist abhängig von der Magnetisierung.

$$\epsilon = \epsilon(\vec{M}) = \epsilon_0 \begin{pmatrix} 1 & ig_z & -ig_y \\ -ig_z & 1 & ig_x \\ ig_z & -ig_x & 1 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Damit können wir \vec{D} schreiben als:

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} = \epsilon_0\vec{E} + i\epsilon_0(\vec{E} \times \vec{g}) \quad (11)$$

Hierbei ist \vec{g} der Gyrationvektor. Der Betrag des Vektors heißt Voigt-Konstante. Die Maxwellgleichungen liefern uns die dielektrische Verschiebung für rechts (+) und links(-) zirkular polarisierte Wellen:

$$\vec{D}^\pm(\vec{r}, t) = \vec{D}_0^\pm e^{i(\omega t - k^\pm \vec{r})} \quad (12)$$

mit den Brechungsindizes:

$$\vec{n}^\pm \approx \vec{n}_0 \left(1 \pm \frac{1}{2} \vec{n}_k \cdot \vec{g} \right) \quad (13)$$

Hierbei ist \vec{n}_k der Einheitsvektor in \vec{k} Richtung.

1.6 Kerr Effekt

Beim Kerr Effekt handelt es sich um die Reflexion von Licht an einer magnetisierten Oberfläche. Dabei kann sich die Polarisationsrichtung sowie die Intensität ändern. Die Ursache des Effekts ist eine durch die Magnetisierung im Material induzierte Anisotropie. Diese führt zu einer Spin-Aufspaltung der elektronischen Bandzustände. Die Aufspaltung hat eine verschiedene Wechselwirkung von links- und rechtszirkular polarisiertes Licht mit dem Material zur Folge. Die Anisotropie drückt sich durch die nicht verschwinden Matrixelemente des Dielektrizitätstensors ϵ_{ij} für $i \neq j$ aus. Diese geben dem magnetooptischen Material eine anisotrope Permittivität. Die Phasengeschwindigkeit v_p im Medium ist somit Richtungsabhängig.

$$v_p = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad (14)$$

Beim Kerr Effekt unterscheidet man zwischen verschiedenen Geometrien. Beim polaren MOKE steht die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche. In unserem Versuch werden wir diesen Effekt

messen. Zusätzlich kann zwischen dem longitudinalen MOKE, bei dem die Magnetisierung parallel zur Oberfläche sowie der optischen Ebene liegt und dem transversalen magnetooptischen Kerr Effekt unterschieden werden. Bei letzterem ist die Magnetisierung parallel zur Oberfläche, steht aber senkrecht zur optischen Ebene.

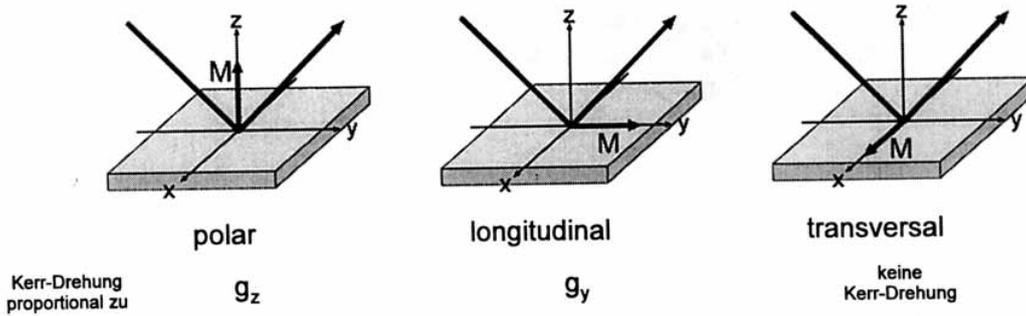


Abbildung 2: Unterschiedliche Geometrien beim Kerr Effekt. Es wird zwischen den verschiedenen Ausrichtungen der Magnetisierung unterschieden. Nach Vorbereitungsmappe.

Trifft ein linear polarisierter Laserstrahl auf ein magnetisiertes Material so ändert sich bei Reflexion durch den Kerr-Effekt die Polarisationsachse um den Kerr-Winkel θ_K . Da der Lichtstrahl an der Grenzfläche gebrochen wird, sind die Verhältnisse etwas komplizierter als beim Faraday Effekt. Wir betrachten demnach den Spezialfall eines senkrecht einfallenden Strahls. Hier ergibt sich der Reflexionskoeffizient zu:

$$r^\pm = \frac{E^{r,\pm}}{E^{i,\pm}} = \frac{n^\pm - 1}{n^\pm + 1} \approx \frac{n_0(1 \pm \frac{1}{2}Q) - 1}{n_0(1 \pm \frac{1}{2}Q) + 1}. \tag{15}$$

Mit $\vec{g} \cdot \vec{n}_k = Q \ll 1$ und Gleichung 13.

Setzen wir nun eine zu x-Achse parallele elektromagnetische Welle, sowie eine Magnetisierung des Materials in z-Richtung an, so erhalten wir:

$$\vec{E}^i = \frac{E_0}{2} \left(\begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} \right) \tag{16}$$

$$\vec{E}^r = r^+ \vec{E}^{i,+} + r^- \vec{E}^{i,-} = E_0 \left(\frac{n_0 - 1}{n_0 + 1} \vec{e}_x + i \frac{n_0 Q}{(n_0 + 1)^2} \vec{e}_y \right) \tag{17}$$

Gleichung 17 zeigt, dass der Kerr Effekt eine y-Komponente des elektrischen Feldes erzeugt. Wir definieren den komplexe Kerr Winkel ϕ_K durch den Quotienten aus den reflektieren elektrischen Feldern in y und x Richtung:

$$\phi_K = \frac{E_y^r}{E_x^r} = i \cdot n_0 Q \frac{1}{n_0^2 - 1} \tag{18}$$

Betrachtet man ϕ_K , so erkennt man, dass bei reellem n_0 keine Drehung der Polarisations ebene folgt. In diesem Fall erhalten wir eine elliptisch Polarisierte Welle. Ist n_0 komplex, so erhält der Kerr-Winkel einen reellen Anteil und es ändert sich zusätzlich die Polarisations ebene.

1.6.1 Mikroskopische Ursache

Die Austauschwechselwirkung und die Spin-Bahn Kopplung sind mikroskopisch für den Kerr-Effekt verantwortlich. In Abbildung 3 sind die optisch Übergänge in einem Ferromagneten vom $d_{xz,yz}$ ($l=2, m_l = \pm 1$) in ein p_z ($l=1, m_l = \pm 1$) Niveau dargestellt. Die Energieniveaus für Spin-up und Spin-down sind aufgrund der Austauschenergie Δ_{ex} zueinander verschoben. Die Aufspaltung der $d_{xz,yz}$ kommt durch die Spin-Bahn Kopplung zustande. Die erlaubten Übergänge für zirkular polarisiertes Licht erhält man aufgrund der Auswahlregeln $\Delta l = \pm 1$ und $\Delta m = \pm 1$. Wie in Abbildung 3 sichtbar, sind die Termschemata für Spin-up und Spin-down vollständig getrennt und es ergibt sich somit ein unterschiedliches Absorptionsspektrum für links- und rechts zirkular polarisiertes Licht. Dies hat eine relative Phasenverschiebung zur Folge und daraus resultiert der Kerr-Effekt.

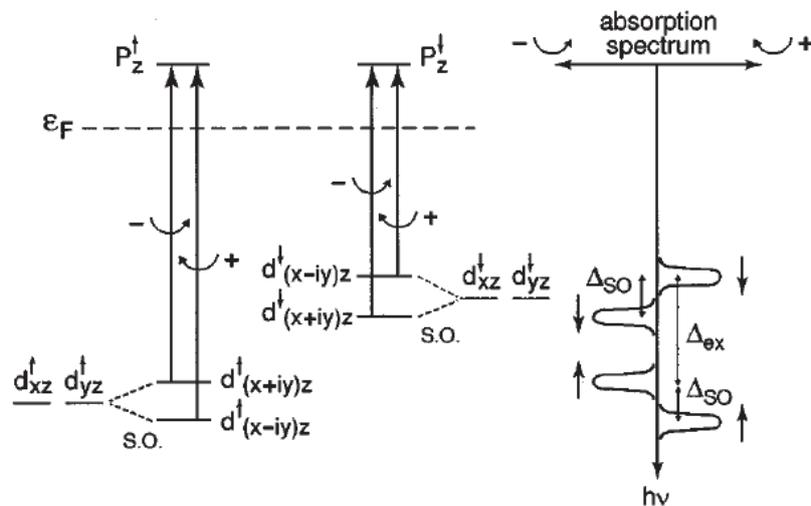


Abbildung 3: Verlauf der Magnetisierung des Fe-bzw. Gd-Untergitters und der Nettomagnetisierung. Nach:rwt-aachen Versuchsanleitung MOKE.

1.7 Ferrimagnetismus von $Fe_{1-x}Gd_x$

In diesem Versuch sollen $Fe_{1-x}Gd_x$ Schichten untersucht werden. Die Besonderheit solcher sogenannten Ferrimagneten ist, dass sich in einer solchen Legierung zwei magnetische Untergitter bilden, welche durch die Kopplung der beiden Konstituenten antiparallel zueinander ausgerichtet sind. Die Nettomagnetisierung ergibt sich somit aus der Summe der Magnetisierungen der jeweiligen Untergitter. In Abbildung 4 ist der Verlauf der Magnetisierung der beiden Untergitter, sowie der Nettomagnetisierung dargestellt. Am sogenannten Kompensationspunkt T_{komp} verschwindet die Nettomagnetisierung.

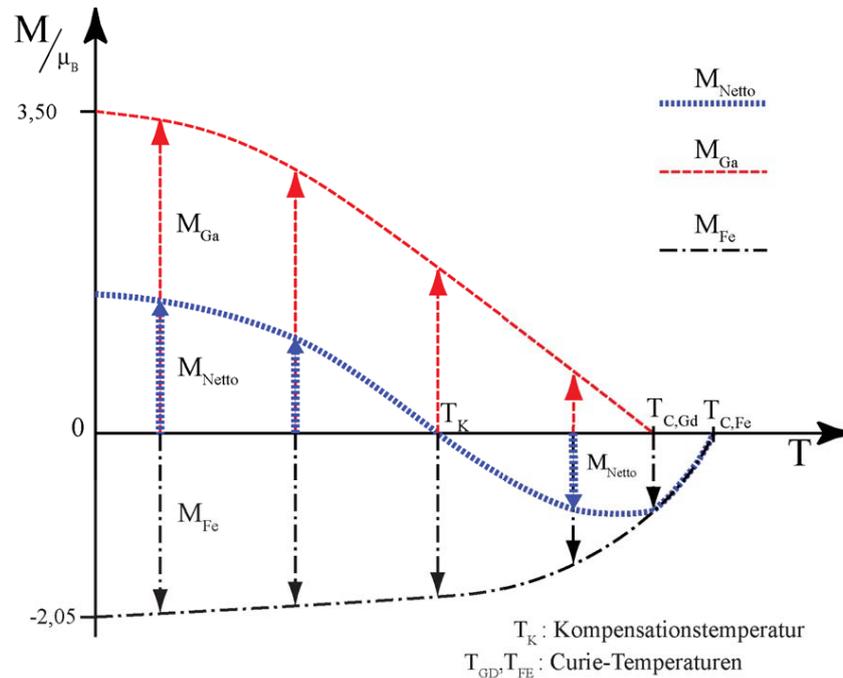


Abbildung 4: Verlauf der Magnetisierung des Fe-bzw. Gd-Untergitters und der Nettomagnetisierung. Nach: rwt-aachen Versuchsanleitung MOKE.

Beim MOKE ist nur das 3d Leitungsband von Fe relevant, da dieses im Bereich von ca. 2 Elektronenvolt unterhalb der Fermikante liegt. Die Kerr-Rotation wird somit nicht durch die Nettomagnetisierung, sondern nur durch die Magnetisierung des Fe Untergitters bestimmt. Dadurch kehrt sich die Hysteresekurve beim Durchgang des Kompensationspunktes um.

1.8 Magnetische Anisotropie

Besitzt ein magnetisches Material eine gewissen Vorzugsrichtung der Magnetisierung, so spricht man von magnetischer Anisotropie. Sie beschreibt die Arbeit, die benötigt wird, um die Magnetisierung \vec{M} in einem geschlossenen System ohne Teilchenaustausch aus der leichten Richtung herauszudrehen. Unter der leichten Richtung versteht man die Vorzugsrichtung der Magnetisierung. Dies sind beim kubischen Gitter des Eisens beispielsweise die Richtungen entlang der Würfelkanten. Die Diagonalen hierzu sind demnach schwerer zu Magnetisieren, man spricht von schweren Achsen.

Die mikroskopische Ursache der magnetischen Anisotropie beruht auf zwei physikalischen Wechselwirkungen. Der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und der Spin-Bahn-Kopplung.

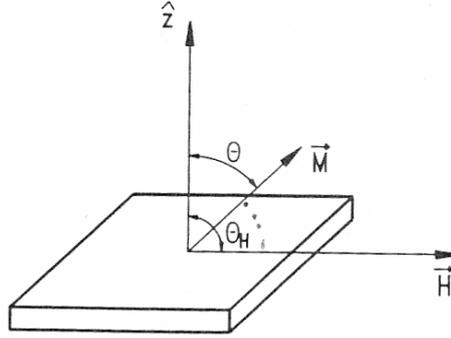


Abbildung 5: Koordinatensystem für einen hexagonalen Co-Film. Entnommen aus Vorbereitungsmappe.

Für eine Schicht hexagonaler Struktur, wie der zu untersuchende Co-Film (vgl. Abbildung 5), ergibt sich die Freie Energie in einem äußeren \vec{H} -Feld zu:

$$F = -J_S H \cos(\theta - \theta_H) + K_{eff} \sin^2 \theta \quad (19)$$

wobei θ_H der Winkel zwischen der Richtung des \vec{H} -Felds und der Schichtnormalen ist. Die magnetische Polarisation ist gegeben durch $J_S = \mu_0 M_S$. K_{eff} ist die effektive Anisotropiekonstante, die hier im folgenden bestimmt werden soll.

Die Freie Energie ist ein thermodynamisches Potential. Sie enthält alle Energiebeträge des Systems: neben innerer Energie auch die Energie der magnetischen Felder. Für eine gegebene Temperatur beschreibt die Freie Energie das thermische Gleichgewicht zwischen System und Umgebung. Dabei strebt die Freie Energie im Gleichgewicht ein Minimum an.

Beim polaren MOKE steht die Magnetisierung senkrecht auf der Oberfläche der zu untersuchenden Probe. Der Winkel θ_H wird Null. Die Anisotropiekonstante lässt sich nun über die Gleichgewichtsbedingung beim Erreichen der Sättigung des Materials bestimmen:

$$\left. \frac{dF}{d\theta} \right|_{\theta_H=0} = 0 = \sin \theta (J_S H + 2K_{eff} \cos \theta) \quad (20)$$

Für die Komponente parallel zum Feld gilt: $J_{S,z} = J_S \cos \theta$. Damit erhalten wir für die Anisotropiekonstante:

$$K_{eff} = -\frac{1}{2} J_{S,z} H \quad (21)$$

Da wir bei unseren Messungen Hysteresekurven erhalten, müssen wir von der magnetischen Sättigungsfeldstärke H_S die Koerzitivfeldstärke H_C abziehen. Außerdem ist der Kerrwinkel ϕ_S im Sättigungsbereich proportional zur Sättigungsmagnetisierung.

$$J_{S,z} = \mu_0 M_S \propto \phi_S \quad (22)$$

Damit können wir die effektive Anisotropiekonstante wie folgt berechnen:

$$K_{eff} \propto -\frac{1}{2} \phi_S (H_S - H_C) \quad (23)$$

Die in den folgenden Tabellen und Schaubildern verwendete Größe K_{eff} ist demnach bis auf eine Konstante bestimmt.

2 Experiment

2.1 Aufbau

In Abbildung 6 ist der schematische Versuchsaufbau dargestellt. Durch den Polarisator X kann der Lichtstrahl ($\lambda = 670 \text{ nm}$) abgeschwächt werden. Die Polarisation kann durch eine Mikrometerschraube am Polarisator P eingestellt werden. Anschließend trifft der polarisierte Lichtstrahl auf die Probe und wird von dort reflektiert. Für die Messung der Drehung der Polarisations Ebene wird entweder ein Strahlteiler mit anschließenden Polarisatoren oder direkt ein polarisierender Strahlteiler verwendet. Die Intensitäten werden durch Photodioden gemessen und können direkt am PC angezeigt werden. Die Kerr-Drehung ergibt sich somit aus der Differenz der beiden gemessenen Intensitäten.

Der Strom durch die Elektromagneten, und somit das Magnetfeld, kann über den Computer gesteuert werden. Die Feldstärke wird mit einer bereits kalibrierten Hallsonde gemessen.

Für die Temperaturabhängige Messung steht ein Probenstisch zur Verfügung, auf dem ein Peltier-Element und ein Thermoelement angebracht sind. Durch das Peltier-Element kann der Probenstisch entweder geheizt oder gekühlt werden. Wobei zur Unterstützung des Kühlvorgangs flüssiger Stickstoff verwendet wird. Sehr wichtig ist die thermische Ankopplung der Probe auf den Probenstisch, hierzu wird Wärmeleitpaste verwendet.

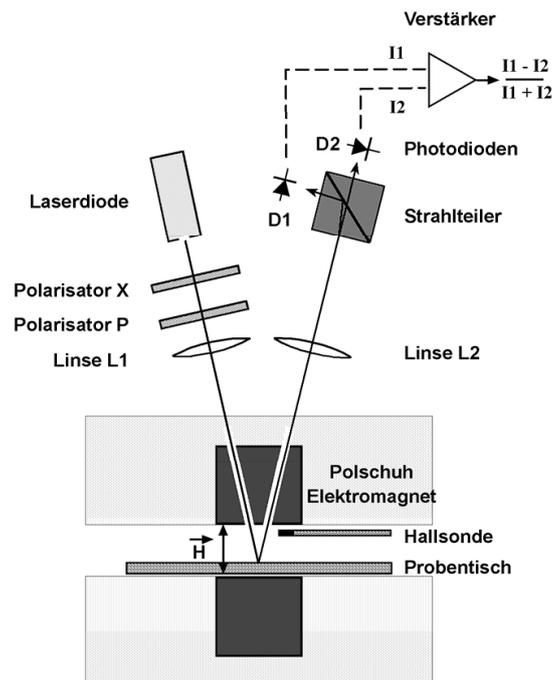


Abbildung 6: Schematischer Versuchsaufbau. Entnommen aus Vorbereitungsmappe.

2.2 Durchführung

In diesem Versuch werden zum einen ferromagnetische- und zum anderen ferrimagnetische Schichtsysteme verwendet. Bei der Untersuchung der ferrimagnetischen Schichten wird eine temperaturabhängige Messung benötigt. Für das Messverfahren wird ein speziell für diesen Aufbau geschriebenes Computerprogramm verwendet. Mit Hilfe dieses Programmes kann ein Bereich für das externe Magnetfeld gewählt werden und die Anzahl der Schritte in welchen dieser Bereich durchlaufen wird. Die Intensitäten, deren Differenz (I12) und die durch die Hallsonde gemessene Feldstärke werden in diesem Programm ausgegeben. Vor jeder Messung wird bei abgeschaltetem Magnetfeld die Intensität I12 durch die Mikrometerschraube auf null herunter geregelt. Bei einer Messung wird die Intensität I12, welche proportional zum Kerr-Winkel ist, und die Feldstärke H gespeichert und angezeigt. Zunächst haben wir uns mit dem Aufbau, dem Programm vertraut gemacht und verschiedene Einstellungen getestet, mit denen später Messungen durchgeführt werden konnten.

2.2.1 Ferromagnetische Schichtsysteme

Im ersten Teil wurden zwei ferromagnetische Schichtsysteme untersucht. Zunächst ein Pd/Co/Pd Schichtsystem und danach ein Co/Pd/Co Schichtsystem. Wobei die Schichtdicke des Co bzw. des Pd bei den Proben variierte und Hysteresekurven $\Phi(H)$ an den verschiedenen Stellen der Probe aufgenommen wurde.

Bei dem Pd/Co/Pd Schichtsystem wurden die folgenden Einstellungen vorgenommen: Stabilisationszeit: 5 ms, Magnetfeldbereich ± 250 Oe und Hysteresekurven für die unterschiedlichen Co-Schichtdicken aufgenommen. Es war ziemlich schwierig geeignete Einstellungen und auch Punkte auf der Probe zu finden um gute Messergebnisse zu erhalten.

Für das Co/Pd/Co Schichtsystem wurden folgende Einstellungen vorgenommen: Stabilisationszeit: 30 ms, Magnetfeldbereich ± 3000 Oe. Auch hier wurden Hysteresekurven für die verschiedenen Dicken der Pd Schicht aufgenommen.

2.2.2 Ferrimagnetische Schichten

In diesem Versuch wurden verschiedene $Fe_{1-x}Gd_x$ Proben mit $x = 0.26 - 0.27$ untersucht. Folgende Einstellungen wurden vorgenommen: Stabilisationszeit: 5-15 ms, Magnetfeldbereich $\pm 250 - 3000$ Oe. Es wurden Hysteresekurven für jede Probe bei verschiedenen Temperaturen aufgenommen, um den Kompensationspunkt zu bestimmen. Zunächst ergaben sich Hysteresekurven, welche keine temperaturabhängigkeit zeigten. Deshalb wurden die Proben sowie der Probenhalter von jedlichen Wärmeleitpasteresten gesäubert. Die frische Schicht aus Wärmeleitpaste brachte bei 2 Proben Verbesserung. Im allgemeinen stellte es sich als schwierig heraus eine geeignete Stelle auf der Probe zu finden, da diese sehr verschmutzt waren. Es wäre angebracht hier neue zur Verfügung zu stellen.

3 Auswertung

3.1 Ferromagnetische Schichtsysteme

3.1.1 Pd/Co/Pd Schichtsystem

Für das Pd/Co/Pd Schichtsystem wurden Hysteresekurven bei den verschiedenen Co-Schichtdicken (0.4, 0.42, 0.5, 0.7, 0.9, 1.1, 1.4, 1.7, 2, 2.3 nm) die Hysteresekurven aufgenommen (Abbildungen 7-10). Um die effektive Anisotropiekonstante K_{eff} zu berechnen benötigt man die Koerzitivfeldstärke H_C , das Sättigungsfeld H_S und den Kerr-Winkel bei Sättigung Φ_S :

$$K_{\text{eff}} = -\frac{1}{2}\mu_0\Phi_s(H_S - H_C) \quad (24)$$

Da unsere Hysteresekurven oft nicht symmetrisch sind, haben wir das Sättigungsfeld und den Kerr-Winkel Φ_S sowohl für negative als auch positive angelegter Feldstärke bestimmt und gemittelt. Für die Koerzitivfeldstärke haben wir die halbe Breite der Hysteresekurve ausgemessen. Um eine Fehlerabschätzung zu machen, haben wir folgende Fehler angenommen:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_s &= 0,5 \text{ m}^\circ \\ \Delta H_S &= 5 \text{ Oe} \\ \Delta H_C &= 5 \text{ Oe} \end{aligned} \quad (25)$$

Wir haben recht große Fehler angenommen, da bei vielen Hysteresekurven der Sättigungsbe-
reich entweder eine leichte Steigung oder einen leicht sinusförmigen Verlauf aufwies und die
Bestimmung der Größen deshalb nicht leicht war. Es war auffällig, dass das Netzteil für den
Betrieb der Spulen die Messapparatur merklich vibrieren lies. Die sinusförmige Modulation des
gemessenen Signals könnte hierin ihre Ursache haben. Eventuell bietet sich es bei weiteren Ver-
suchen an, den Messaufbau auf einem separaten Tisch zu stellen.

In Tabelle 1 sind unsere Messwerte sowie die zu berechnenden Größen dargestellt.

Trägt man die jeweilig berechnete effektive Anisotropiekonstante gegen die Schichtdicke auf
so sehen wir einen weiten Bereich in dem diese Konstant ist. Bei einer Schichtdicke von etwa
0,9 nm sinkt sie drastisch auf -176 Oe m[°] ab. Dies können wir uns nicht erklären. Erwartet
hätten wir einen in erster Näherung linearen Zusammenhang zwischen Schicktdicke und K_{eff} .

Tabelle 1: Auswertung zu Probe A. Sättigungswinkel Φ_S , Sättigungs- und Koerzitivfeldstärke H_S und H_C sind den Graphen entnommen. Berechnet wurde die effektive Kerrdrehung sowie dessen Fehler. Der Abstand ordnet den gezeigten Schaubildern die jeweilige Schichtdicke zu.

Abstand/mm	Dicke Co/nm	Φ_S / m°	H_S/Oe	H_C/Oe	$K_{eff}/\text{Oe m}^\circ$	$\Delta K_{eff}/\text{Oe m}^\circ$
8	0,4	2,1	96	78	-19	8,63
9	0,42	1,9	78	62	-15	7,8
12	0,5	2,7	88	76	-17	9,9
16	0,7	3,1	81	69	-19	11,3
20	0,9	3,4	144	42	-176	28,2
24	1,1	-	-	-	-	-
28	1,4	-	-	-	-	-
32	1,7	-	-	-	-	-
36	2	-	-	-	-	-
40	2,3	-	-	-	-	-

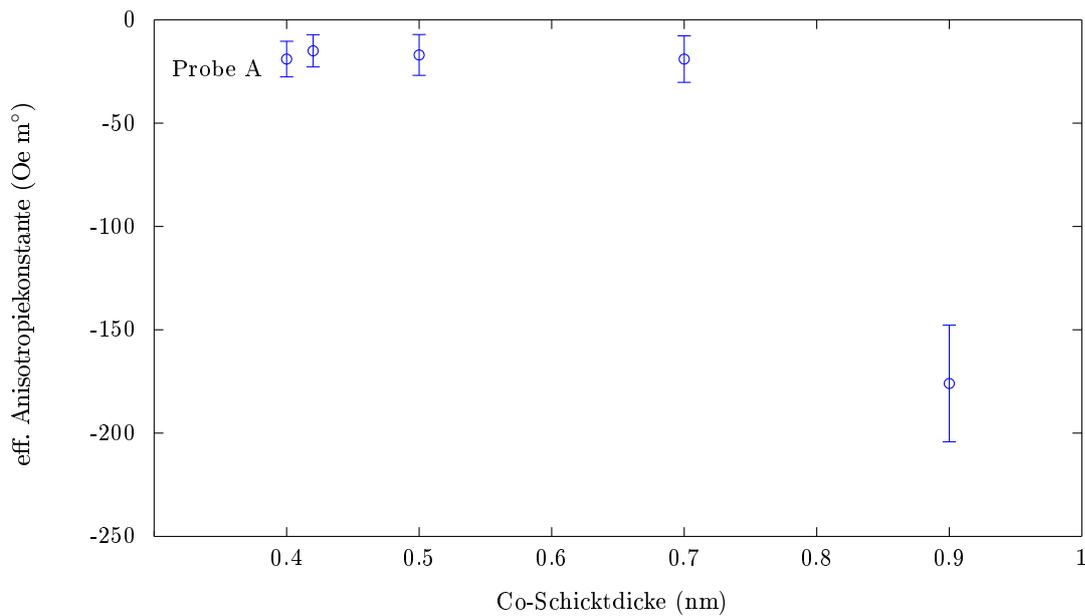


Abbildung 7: Effektive Anisotropiekonstante über der Schichtdicke.

An den Hysteresekurven (Abbildungen 7-10, 24) ist die Auswirkung der Co-Schichtdicke auf die Magnetisierung sichtbar. Mit unserem Versuchsaufbau wird der polare Kerr-Effekt gemessen. Man erhält somit nur eine Kerr-Drehung und damit eine Hysteresekurve, falls die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene steht. Dies ist der Fall für eine Co-Dicke im Bereich von 0.4-0.9

nm. Für diese Co-Schichtdicken stellt sich die Magnetisierung aufgrund der starken Grenzflächenanisotropie zwischen Co und Pd senkrecht zur Filmebene ein. Für größere Co-Schichtdicken ist keine Hystereseurve mehr zu erkennen und somit ist die Magnetisierung nicht mehr senkrecht zur Filmebene ausgerichtet.

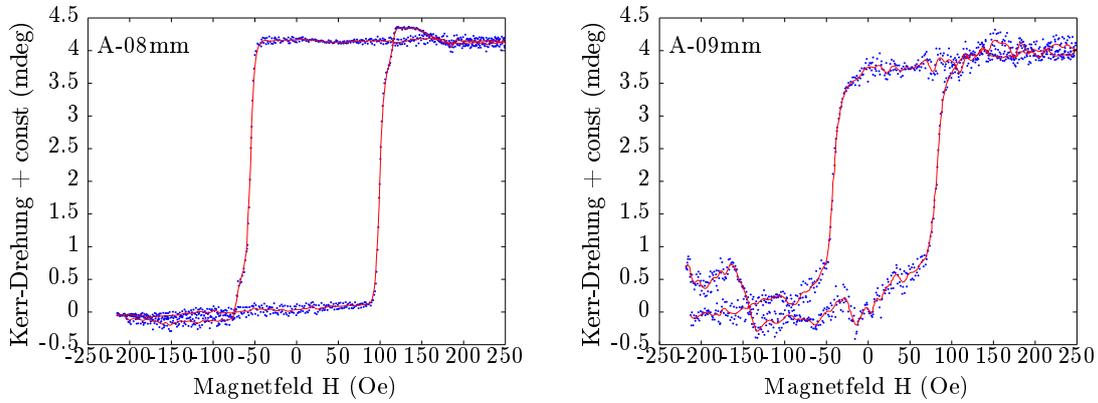


Abbildung 8: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld für eine Co-Schichtdicke von 0.4 nm; Rechts: Co-Schichtdicke 0.42nm

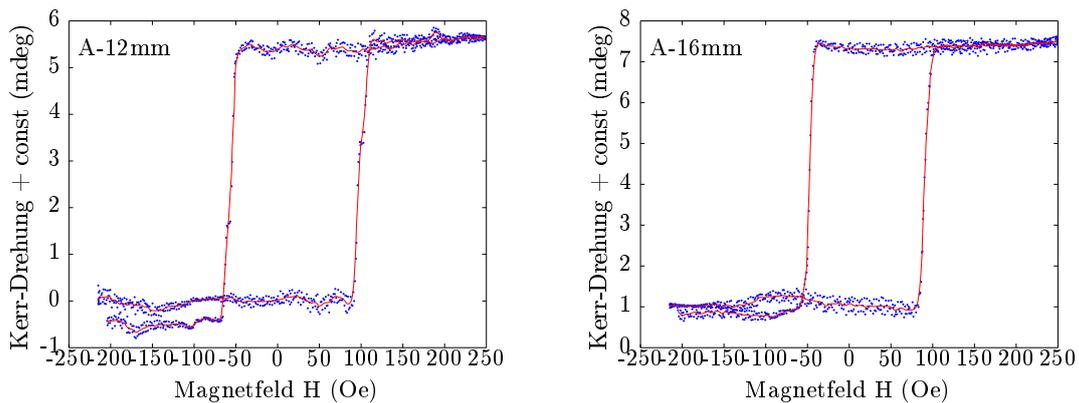


Abbildung 9: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld für eine Co-Schichtdicke von 0.5 nm; rechts: Co-Schichtdicke 0.7nm

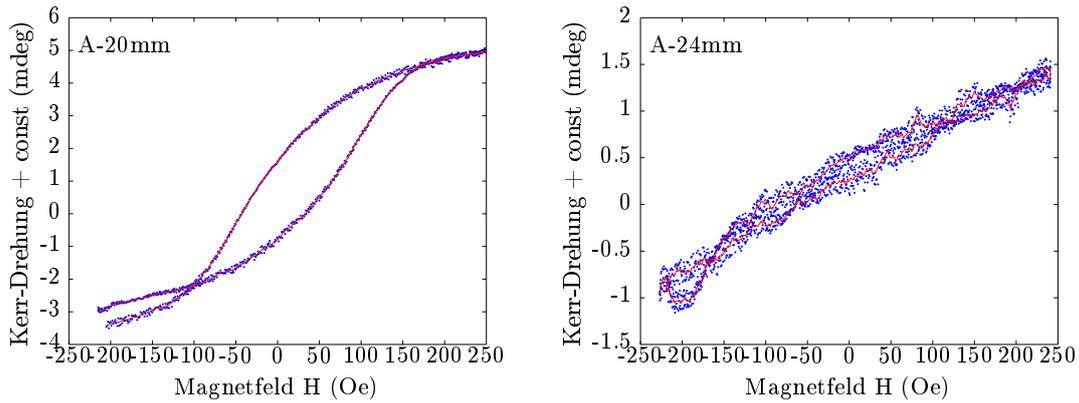


Abbildung 10: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld für eine Co-Schichtdicke von 0.9 nm; rechts: Co-Schichtdicke 1.1nm

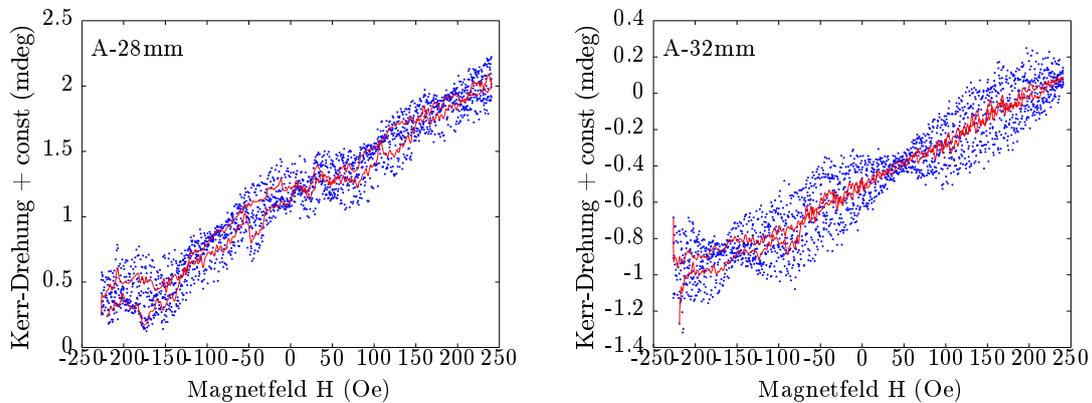


Abbildung 11: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld für eine Co-Schichtdicke von 1.4 nm; rechts: Co-Schichtdicke 1.7 nm

3.1.2 Co/Pd/Co Schichtsystem

Für das Co/Pd/Co Schichtsystem wurden Hysteresekurven für unterschiedliche Pd-Schichtdicken gemessen. Diese sind in Abbildung 12 und 13 dargestellt. Die Pd-Schichtdicke ist in Abbildung 12 links am dünnsten und in Abbildung 13 am dicksten. Die Messung für die Probe stellte sich als schwierig heraus und wir konnten nicht die zu erwartenden Hysteresekurven messen. Auch verschiedene Einstellungen und Punkte auf der Probe ergaben keine besseren Ergebnisse. Es war zu erwarten, dass für dünne Pd-Dicken keine Hysteresekurven messbar sind, für eine Dicke Pd-Schicht sollte allerdings eine Hysteresekurve messbar sein. Dies konnten wir leider nicht messen. Für eine zunehmende Pd-Schicht sollten die Oberflächeneffekte der Co-Schicht überwiegen, was wie im ersten Aufgabenteil zu einer senkrechten Magnetisierung führt.

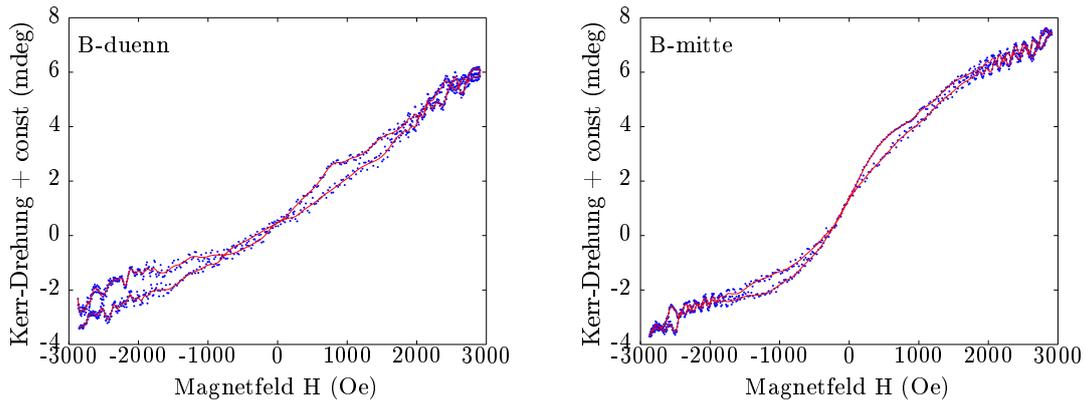


Abbildung 12: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld

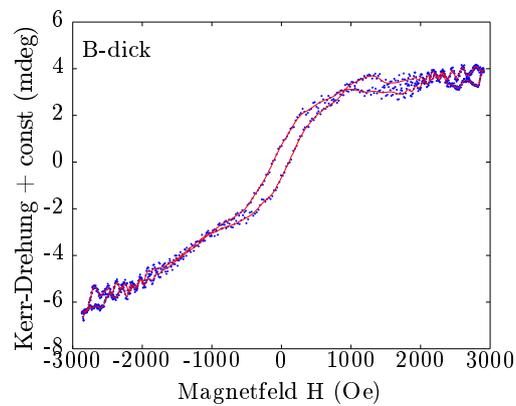


Abbildung 13: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld

3.2 Ferrimagnetische Schichten

Zur Untersuchung der Ferrimagnetischen Schicht $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$ wurde die Temperaturabhängigkeit der Hysteresekurven gemessen. Den Kompensationspunkt T_{komp} erkennt man daran, dass sich beim Durchgehen die Hysteresekurve umkehrt. Für die vier Proben haben wir die Hysteresekurven bei verschiedenen Temperaturen gemessen und versucht den Kompensationspunkt recht genau zu finden. Da am Kompensationspunkt die Koerzitivfeldstärke H_C theoretisch unendlich groß wird. Trägt man $1/H_C$ über der Temperatur T auf, so kann der Kompensationspunkt bestimmt werden.

In Abbildung 14-16 sind die Hysteresekurven für Probe 6 dargestellt. Man sieht, dass sich die Hysteresekurve bei einer Temperatur von ca. 6°C umkehrt. Im Bereich dieser Temperatur sollte sich deshalb auch der Kompensationspunkt befinden.

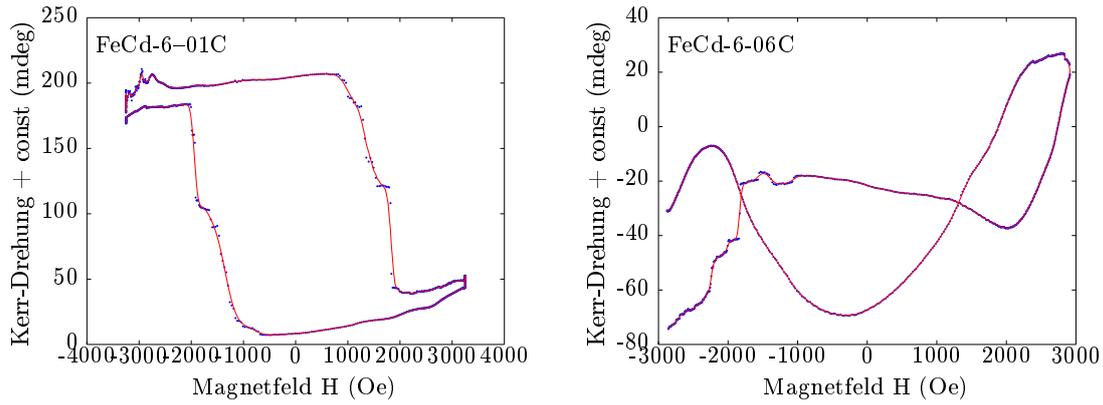


Abbildung 14: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 6 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = -1^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 6^\circ\text{C}$

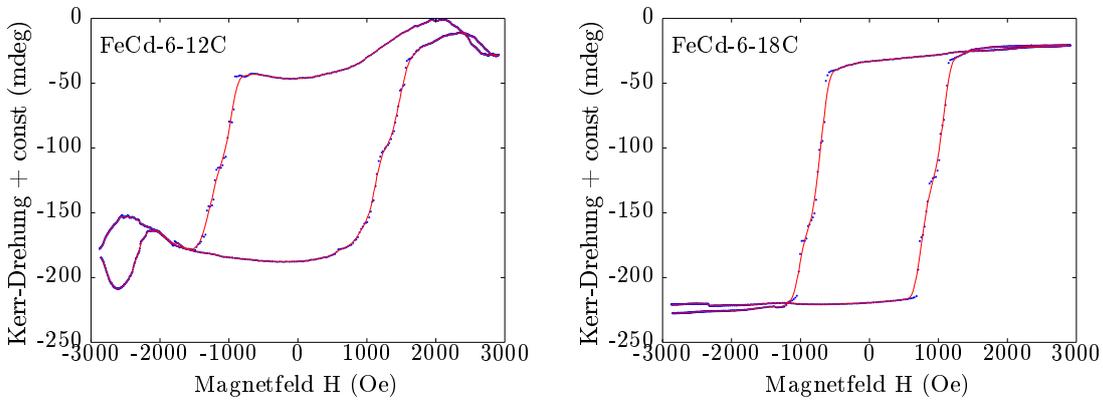


Abbildung 15: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 6 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 12^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 18^\circ\text{C}$

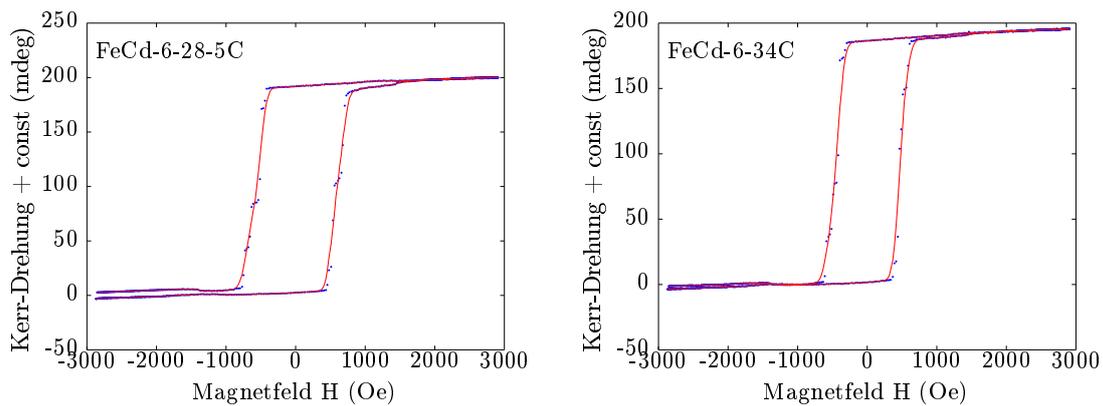


Abbildung 16: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 6 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 28.5^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 34^\circ\text{C}$

In Abbildung 17 wurde $1/H_C(T)$ für die aus den Hysteresekurven gemessenen Werte aufgetragen. Um den Kompensationspunkt zu ermitteln kann jeweils eine Gerade an die Messwerte oberhalb und Unterhalb angepasst werden und aus dem Schnittpunkt erhält man die Kompensationstemperatur. Leider haben wir unterhalb des Kompensationspunkt nur einen Messwert und können deshalb an die Messwerte unterhalb des Kompensationspunktes keine Gerade anpassen. Die Gerade für die Messwerte oberhalb T_{komp} schneidet die x-Achse bei ca. 0°C . Wir nehmen deshalb an, dass der Kompensationspunkt zwischen 0°C und 6°C liegt. Daraus ergibt sich eine Gd-Konzentration von:

$$0.01783 \frac{1}{K} \cdot (270K) + 21 < x < 0.01783 \frac{1}{K} \cdot (279K) + 21 \mapsto 25.8\% < x < 26.0\% \quad (26)$$

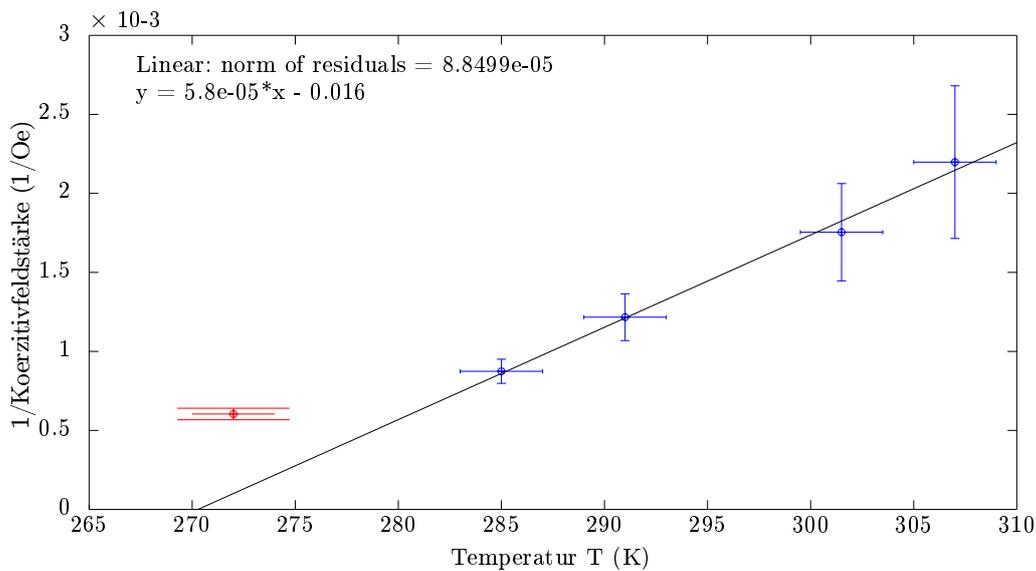


Abbildung 17: $1/H_C(T)$ für die gemessenen Werte für Probe 6

Die Hysteresekurven für Probe 7 sind in Abbildungen 18-23 dargestellt. Man sieht, dass im Temperaturbereich von $44-46^\circ\text{C}$ der Kompensationspunkt liegen muss, da sich dort die Hysteresekurve umkehrt. Aus den Hysteresekurven unterhalb und oberhalb dieses Bereichs kann man die Koerzitivfeldstärke gut ausmessen. Die gemessenen Werte sind im Anhang aufgelistet.

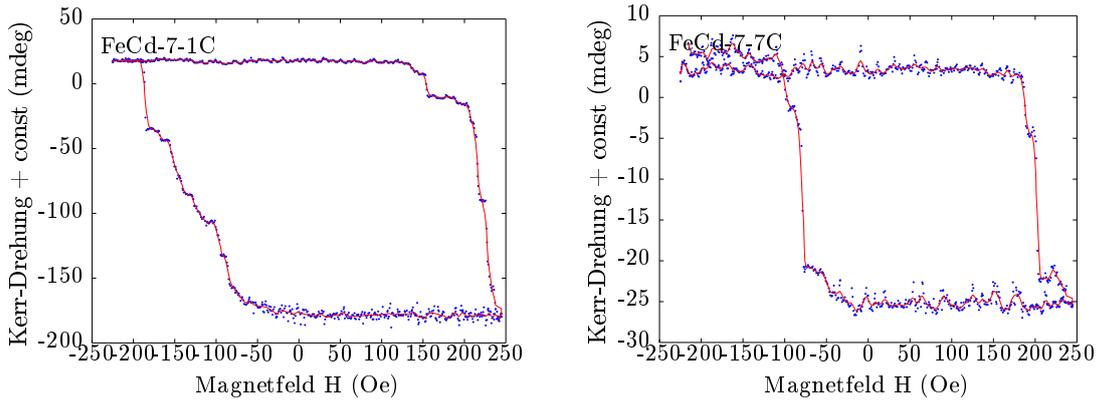


Abbildung 18: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = -1^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 7^\circ\text{C}$

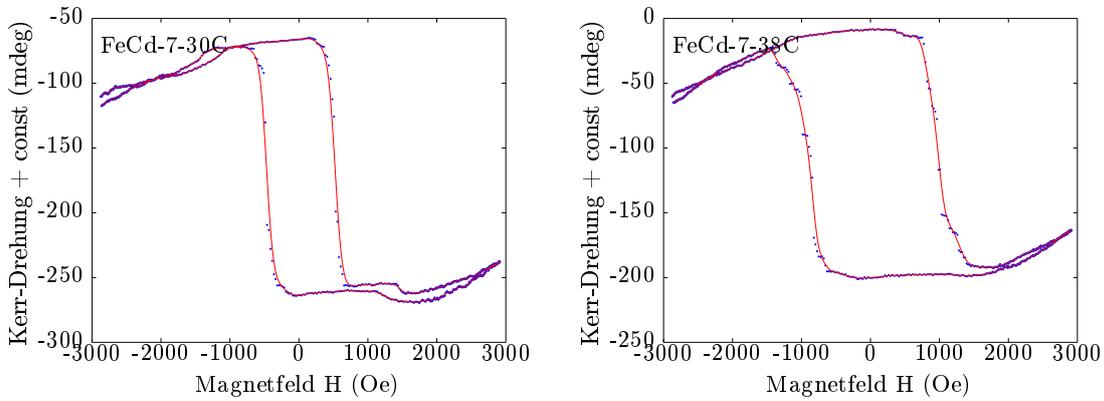


Abbildung 19: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 30^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 38^\circ\text{C}$

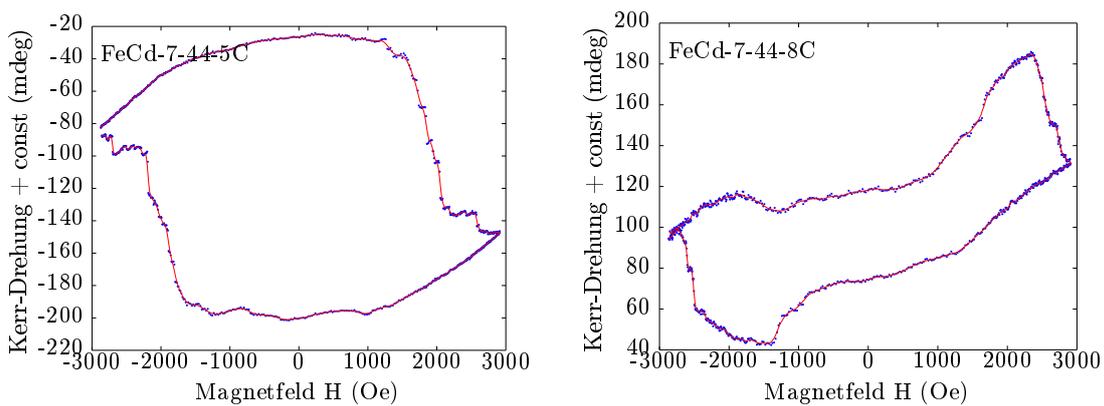


Abbildung 20: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 44,5^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 44,8^\circ\text{C}$

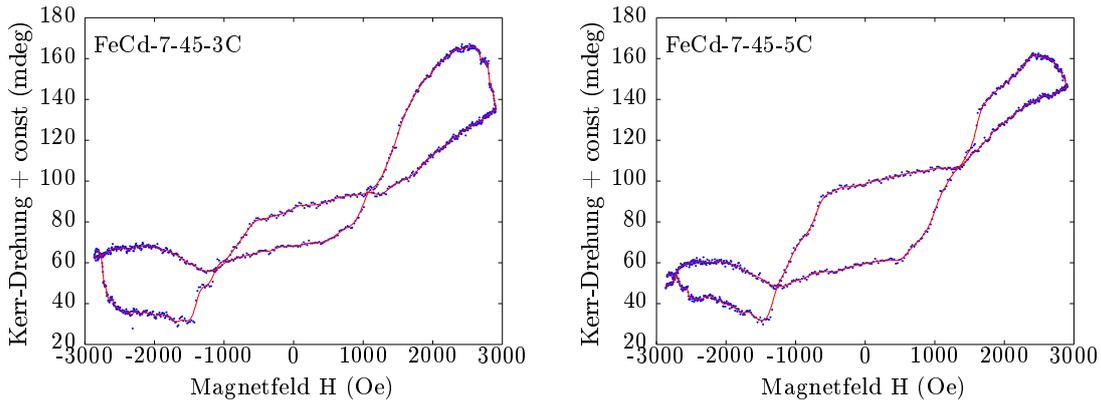


Abbildung 21: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 45,3^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 45,5^\circ\text{C}$

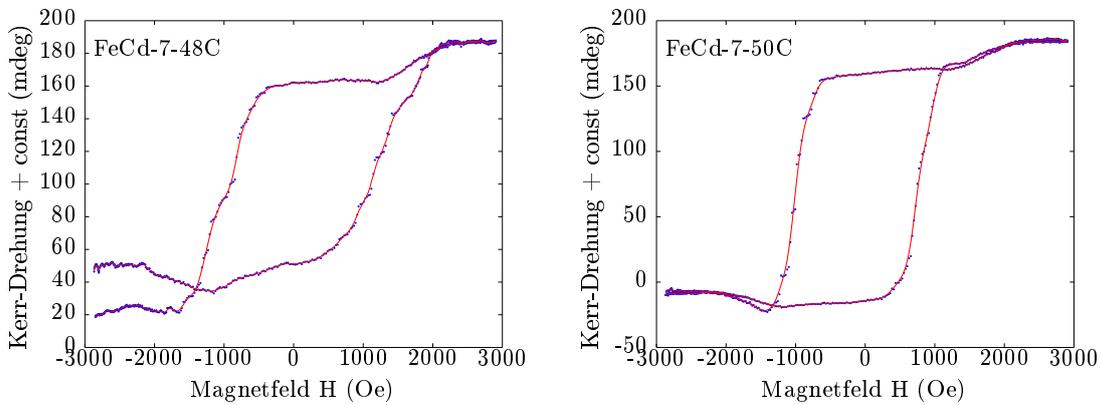


Abbildung 22: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 48^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 50^\circ\text{C}$

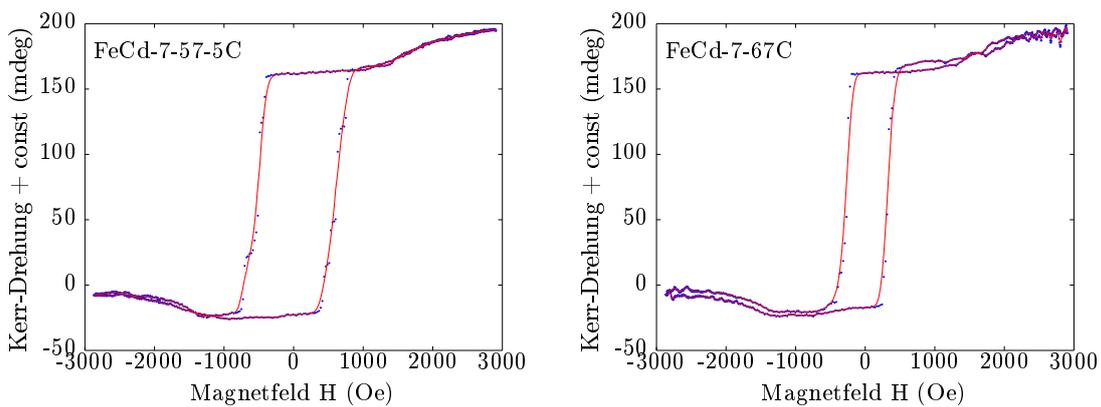


Abbildung 23: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 7 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 57,5^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 67^\circ\text{C}$

In Abbildung 24 ist $1/H_C(T)$ dargestellt und aus dem Schnittpunkt der Geraden erhält man den Kompensationspunkt zu $T_{\text{komp}} = 317.6 \text{ K} = 44.45^\circ\text{C}$. Daraus ergibt sich eine Gd-Konzentration von

$$x = 26.6\% \quad (27)$$

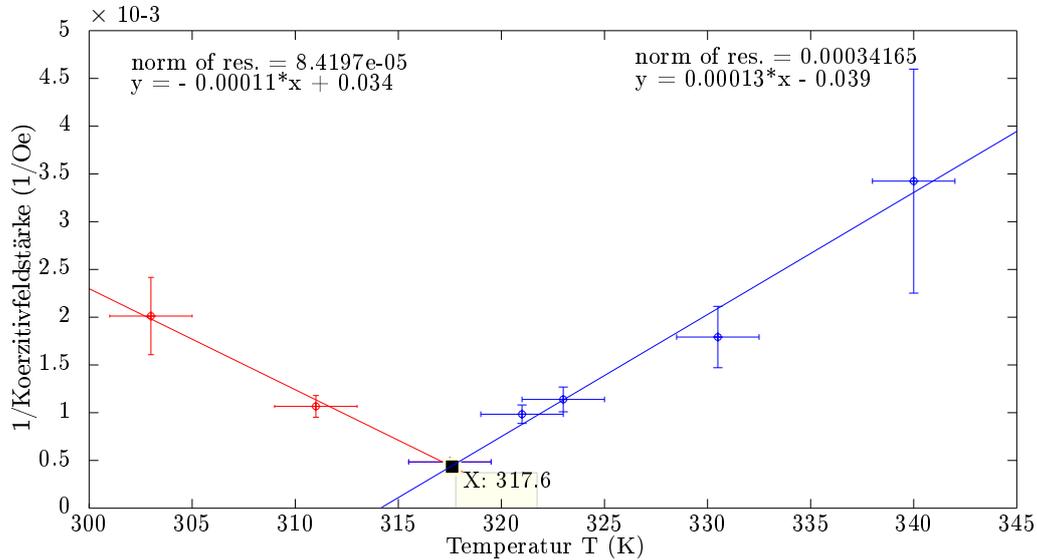


Abbildung 24: $1/H_C(T)$ für die gemessenen Werte für Probe 7

Für die Proben 8 und 9 haben wir ebenso versucht Hysteresekurven aufzunehmen (siehe Anhang). Für diese Proben haben wir keine Hysteresekurven gemessen, die wir hätten auswerten können. Auch konnten wir kein Umkehren der Hysteresekurven erkennen. Deshalb können wir für Probe 8 und 9 keinen Kompensationspunkt angeben und auch keine Gd-Konzentration bestimmen.

Zum Schluss sollte noch der Verlauf des Kerr-Winkels Φ_S in Sättigung mit der Konzentration x untersucht werden. Dazu haben wir den Kerr-Winkel in Sättigung für die beiden Proben für jede Temperatur bestimmt. Aus den Hysteresekurven nahe am Kompensationspunkt konnte Φ_S nicht bestimmt werden und werden deshalb im folgenden nicht berücksichtigt. Mit steigender Gd-Konzentration sinkt die von Fe. Da für die Kerr-Rotation nur vom Fe abhängig ist wurden wir erwarten, dass der Kerr-Winkel in Sättigung mit abnehmender Fe-Konzentration auch abnimmt.

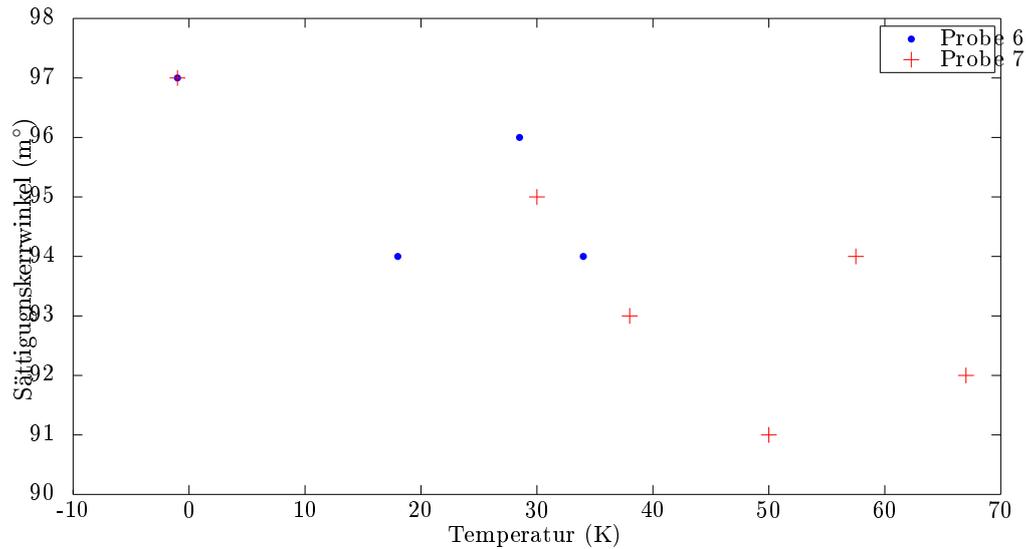


Abbildung 25: Vergleich des Sättigungskerrwinkels zwischen Probe 6 und 7.

In Abbildung 25 ist $\Phi_S(T)$ für die Proben 6 und 7 dargestellt. Probe 6 besitzt eine Gd-Konzentration von $x \approx 25,9\%$ und Probe 7 eine Konzentration von $x = 26,2\%$. Aus den Werten kann man eine leichte Abhängigkeit Φ_S von der Temperatur erahnen. Dies könnte an der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung von Fe liegen. Vergleicht man die Werte der unterschiedlichen Proben, so kann man keinen Unterschied erkennen. Für diese beiden Proben zeigt Φ_S keine Abhängigkeit der Konzentration. Dies könnte zum einen an dem nur sehr minimalen Konzentrationsunterschied von nur $0,7\%$ liegen. Zum anderen könnte es auch sein, dass die Messgenauigkeit des Versuchs nicht ausreicht um diesen Unterschied messen zu können.

4 Anhang

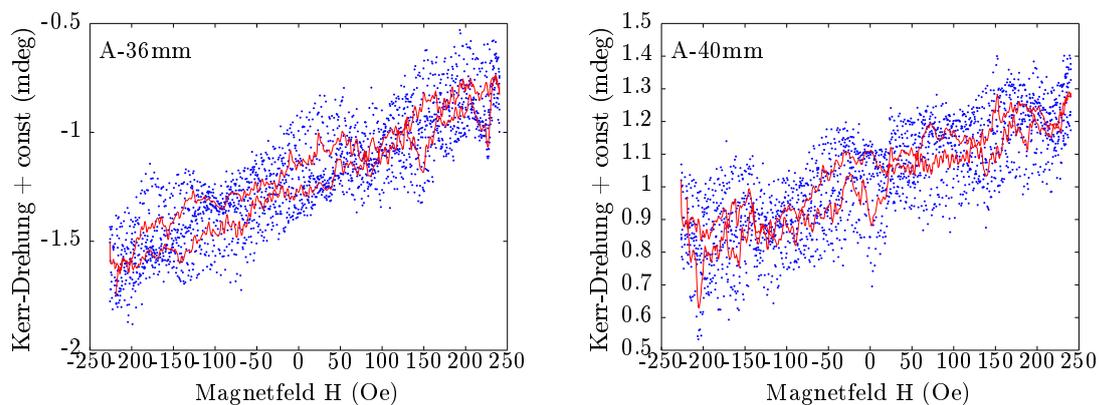


Abbildung 26: Links: Kerrwinkel über Magnetfeld für eine Co-Schichtdicke von 2 nm; rechts: Co-Schichtdicke 2.2 nm

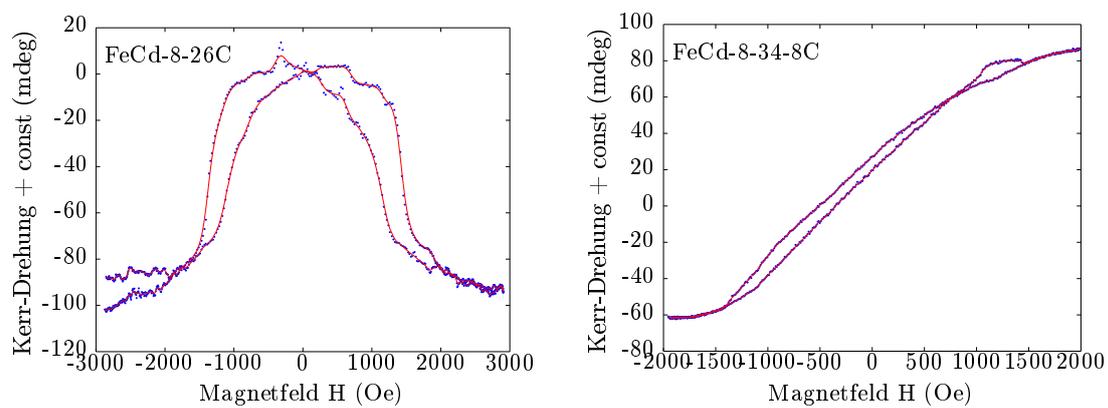


Abbildung 27: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 8 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 26^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 34,8^\circ\text{C}$

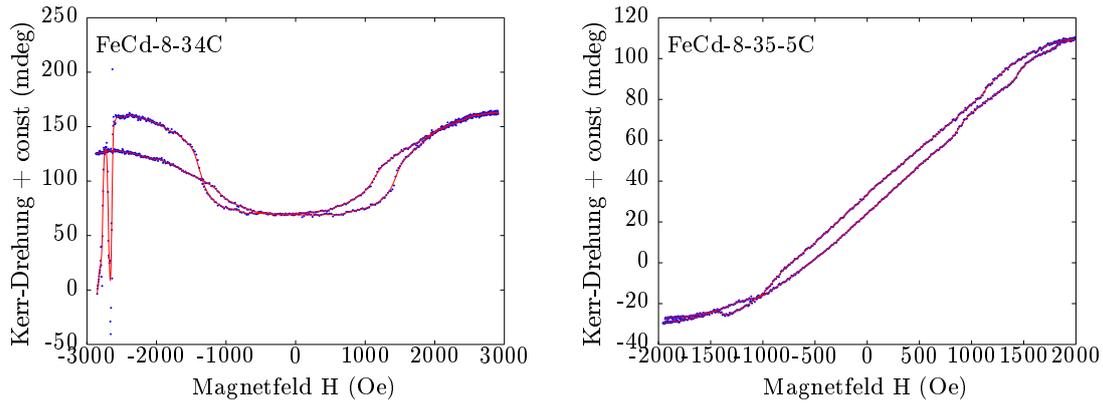


Abbildung 28: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 8 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 34^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 35,5^\circ\text{C}$

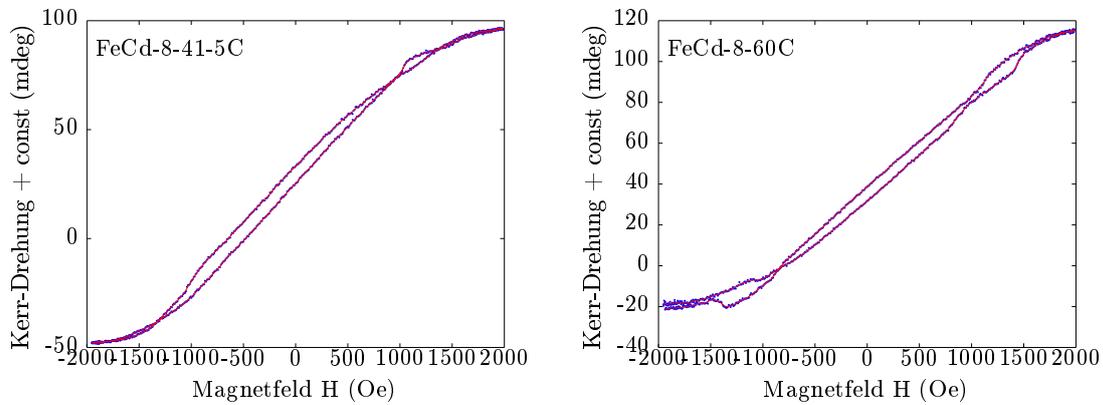


Abbildung 29: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 8 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 41^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 60^\circ\text{C}$

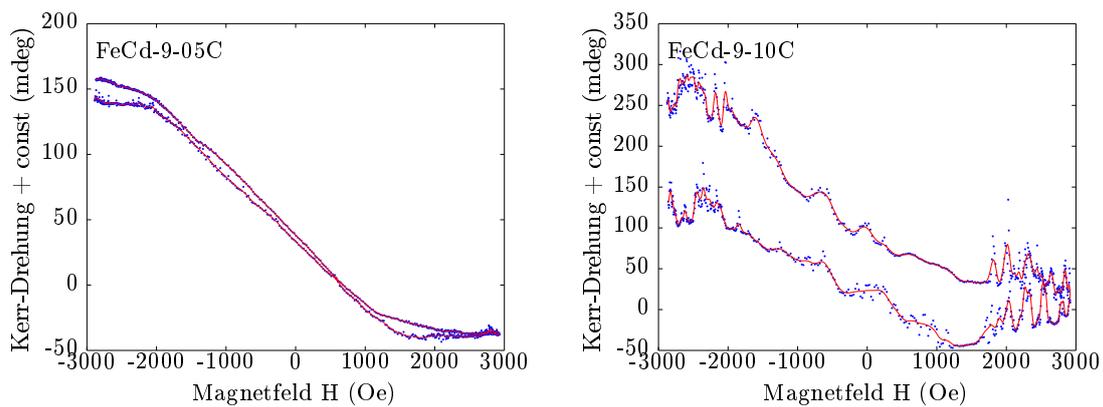


Abbildung 30: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 9 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 5^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 10^\circ\text{C}$

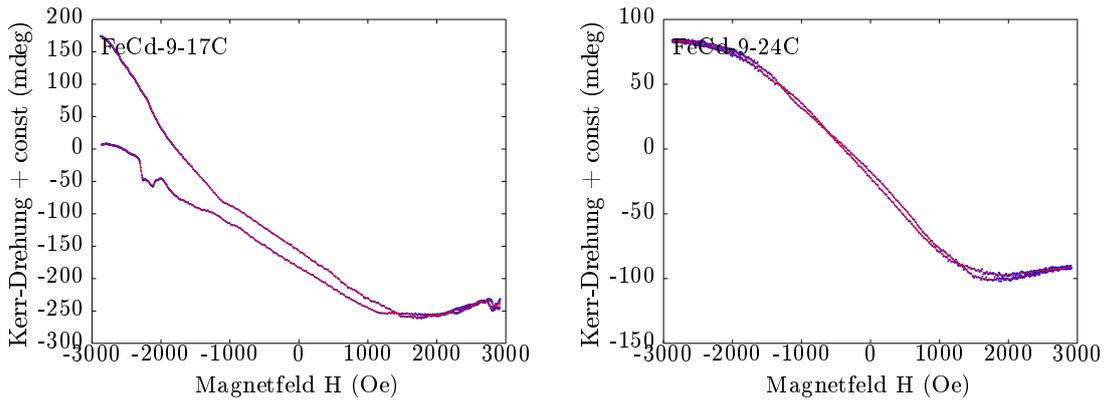


Abbildung 31: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 9 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 17^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 24^\circ\text{C}$

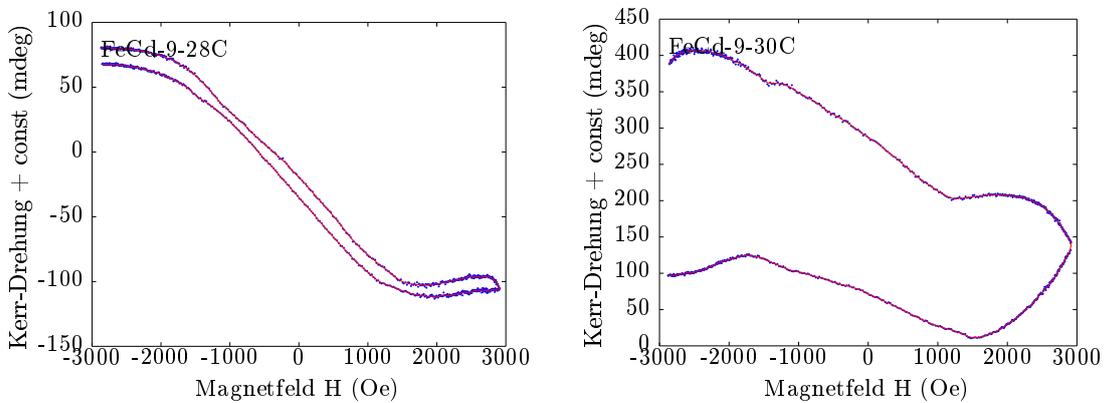


Abbildung 32: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 9 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 28^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 30^\circ\text{C}$

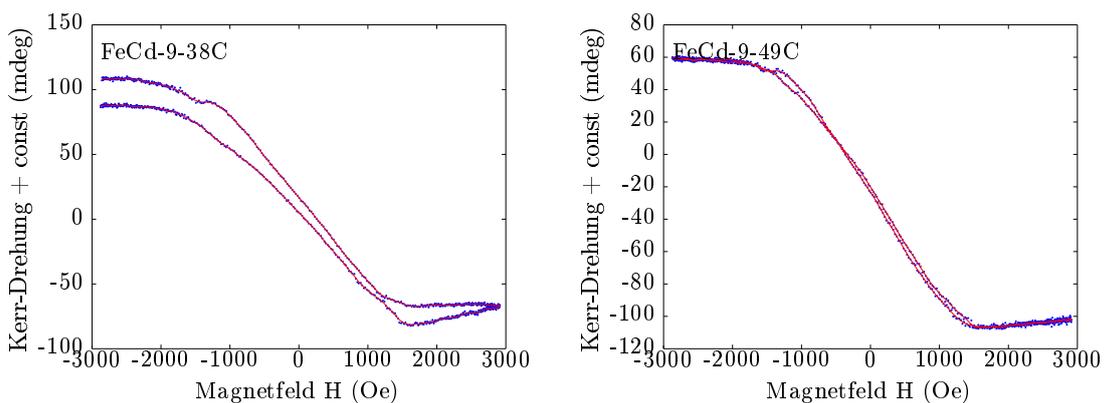


Abbildung 33: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 9 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; Links: $T = 38^\circ\text{C}$; Rechts: $T = 49^\circ\text{C}$

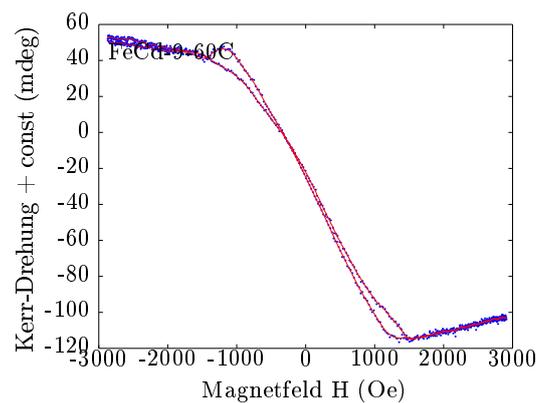


Abbildung 34: Kerrwinkel über Magnetfeld für die Probe 9 des $\text{Fe}_{1-x}\text{Gd}_x$; $T = 60^\circ\text{C}$