

# MOKE Untersuchungen an ultradünnen epitaktischen Eisenoxidschichten

Master-Arbeit

vorgelegt im Rahmen der Prüfung für den Master-Studiengang Lehramt an berufsbildenden Schulen mit den beruflichen Fachrichtungen Elektro- und Metalltechnik

Autor: Konstantin Bensch

Matrikel-Nummer: 955909 Osnabrück, 12.08.2015

Erstprüfender: Prof. Dr. Joachim Wollschläger Zweitprüfender: Dr. Karsten Küpper

# Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Magnetismus	3
2.1.1	Magnetisches Feld	3
2.1.2	2 Typen des Magnetismus	3
2.1.3	3 Magnetische Domänen	6
2.1.4	1 Die Magnetisierungskurve	7
2.1.5	5 Magnetische Anisotropien	9
2.2	Beschreibung des magnetooptischen Kerr-Effekts	. 12
2.2.1	Aufbauarten von MOKE	. 13
2.2.2	2 Arten von MOKE	. 13
2.3	Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität	. 14
2.3.1	Der komplexe Kerr-Winkel	. 18
2.3.2	2 Trennung von linearem und Quadratischem MOKE	. 19
3.	Materialsysteme	. 23
3.1	Magnesiumoxid	. 23
3.2	Strontiumtitanat	. 24
3.3	Nickeloxid	. 24
3.4	Eisen	. 25
3.5	Magnetit	. 25
4.	Experimentelle Grundlagen	. 27
4.1	MOKE-Messsystem	. 27
4.2	Substratpräparation	. 28
4.3	Aufdampfen von Eisen/Eisenoxid	. 29
5.	Ergebnisse	. 31
5.1	Oxidiertes Eisen auf MgO (001)	. 31
5.2	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001)	. 32
5.3	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf MgO (111)	. 34
5.4	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - Reihe	. 35
5.4.1	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - 250°C (1)	. 35
5.4.2	2 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - 250°C (2)	. 36
5.4.3	<sup>3</sup> Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf STO (001)mit Au-Cap - 400°C	. 38
5.4.4	Analyse der Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf STO mit Au-Cap Reihe	. 39
5.5	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001) Reihe	. 40
5.5.1	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 150°C	. 40
5.5.2	2 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 250°C	. 41

5.5.	.3 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 350°C	
5.5.4	.4 Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 450°C	
5.5.	.5 Analyse der Reihe $Fe_3O_4$ auf NiO STO (001)	
6.	Diskussion und Fazit	
7.	Literaturverzeichnis	

# 1. Einleitung

Die technischen Geräte entwickeln sich heutzutage immer weiter. Die Folge dieses technischen Fortschritts ist ein Bedarf an neueren und besseren Technologien. Die neuen Bauteile sollen kleiner und Leistungsfähiger sein. Diese Bauteile bestehen sehr oft unter anderem aus ultradünnen Schichten. Solche Bauteile werden zum Beispiel in Leseköpfen heutiger Festplatten eingesetzt. Des Weiteren ist auch die Entwicklung neuer Speichermedien, die den magnetischen Tunnelwiderstand nutzen zu erwähnen. Deshalb können auch magnetische Materialien wie Eisenoxide bei diesen Bauteilen eine wichtige Rolle spielen.

Damit eine Entwicklung solcher Bauteile einen Erfolg hat, ist es wichtig die magnetischen Eigenschaften der verwendeten Materialien zu kennen. In der Arbeitsgruppe "Dünne Schichten und Grenzflächen" an der Universität Osnabrück werden die magnetischen Eigenschaften von verschiedenen Materialien seit 2007 mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts (MOKE) untersucht. Mit Hilfe des magnetooptischen Kerr-Effekts ist es möglich die magnetisch leichten und schweren Achsen eines Materials zu bestimmen oder Ummagnetisierungsprozesse der Materialien zu beschreiben.

Das Ziel dieser Arbeit ist die MOKE Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von verschiedenen Proben. Bei den Proben handelt es sich um ultradünne Magnetitschichten, Magnetit-Nickeloxid Doppelschichten und einer oxidierten Eisenschicht. Dabei wurden unterschiedliche Substrate verwendet. Es werden sowohl Einzelproben als auch Probenreihen, bei denen ein oder mehrere Parameter geändert wurden, untersucht. Dabei sollen über Koerzitivfelder und Remanenzen einer Probe die magnetisch leichten und schweren Richtungen ermittelt werden.

Die theoretischen Grundlagen des magnetooptischen Kerr-Effekts werden in Kapitel 2 vorgestellt. In Kapitel 3 wird das Materialsystem vorgestellt. Die verwendete MOKE-Messanlage und die Probenpräparation werden in Kapitel 4 beschrieben. Die Messergebnisse werden in Kapitel 5 vorgestellt und in Kapitel 6 diskutiert.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1 Magnetismus

Den magnetischen Kerr-Effekt kann man nur bei magnetischen Stoffen beobachten. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit verschiedenen Arten von Magnetismus, wie diese entstehen und welche Auswirkungen diese auf bestimmte Materialien haben.

## 2.1.1 Magnetisches Feld

Bringt man Materie in ein Magnetfeld so wird die Materie magnetisiert. Diese Magnetisierung hängt vom externen H-Feld und von der Suszeptibilität  $\chi_m$  des Materials ab.

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \tag{2.1}$$

Die Magnetisierung überlagert sich mit dem Magnetfeld und kann dieses abschwächen oder verstärken zu einem Gesamtfeld

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

Verknüpft man diese Formel mit der magnetischen Permeabilität  $\mu$ , so bekommt man für das Magnetfeld

$$\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}.$$
(2.3)

Dabei ist die magnetische Permeabilität

$$\mu = 1 + \chi_m. \tag{2.4}$$

Man kann die Magnetisierung der Materie durch das H-Feld wahlweise durch  $\overline{M}$ ,  $\mu$  oder die Suszeptibilität  $\chi$  ausdrücken. Für Vakuum gilt  $\mu$ =1 und  $\chi$ =0 [1].

## 2.1.2 Typen des Magnetismus

Man kann die magnetischen Materialien hinsichtlich ihrer Reaktion auf das externe inhomogene Magnetfeld in verschiedene Typen unterteilen. Die Magnetisierung eines Materials wird aus der Vektorsumme aller atomaren magnetischen Momente  $\vec{\mu}$  pro Volumeneinheit *V* durch

gebildet.

## Diamagnet

Diamagnetismus tritt in allen existierenden Substanzen auf, ist aber so schwach  $(\chi = -10^{-6})$ , dass es von den anderen Formen überdeckt wird. Betrachtet man ein reines diamagnetisches Material, ist das gesamte magnetische Moment des Materials gleich null. Erst in einem äußeren Magnetfeld bekommt eine diamagnetische Probe ein entgegengerichtetes magnetisches Moment. Das ist der Grund dafür, dass die Probe aus einem inhomogenen magnetischen Feld herausgedrückt wird. Ursache ist die Faraday'sche Induktion. Wird eine diamagnetische Probe aus dem feldfreien Raum in ein Magnetfeld gebracht, steigt der magnetische Fluss und, nach der Lenz'schen Regel, werden Ringströme induziert, die ein Gegenfeld aufbauen. Für die Atome bedeutet das eine Änderung der Elektronenbewegung, was zu einem sehr schwachen Gegenfeld führt ( $M = -10^{-6}$ ). Beispiele für Diamagneten sind Atome oder Ionen mit abgeschlossenen Elektronenschalen, wie He, Ne, Cl<sup>-</sup> und Na<sup>+</sup>.

## Paramagnet

Die paramagnetischen Atome besitzen auch ohne ein äußeres Magnetfeld ein permanentes magnetisches Moment. Dieses magnetische Moment wird von den Spin- und Bahnmomenten aller Elektronen gebildet. Allerdings sind in so einem Festkörper die Momente aller Atome statistisch verteilt und ergeben in der Summe null. Erst wenn ein Paramagnet in ein äußeres Magnetfeld *H* gebracht wird, richten sich die Atome parallel zum Magnetfeld und ergeben die Magnetisierung des Materials  $M = \chi_m * \vec{H}$ . Ein Paramagnet wird somit in ein inhomogenes externes Magnetfeld hineingezogen. Die Ausrichtung der Momente ist aber nicht exakt parallel zum externen Feld, da die thermische Bewegung der Atome zu einer Fluktuation um die Richtung von H führt. Ursache dafür ist die hohe thermische Energie gegenüber der durch die magnetische Ausrichtung gewonnenen potentiellen Energie. Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung paramagnetischer Materialien wird durch das Curie-Gesetz beschrieben.

$$M = \frac{c}{T}B \tag{2.6}$$

Dieses gilt für nicht zu große Werte von B/T, also unterhalb des Sättigungswertes  $M_{sat}$ . *C* ist die Curie-Konstante und ist materialabhängig [1].

## Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus

Wie beim Paramagnetismus existieren bei Ferro-, Antiferro- und Ferrimagnetismus magnetische Dipolmomente auch ohne ein äußeres Magnetfeld. Im Unterschied zum Paramagnetismus richten sich die magnetischen Dipolmomente auch ohne äußeres Magnetfeld parallel zueinander aus, was beim Paramagnetismus nicht der Fall ist. Anlegen eines äußeren Magnetfelds der Feldstärke  $\vec{H}$  führt dann dazu, dass sich die magnetischen Dipolmomente au

Beim Ferromagnetismus richten sich die magnetischen Dipolmomente in eine gemeinsame Richtung aus, was eine Magnetisierung  $M \neq 0$  zur Folge hat (Abbildung 1 links). Bei Raumtemperatur gibt es insgesamt drei ferromagnetische Elemente. Diese sind Eisen (Fe), Cobalt (Co) und Nickel (Ni). Bei tiefen Temperaturen gibt es Lanthanoide und manche Verbindungen oder Legierungen, die ein ferromagnetisches Verhalten aufweisen können.

Beim Antiferromagnetismus richten sich die magnetischen Dipolmomente antiparallel aus (Abbildung 1 mitte). Die magnetischen Momente heben sich im Mittel auf und es gilt M = 0. Beispiele für Antiferromagnete sind Manganoxid (MnO), Eisenoxid (FeO) und Cobaltoxid (CoO).

Beim Ferrimagnetismus richten sich die magnetischen Dipolmomente ebenfalls antiparallel aus, jedoch heben sie sich aufgrund der unterschiedlichen Beiträge nicht im Mittel auf, was zu  $M \neq 0$  führt (Abbildung 1 rechts). Beispiele dafür sind Manganferrat (MnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>) und Cupferferrat (CuFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)



Abbildung 1Schematische Darstellung der Orientierungen für Ferro- (links), Antiferro- (mitte) und Ferrimagnetismus (rechts).

Wird die Curie-Temperatur  $T_C$  überschritten, werden Ferro-, Antiferro- und Ferrimagneten zu Paramagneten. Bei diesen Temperaturen ist die thermische Energie so hoch, dass die geordnete Struktur der magnetischen Dipole nicht mehr aufrechterhalten werden kann. Die temperaturabhängige magnetische Suszeptibilität  $\chi_m$  kann mit C als Curie-Konstante oberhalb von T<sub>C</sub> wie folgt berechnet werden:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_C} \tag{2.7}$$

Charakteristisch für Ferromagneten ist, dass die Suszeptibilität  $\chi_m >> 1$  ist. Damit gilt, dass das induzierte Magnetfeld  $\mu_0 * \vec{M}$  viel größer als das angelegte Feld  $\mu_0 * \vec{H}$  ist. Dadurch vereinfacht sich beim Ferromagneten die Gleichung 2.19 zu  $\vec{B} = \mu_0 * \vec{M}$  [25].

# 2.1.3 Magnetische Domänen

Um zu verstehen was magnetische Domänen sind, betrachtet man eine einkristalline Probe eines ferromagnetischen Materials, d.h. eine Probe, in der sich die regelmäßige Anordnung der Atome des Kristallgitters ohne Störung oder Unregelmäßigkeiten durch das gesamte Volumen der Probe erstreckt. So ein Kristall besitzt normalerweise eine Anzahl von magnetischen Domänen. Damit bezeichnet man die Bereiche in denen die Ausrichtung der atomaren Dipole praktisch perfekt parallel ist. Zueinander sind die Domänen aber nicht parallel ausgerichtet. Für den gesamten Kristall bedeutet das, dass die magnetischen Momente der Domänen sich weitgehend gegenseitig aufheben.

Ferromagnetische Materialen sind keine Einkristalle sondern bestehen aus vielen winzigen Kristallen, die zufällig zueinander orientiert sind. Man spricht von polykristallinen Materialien. Jeder dieser Kristalle in einer solchen Probe besteht aus magnetischen Domänen mit zufälliger Ausrichtung zueinander. Wenn man solche Proben magnetisiert, indem man sie in ein äußeres Magnetfeld mit allmählich ansteigender Feldstärke bringt, bewirkt man zwei Effekte. Der erste Effekt ist, dass die Domänen, die parallel zum äußeren Feld orientiert sind, auf Kosten der benachbarten Domänen wachsen. Der zweite Effekt ist, dass sich die Dipole einer Domäne geschlossen in Richtung des äußeren Felds umorientieren (Abbildung 2).



Abbildung 2 Domänenstruktur

Die Austauschkopplung und Domänisierung bewirken gemeinsam folgendes Ergebnis: Eine ferromagnetische Substanz bewirkt in einem äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$ ein starkes magnetisches Dipolmoment in Richtung von  $\vec{B}$ . Wenn das Feld inhomogen ist, wird die ferromagnetische Substanz aus dem Bereich kleinerer Feldstärke zum Bereich größerer Feldstärke hingezogen [2].

# 2.1.4 Die Magnetisierungskurve

Wird an eine ferromagnetische Substanz ein äußeres Magnetfeld  $B_0$  angelegt und danach wieder entfernt, geht die Magnetisierung nicht auf demselben Weg zurück. Die Abbildung 3 zeigt die Auftragung von  $B_M$  gegen  $B_0$ .



Abbildung 3 Magnetisierungskurve (Entnommen aus [26] und überarbeitet)

Man beginnt mit einem unmagnetischen Stück (Punkt a). Danach wird der Strom in der Spule erhöht bis die Feldstärke dem Punkt b entspricht. Daraufhin wird der Strom in der Spule bis auf null reduziert (Punkt c) und schließlich umgekehrt erhöht bis die Feldstärke dem Punkt d entspricht. Anschließend wird die Feldstärke wieder auf null reduziert (Punkt e) und nochmal umgekehrt erhöht, bis die Feldstärke den Punkt b wieder erreicht.

Den Verlauf der Magnetisierungskurve, das die Magnetisierung nicht entlang derselben Kurve zum Anfangspunkt zurückkehrt, dem sie bei der Erhöhung des Feldes gefolgt war, nennt man Hysterese. In den Punkten c und e ist das Material magnetisiert obwohl kein externes Feld anliegt. An diesen Punkten hat man die typische permanente Magnetisierung von ferromagnetischen Materialien vorliegen.

Das Auftreten einer Hysterese kann mit Hilfe der magnetischen Domänen erklärt werden. Wenn das äußere Magnetfeld  $B_0$  erhöht und anschließend wieder reduziert wird, kehren die Domänen nicht vollständig in ihren Anfangszustand zurück, sondern

behalten teilweise ihre vorherige Orientierung. Dieses Verhalten ist Entscheidend für die magnetische Datenspeicherung auf Tonbändern, Kassetten oder Festplatten [2]. Ist die magnetische Feldstärke H so groß, dass sich die magnetischen Momente komplett in eine Richtung ausgerichtet haben, kann die Magnetisierung M bei der Erhöhung von H nicht mehr größer werden. Diese Sättigungsmagnetisierung wird als M<sub>Sat</sub> bezeichnet. Senkt man die Feldstärke wieder ab, bilden sich im Ferromagneten neue Domänen, was zu einer Verringerung der Magnetisierung führt. Senkt man die Feldstärke bis diese den Wert null erreicht, bleibt im Ferromagneten eine Restmagnetisierung, die als Remanenz  $M_R$  bezeichnet wird. Legt man von hier aus ein Gegenfeld in die andere Richtung, steigt die Anzahl der Domänen weiter an, bis die Magnetisierung den Wert null erreicht. An dieser Stelle ist die vektorielle Summe über alle magnetischen Momente null. Die äußere Magnetfeldstärke H, welche dafür benötigt wird, nennt man Koerzitivfeldstärke  $H_k$ . Bei weiterer Erhöhung von H begibt sich die Magnetisierung der Probe M wieder in die Sättigung  $M_{Sat}$  (Abbildung 4).



Abbildung 4 Relevante Größen der Magnetisierungskurve (Entnommen aus [26] und überarbeitet)

Aus der Form der Magnetisierungskurve kann man schließen, ob man eine magnetisch schwere oder magnetisch leichte Richtung betrachtet. Um den Unterschied zwischen der magnetisch leichten und magnetisch schweren Richtung zu verstehen, werden in der Abbildung 5 zwei Magnetisierungskurven dargestellt.



Abbildung 5 Magnetisierungskurve der magnetisch leichten (links) und magnetisch schweren (rechts) Richtungen

Die magnetisch leichte Richtung zeichnet sich durch eine hohe Remanenz und eine hohe Koerzitivfeldstärke aus. Die Kurve sieht eher rechteckig aus. Ist das äußere Feld komplett abgestellt, ist die Remanenz sehr nah an der Sättigungsmagnetisierung. Daher gilt für leichte Richtung  $M_R \approx M_{Sat}$ .

Bei der magnetisch schweren Richtung sind die Remanenz und die Koerzitivfeldstärke kleiner. Die Kurve sieht nicht mehr rechteckig aus, sondern ist deutlich abgerundeter und viel schmaler. Daher gilt hier  $M_R < M_{Sat}$ .

## 2.1.5 Magnetische Anisotropien

Durch die Betrachtung der freien Energiedichten *F* erhält man einen Aufschluss über die magnetische Anisotropie von Festkörpern. Diese setzt sich aus der Zeeman-Energie und aus mehreren weiteren Anisotropiebeiträgen zusammen.

$$F = F_{Zeeman} + F_{Form} + F_{Kristall} + F_{Uni} \dots$$
(2.8)

Lokale Minima der Energiedichte entsprechen den magnetisch leichten Richtungen. Dementsprechend stellen die lokalen Maxima die magnetisch schweren Richtungen dar. Im Weiteren werden die wesentlichen Beiträge für die Energiedichte kurz erläutert.

#### **Zeeman Energie**

Ein Körper mit einer Magnetisierung  $\overline{M}$  besitzt in einem externen Magnetfeld  $\overline{H}$  eine potentielle Energiedichte  $F_{Zeeman}$ . Diese potentielle Energiedichte wird Zeeman-Energie genannt. Die Zeeman Energie kann wie folgt berechnet werden:

$$F_{Zeeman} = -\mu_0 \vec{H} \cdot \vec{M} \tag{2.9}$$

Eine Minimierung der Gesamtenergie erfolgt durch eine Ausrichtung der Magnetisierung parallel zum äußeren Magnetfeld. Wenn nur dieser Beitrag vorliegt, handelt es sich um ein magnetisch isotropes Medium. Hier ist die Magnetisierung immer in der Lage dem äußeren magnetischen Feld direkt zu folgen.

#### Formanisotropie

Die Ursache der Formanisotropie sind die Wechselwirkungen magnetischer Dipole in endlich ausgedehnten Festkörpern. An den Oberflächen sind unkompensierte Dipole zu finden, die nicht zu allen Seiten von Nachbarn umgeben sind. Dadurch wird ein magnetisches Streufeld  $\vec{H}_{streu}$  erzeugt, das auch Entmagnetisierungsfeld genannt wird. Dem äußeren Magnetfeld ist es entgegengesetzt gerichtet. Den Beitrag zur freien Energiedichte kann man durch folgende Integration berechnen:

$$F_{Form} = -\mu_0 \int \vec{H}_{Streu} \,\vec{M} dM. \tag{2.10}$$

Es ist möglich das Streufeld mit Hilfe des Entmagnetisierungstensors  $\widehat{N}$  über

$$\vec{H}_{Streu} = -\hat{N}\vec{M} \tag{2.11}$$

zu beschreiben. Für dünne Schichten hat dieser die Form

$$\widehat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
(2.12)

Damit folgt  $\vec{H}_{Streu} = (0,0,M_3)$  mit  $M_3 = M_{Sätt} \cos(\Phi)$ . Der Winkel  $\Phi$  ist der Winkel zwischen der Oberflächennormalen und dem Magnetisierungsvektor (Abbildung 6).



Abbildung 6 Darstellung der Richtungskosinus  $\alpha_i$  (i=1,2,3). Der Vektor  $\overline{M}^* = \overline{M}/M_{S\"att}$ stellt den Einheitsvektor der Magnetisierung dar. Entnommen aus [3].

Damit kann der Betrag der Formanisotropie für die dünnen Schichten zu

$$F_{Form} = \frac{1}{2} \mu_0 M_{S\ddot{a}tt}^2 \cos^2(\Phi)$$
 (2.13)

zusammengefasst werden. In diesem Fall sieht man, dass der Beitrag minimal wird, wenn die Magnetisierung parallel zu Probenoberfläche liegt ( $\Phi = 90^{\circ}$ ).

#### Magnetokristalline Anisotropie

Die Spins der Elektronen stehen aufgrund der Spin-Bahn Kopplung in Wechselwirkung mit dem Kristallgitter. Die Drehung der untereinander gekoppelten Spins lässt auf die Bahnmomente ein Drehmoment wirken. Wenn eine anisotrope Elektronenverteilung vorliegt, ist die übertragene Drehung der Bahnmomente energieabhängig, da sich dadurch die Überlappung der Wellenfunktionen ändert. Also findet sich die Symmetrie des Gitters in der magnetokristallinen Anisotropie wieder. Durch eine Reihenentwicklung nach den Komponenten der Magnetisierungsrichtung, in Bezug auf die Kristallachsen, erfolgt eine quantitative Beschreibung. Als Basis werden Richtungscosinuse  $\alpha_i$  verwendet. Für kubische Systeme lässt sich

$$F_{Kristall} = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \cdots$$
(2.14)

mit den Anisotropiekonstanten K<sub>j</sub> (j=1,2,3) finden [22]. Da bei den dünnen Schichten die Magnetisierung in den Ebenen der Probenoberflächen liegt, kann  $\alpha_3$  als null angenommen werden. In der Abbildung 6 kann man sehen, dass  $\alpha_1 = \cos(\theta)$  und  $\alpha_2 = \sin(\theta)$  sind. Damit lässt sich die Gleichung wie folgt vereinfachen:

$$F_{Kristall} = \frac{K_1}{4} \sin^2(2\theta) + \cdots$$
(2.15)

Damit weist die magnetokristalline Anisotropie bei einem kubischen Kristallgitter eine Vierzähligkeit auf.

#### Wachstumsinduzierte uniaxiale Anisotropie

Einen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften kann auch der Wachstumsprozess einer magnetischen Schicht auf einem Substrat haben. Die durch Gitterfehlanpassungen hervorgerufenen mechanischen Spannungen und Rauheiten des Substrats verursachen oft eine uniaxiale Anisotropie. Außerdem können ein schräges Aufdampfen oder eine Anwesenheit eines magnetischen Feldes, während des Wachstums einer Schicht, Ursachen für die uniaxiale darstellen. Anisotropie Beschreibung erfolat durch Die den folgenden Zusammenhang:

$$F_{Uni} = K_u \sin^2(\theta - \theta_u). \tag{2.16}$$

Der Winkel  $\theta$  ist hier der Winkel zwischen der Magnetisierung  $\vec{M}$  und einer Kristallachse. Der Winkel  $\theta_u$  ist der Winkel zwischen einer Kristallachse und der Richtung minimaler Energie der uniaxialen Anisotropie.  $K_u$  ist der Anisotropiekoeffizient.

Es existieren auch weitere Anisotropiebeiträge, die die freie Energiedichte beeinflussen können. Dazu zählen z.B. die magnetoelastische Anisotropie, die Grenzflächenanisotropie und der Exchange-Bias-Effekt. An dieser Stelle wird auf diese nicht näher eingegangen [3].

## 2.2 Beschreibung des magnetooptischen Kerr-Effekts

Der magnetoopitsche Kerr-Effekt wurde zum ersten Mal 1876 von dem schottischen Physiker John Kerr beobachtet. Seine Entdeckung schrieb er in [4] nieder. Er stellte fest, dass die Polarisationsrichtung des Lichtes sich verändert, wenn es an einer magnetischen Oberfläche reflektiert wird. Nicht nur die Richtung der Polarisation verändert sich, sondern auch die Art der Polarisation. Das linear polarisierte Licht wird zum elliptisch polarisierten Licht (Abbildung 7).



Abbildung 7 Änderung der Polarisation beim magnetooptischen Kerr-Effekt

Die zwei wichtigen Größen, die bei dem magnetooptischen Kerr-Effekt relevant sind, sind der Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität. Der Kerr-Winkel beschreibt die Drehung der Polarisationsrichtung im Vergleich zu dem Ausgangswinkel. Die Kerr-Elliptizität beschreibt wie groß die elliptische Polarisation nach der Reflexion ist. Diese beiden Größen sind direkt proportional zu der Magnetisierung der Probe. Wenn man diese beiden Größen bestimmt, kann man das magnetische Verhalten und die magnetische Struktur einer Oberfläche charakterisieren.

# 2.2.1 Aufbauarten von MOKE

Die Aufbauarten von MOKE lassen sich in der Orientierung des äußeren magnetischen Felds zu Einfallsebene des Lichts und zur Probenoberfläche unterscheiden. Diese dürfen nicht mit den Arten von MOKE (Kapitel 2.2.2) verwechselt werden.

Ist das magnetische Feld senkrecht zu der Probenoberfläche und parallel zu der Einfallsebene des Lichts orientiert, handelt es sich um den polaren Aufbau.

Ist das magnetische Feld parallel zu der Probenoberfläche und parallel zu der Einfallsebene des Lichts orientiert, handelt es sich um den longitudinalen Aufbau.

Ist das magnetische Feld parallel zu der Probenoberfläche und senkrecht zu der Einfallsebene des Lichts orientiert, handelt es sich um den transversalen Aufbau.

# 2.2.2 Arten von MOKE

Der MOKE-Effekt tritt in unterschiedlichen Formen auf. Diese Formen lassen sich durch die Lage der Magnetisierung in Bezug zur Einfallsebene des Lichts definieren.

### Polarer magnetooptischer Kerr-Effekt (PMOKE):

Beim PMOKE liegt die Richtung der Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche und parallel zur Einfallsebene des Lichts. Dadurch wird bei der Reflektion des Lichtstrahls eine Drehung der Polarisationsebene und eine Änderung der Polarisation von linear polarisiertem zu elliptisch polarisiertem Licht bewirkt. Die Stärke des Effekts hängt von dem Einfallswinkel des Lichts ab. Je flacher dieser ist, desto schwächer ist der Effekt (Abbildung 8 a).

## Longitudinaler magnetooptischer Kerr-Effekt (LMOKE):

Beim LMOKE liegt die Richtung der Magnetisierung parallel zur Probenoberfläche und auch parallel zur Einfallsebene des Lichts. Dadurch wird wie bei dem PMOKE eine Drehung der Polarisationsebene des reflektierten Strahls bewirkt. Dieser Effekt ist aber im Normalfall kleiner als bei PMOKE. Die Stärke des Effekts hängt wie bei PMOKE von dem Einfallswinkel des Lichts ab. Je flacher der Winkel ist, desto stärker ist der Effekt (Abbildung 8 b).

### Transversaler magnetooptischer Kerr-Effekt

Beim TMOKE liegt die Richtung der Magnetisierung parallel zur Probenoberfläche und senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Dadurch wird eine Änderung der Intensität des reflektierten Lichts, aber keine Drehung der Polarisationsebene wie bei LMOKE oder PMOKE bewirkt (Abbildung 8 c) [5].



Abbildung 8 Arten von MOKE

Des Weiteren unterscheidet man ob das Licht parallel (p) oder senkrecht (s) zu der Probenoberfläche polarisiert ist. Die Stärke des Kerr-Effekts ist vom Einfallswinkel des Lichts und von der p- oder s-Polarisierung des Lichts abhängig.

# 2.3 Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität

Beim magnetooptischen Kerr-Effekt kann man zwischen zwei verschiedenen messbaren Größen unterscheiden. Das sind der Kerr-Winkel  $\theta_{K}$  und die Kerr-Elliptizität  $e_{K}$ . Diese sind von der Polarisationsänderung des reflektierten Lichts zu dem des einfallenden Lichts abhängig (Abbildung 9).



Abbildung 9 Relevante Größen des Kerr-Effekts.  $\Theta_K$ : Kerr-Winkel.  $\epsilon_K$ : Kerr-Elliptizitätswinkel,  $\Phi_{i,r}$ : Winkel der Hauptpolarisationsachsen,  $E_{min,max}$ : Maß für die Ellipsenachsen. In grün ist die Polarisation des einfallenden Lichtstrahls, in rot ist die Polarisation des reflektierten Lichtstrahls dargestellt.

Als Kerr-Winkel  $\theta_K$  wird die Differenz zwischen der Hauptachse der Polarisation des reflektierten Lichts ( $\Phi_r$ ) und der Polarisationsachse des einfallenden Lichts ( $\Phi_i$ ) bezeichnet. Somit kann der Kerr-Winkel mit

$$\theta_K = \Phi_r - \Phi_i \tag{2.17}$$

berechnet werden.

Für den Kerr-Elliptizitätswinkel  $\varepsilon_K$  und die Kerr-Elliptizität  $e_K$  gilt:

$$e_k = \tan \varepsilon_k = \frac{E_{min}}{E_{max}}$$
(2.18)

Für kleine Elliptizitätswinkel gilt die Näherung  $e_k = \varepsilon_k$ 

Das einfallende linearpolarisierte Licht wird aus zwei zirkularpolarisierten Anteilen zusammengesetzt. Diese beiden Anteile rotieren in entgegengesetzter Richtung und haben dabei die gleichen Amplitudengrößen, die sich weder räumlich, noch zeitlich ändern. Dies ist in der Abbildung 10 dargestellt.



Abbildung 10 Einfallendes, linearpolarisiertes Licht (grün). Blau kennzeichnet die Größen für den links drehenden, rot die Größen für den rechts drehenden Polarisationsanteil.

Hier steht  $\Phi_i^{+,-}$  für die nach links (+) und die nach rechts (-) drehende Phase. Mit  $E_i$  bezeichnet man das, aus zwei Einzelkomponenten  $E_i^{+,-}$  zusammengesetzte, linear polarisierte Licht mit der Phase  $\Phi_i$ .

Für die zirkular polarisierten Anteile gilt:

$$E^{+} = |E^{+}|e^{i\Phi_{+}}$$
(2.19)

$$E^{-} = |E^{-}|e^{i\Phi^{-}}$$
(2.20)

Abbildung 11 zeigt die Polarisation des reflektierten Lichts.



Abbildung 11 Reflektiertes, elliptisch polarisiertes Licht (grün). Blau kennzeichnet die Größen für den links drehenden, rot die Größen für den rechts drehenden Polarisationsanteil.

Für die Phasen des einfallenden und des reflektierten Lichts gilt:

$$\Phi_i = \frac{\Phi_i^+ + \Phi_i^-}{2} \tag{2.21}$$

$$\Phi_r = \frac{\Phi_r^+ + \Phi_r^-}{2} \tag{2.22}$$

Der Kerr-Winkel ist als Differenz zwischen  $\Phi_r$  und  $\Phi_i$  gegeben und kann mit

$$\theta_k = \frac{\Phi_r^+ + \Phi_r^-}{2} - \frac{\Phi_i^+ + \Phi_i^-}{2} = \frac{\Phi_r^+ - \Phi_i^+}{2} + \frac{\Phi_r^- - \Phi_i^-}{2}$$
(2.23)

berechnet werden.

Durch die Definition der Phasenverschiebung  $\Delta^+ = \Phi_r^+ - \Phi_i^+$  und  $\Delta^- = -(\Phi_r^- - \Phi_i^-)$  kann die Gleichung zu

$$\theta_k = \frac{\Delta^+ - \Delta^-}{2} \tag{2.24}$$

vereinfacht werden.

Weiterhin gelten aus den Abbildungen 10 und 11 folgende Zusammenhänge:

$$|E_i^+| = |E_i^-|$$
(2.25)  

$$E_{max} = |E_r^+| + |E_r^-|$$
(2.26)  

$$E_{min} = |E_r^-| - |E_r^+|$$
(2.27)

Setzt man diese Erkenntnisse in die Gleichung für die Kerr Elliptizität ein, erhält man

$$e_k = \frac{|E_r^-| - |E_r^+|}{|E_r^+| + |E_r^-|} \tag{2.28}$$

Durch die Verwendung des Amplitudenverhältnisses  $|r^{+,-}| = \frac{E_r^{+,-}}{E_i^{+,-}}$  kann dieser Ausdruck zu

$$e_k = \frac{|r^-|E_i^-|-|r^+|E_i^+|}{|r^+|E_i^+|+|r^-|E_i^-|} = \frac{|r^-|-|r^+|}{|r^-|+|r^+|}$$
(2.29)

zusammengefasst werden [6].

#### 2.3.1 Der komplexe Kerr-Winkel

Fasst man die Kerr-Drehung und die Kerr-Elliptizität zusammen, führt dieses zur Einführung eines komplexen Kerr-Winkels. Dieser komplexe Kerr-Winkel wird mit  $\Phi_K$  bezeichnet und wie folgt berechnet:

$$\Phi_K = \theta_K - ie_K \tag{2.30}$$

Dieser ist folglich auch proportional zu der Magnetisierung der untersuchten Probe. Der in dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau lässt sich durch den *Jones*-Formalismus charakterisieren [7]. Die Einflüsse der einzelnen Komponenten auf die Polarisation des Lichts lassen sich durch *Jones*-Matrizen beschreiben:

$$\widehat{R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}$$
(2.31)

Diese Matrix besteht aus komplexen Reflektionskoeffizienten für senkrecht (s) und parallel (p) polarisiertem Licht. Die Elemente der Matrix beschreiben wie sich bei der Reflektion der Anteil der Polarisation verändert. Die Diagonalelemente  $r_{ss}$  und  $r_{pp}$ verändern die Anteile senkrechter und paralleler Polarisation des eintreffenden Lichts in gleicher Polarisation. Die nicht diagonalen Anteile erzeugen bei senkrecht polarisiertem ankommendem Licht parallele Anteile ( $r_{sp}$ ) und bei parallel ankommendem Licht senkrechte Anteile ( $r_{ps}$ ). Es entsteht eine gedrehte elliptische Polarisation. Mithilfe der Matrixelemente kann der komplexe Kerr-Winkel für linear senkrecht und parallel polarisiertes Licht bestimmt werden. Nach [8] ergeben sich diese aus:

$$\Phi_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \tag{2.32}$$

$$\Phi_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} \tag{2.33}$$

Diese komplexen Reflektionskoeffizienten sind von dem Dielektrizitätstensor  $\hat{\epsilon}$  abhängig. Der Dielektrizitätstensor ist materialspezifisch und beschreibt die Wechselwirkung zwischen Materie und elektromagnetischen Wellen. Seine Symmetrie ist von der Symmetrie des untersuchten Kristallsystems abhängig. Es wurde gezeigt, dass nur die nicht diagonalen Elemente des Tensors proportional zum magnetischen Fluss  $\vec{B}$  sind [6].

Die Magnetisierung ist linear vom äußeren Feld abhängig. (Formel 2.1) Hierbei handelt es sich bei  $\chi$  um die Suszeptibilität. Für die magnetische Flussdichte gilt die Formel 2.2. Weiterhin gilt sowohl bei ferro- als auch bei antiferromagnetischen Materialien  $\chi \gg 1$  ist. Hierraus kann man schließen, dass der Einfluss des äußeren magnetischen Feldes  $\vec{H}$  auf die magnetische Flussdichte, gegenüber dem Einfluss der Magnetisierung  $\vec{M}$ , vernachlässigt werden kann. Daraus ergibt sich, dass  $\vec{B} \propto \vec{M}$  ist und für den komplexen Kerr-Winkel gilt:

$$\Phi_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} \propto \epsilon_{ij} \propto B \propto M$$
(2.34)

$$\Phi_K^p = -\frac{r_{sp}}{r_{pp}} \propto \epsilon_{ij} \propto B \propto M$$
(2.35)

Hierbei ist  $i \neq j$ . Die Proportionalität zwischen dem Kerr-Winkel und der Magnetisierung konnte durch quantenmechanische Rechnungen bestätigt werden [9]. Leider können aus der Proportionalität keine absoluten Werte für die Magnetisierung bestimmt werden.

## 2.3.2 Trennung von linearem und Quadratischem MOKE

Bei der Berechnung des komplexen Kerr-Winkels wird von einer Abhängigkeit erster Ordnung ausgegangen. Aber im Jahre 1965 wurde durch theoretische Berechnungen vorhersagt, dass auch die Terme zweiter Ordnung einen Einfluss auf den MOKE haben können [10]. Dabei spricht man von linearen MOKE (LinMOKE) und quadratischen MOKE (QMOKE). Im Jahre 1990 wurde dieser an Ni/Fe – Doppelschichten zum ersten Mal nachgewiesen [11].

Auch bei den Proben die im Rahmen dieser Masterarbeit untersucht wurden, kann man quadratische Effekte beobachten. Um bei der Auswertung vernünftige Aussagen zu treffen, muss die gemessene Hysterese in quadratischen MOKE und linearen MOKE aufgeteilt werden. Die Trennung wird mit folgender Rechnung durchgeführt.

Für den komplexen Kerr-Winkel bei einfallendem s- bzw. p- polarisiertem Licht gilt:

$$\Phi_K^s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = A_s \left( \epsilon_{yx} - \frac{\epsilon_{xz} \epsilon_{yz}}{\epsilon_{xx}^{(0)}} \right) + B_s \epsilon_{yz} \quad \text{bzw.}$$
(2.36)

$$\Phi_K^p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = -A_p \left( \epsilon_{xy} - \frac{\epsilon_{zy} \epsilon_{zx}}{\epsilon_{xx}^{(0)}} \right) + B_p \epsilon_{zy}$$
(2.37)

Das gilt nur falls die verwendete Wellenlänge des Lichts  $\lambda$ , der Brechungsindex *n* und die Schichtdicke *D* des verwendeten Materials folgenden Zusammenhang erfüllt [12]:

$$D \ll \frac{\lambda}{4\pi n} \tag{2.38}$$

Bei den Koeffizienten  $A_{s/p}$  bzw.  $B_{s/p}$  aus den Gleichungen 2.36 und 2.37 wird die Abhängigkeit vom Brechungsindex berücksichtigt.  $\epsilon_{ij}$  sind die entsprechenden Elemente des Dielektrizitätstensors. Das Diagonalelement nullter Ordnung ist konstant und wird durch den Term  $\epsilon_{xx}^{(0)}$  wiedergegeben.

Bei den dünnen Schichten kann davon ausgegangen werden, dass die Magnetisierung in der Probenoberfläche liegt. Folglich ist  $M_z = 0$ . Durch eine Drehung der Probe um die z-Achse, die senkrecht zu der Probenoberfläche steht, ergibt sich für den komplexen Kerr-Winkel [13]:

$$\Phi_{K}^{s/p} = \pm A_{s/p} \left[ 2G_{44} + \frac{\Delta G}{2} (1 - \cos(4\alpha)) + \frac{K^{2}}{\epsilon_{xx}^{(0)}} \right] M_{x} M_{y}$$
  
$$\mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \left( M_{x}^{2} - M_{y}^{2} \right) \mp B_{s/p} K M_{x}$$
(2.39)

Hierbei wird mit  $\Delta G = G_{11} - G_{12} - 2G_{44}$  der magnetooptische Anisotropieparameter dargestellt. Bei dem Winkel  $\alpha$  handelt es sich um den Winkel der zwischen der y-Achse und der [100]-Richtung des kubischen Kristalls liegt. Es ist zu erkennen, dass der letzte Term der Gleichung linear von  $M_x$  abhängt. Dieser ist für den LMOKE verantwortlich. Der QMOKE wird durch die beiden anderen Terme verursacht. Wichtig ist, dass die Annahme  $M_z = 0$  für dickere Schichten nicht gilt. Dann kann es vorkommen, dass auch ein Anteil von PMOKE auftritt.

Um den linearen MOKE vom quadratischen MOKE zu trennen, soll eine Verrechnung des Kerr-Winkels bei umgepoltem Magnetfeld erfolgen.



Abbildung 12 Schematische Darstellung des Magnetisierungsvektors bei einem kubischen System für zwei entgegengesetzte äußere Magnetfelder.

Aus der Abbildung 12 kann man erkennen, dass für die Magnetisierungskomponenten gelten:

$$\begin{split} M_{x,1} &= -M_{x,2} & (2.40) \\ M_{x,1} M_{y,1} &= M_{x,2} M_{y,2} & (2.41) \\ M_{x,1}^2 &= M_{x,2}^2 & (2.42) \\ M_{y,1}^2 &= M_{y,2}^2 & (2.43) \end{split}$$

Hierbei kann man erkennen, dass nur der lineare Term das Vorzeichen ändert. Das spricht für eine Punktsymmetrie zum Ursprung. Die Quadratischen Terme sind im Gegensatz dazu spiegelsymmetrisch zur y-Achse, weil sie das Vorzeichen nicht ändern. Aus diesen Erkenntnissen ergibt sich für LinMOKE.

$$2\Phi_{K,Lin}^{s/p}(H) = \Phi_{K}^{s/p}(H) - \Phi_{K}^{s/P}(-H) = \mp 2B_{s/p}KM_{x}$$
(2.44)

Für QMOKE gilt:

$$2\Phi_{K,Q}^{s,p}(H) = \Phi_{K}^{s,p}(H) + \Phi_{K}^{s,p}(-H)$$
  
=  $\pm 2A_{s/p} \left[ 2G_{44} + \frac{\Delta G}{2} (1 - \cos(4\alpha)) + \frac{K^{2}}{\epsilon_{xx}^{(0)}} \right] M_{x} M_{y}$   
 $\mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \left( M_{x}^{2} - M_{y}^{2} \right)$  (2.45)

LinMOKE und QMOKE kann man also durch Verrechnung der verschiedenen Kerr-Winkel bei umgepoltem Magnetfeld gleicher Intensität voneinander trennen. Es können aber auch Effekte wie *Exchange Bias* auftreten, durch die dieses Verfahren nicht mehr anwendbar ist [14].

## 3. Materialsysteme

Im folgenden Kapiteln werden die verwendeten Materialien und dessen Eigenschaften vorgestellt. Dazu zählen Magnesiumoxid und Strontiumtitanat, die als Substrat verwendet wurden, sowie Magnetit, Eisen und Nickeloxid, die als dünne Schicht auf das Substrat aufgetragen wurden.

# 3.1 Magnesiumoxid

Die chemische Formel für das Magnesiumoxid lautet MgO. Magnesiumoxid besteht aus zweifach positiv geladenen Magnesiumionen (Mg<sup>2+</sup>) und zweifach negativ geladenen Sauerstoffionen (O<sup>2-</sup>). Es ist diamagnetisch und kristallisiert in der Natriumchloridstruktur mit einer Gitterkonstante von  $a_{MgO} = 4,21$ Å. Die Untergitter sind kubisch flächenzentrierte Kristallgitter, die um eine halbe Gitterkonstante gegeneinander verschoben sind. Betrachtet man die Gitterkonstante der Elementarzelle, so liegen dort abwechselnd Magnesium- und Sauerstoffionen vor. Jedes Magnesiumion ist von sechs Sauerstoffionen umgeben und dementsprechend ist auch jedes Sauerstoffion von sechs Magnesiumionen umgeben.

Die Einheitszelle der Oberfläche kann als einfache kubische Einheitszelle angesehen werden, die um 45° gedreht wurde. Die Gitterkonstante beträgt demnach  $a_s = a_{MaO}/\sqrt{2}$  (Abbildung 13) [15].



Abbildung 13 Magnesiumoxid hat die Gitterkonstante  $a_{MgO} = 4,21$ Å. Die Oberflächeneinheitszelle der (001) – Oberfläche hat die Gitterkonstante  $a_s = a_{MgO}/\sqrt{2}$ . Entnommen aus [16].

# 3.2 Strontiumtitanat

Die chemische Formel für das Strontiumtitanat lautet SrTiO<sub>3</sub>. Das Stromitiumtitanat ist in einer kubischen Elementarzelle der Perowski-Struktur kristallisiert. Hierbei sind Titanionen oktaedrisch von den Sauerstoffionen umgeben. Die Sauerstoff-Oktaeder sind über ihre Ecken verknüpft und ergeben somit das kubische Gitter. Die darin entstehenden Lücken sind mit Strontiumionen gefüllt, die von zwölf Sauerstoffionen umgeben sind. Die Abbildung 14 zeigt eine schematische Darstellung von STO.



Abbildung 14 Elementarzellen von Strontiumtitanat. Entnommen aus [17].

Die Gitterkonstante von STO beträgt  $a_{STO} = 3,91$ Å. Die Oberfläche von STO kann durch seine Kristallstruktur entweder TiO<sub>2</sub> oder SrO terminiert sein. STO ist diamagnetisch. Es ist ein Isolator und für das sichtbare Licht transparent [17].

# 3.3 Nickeloxid

Die chemische Formel für das Nickeloxid lautet NiO. Nickeloxid besteht aus zweifach positiv geladenen Nickelionen (Ni<sup>2+</sup>) und aus zweifach negativgeladenen Sauerstoffionen (O<sup>2-</sup>). Nickeloxid kristallisiert in der Natriumchloridstruktur mit einer Gitterkonstante von  $a_{NiO} = 4,17$ Å. Der Aufbau der Elementarzelle entspricht dem Aufbau der Elementarzelle des Magnesiumoxids. (vgl. Kap 3.1). Nickeloxid ist antiferromagnetisch und hat auf STO eine Gitterfehlanpassung von 6,5% und auf MgO eine von 0,9%.

# 3.4 Eisen

Eisen steht in der achten Nebengruppe des Periodensystems, besitzt die Ordnungszahl 26 und ist ein Übergangsmetall. Die Elektronenkonfiguration für Eisen lautet [Ar]3d<sup>6</sup>4s<sup>2</sup>. Reines Eisen kann in verschiedenen Modifikationen vorkommen. Sie heißen  $\alpha$ -,  $\delta$ - und  $\gamma$ -Eisen. Die Temperatur ist dafür entscheidend, welche Modifikation von Eisen vorliegt. Die thermodynamisch stabilste Modifikation ist das  $\alpha$ -Eisen, welches bis zu einer Temperatur von T<sub> $\alpha$ </sub> = 1184K vorliegt. Das  $\alpha$ -Eisen kristallisiert in einem kubisch raumzentriertem Kristallgitter (bcc= body-centered cubic). Bis zu seiner Curie-Temperatur (T<sub>c</sub> = 1041K) ist es ferromagnetisch und darüber hinaus paramagnetisch. Die Atome bilden ein kubisch innenzentriertes Gitter mit einer Gitterkonstante von  $a_{Fe}$ =2,87Å (Abbildung 15) [16].



Abbildung 15 Schematische Darstellung des Eisenkristallgitters (Entnommen aus [16]).

# 3.5 Magnetit

"Die chemische Formel für den Magnetit lautet Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>. Magnetit gehört zur Klasse der Eisen (II,III) – Oxide. Es ist ferrimagnetisch und hat eine Currie-Temperatur von 858K. Magnetit kristallisiert in der inversen Spinell-Struktur und kann nach der allgemeinen Formel für Spinelle AB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> als Fe<sup>3+</sup>[Fe<sup>2+</sup>Fe<sup>3+</sup>]O<sub>4</sub> geschrieben werden. Spinell-Strukturen bestehen allgemein aus einem kubisch flächenzentrierten Oxidionengitter, bei dem die Hälfte der Oktaeder- und ein Achtel der Tetraederlücken durch Metallkationen besetzt sind. Bei einer normalen Spinell-Struktur AB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> befinden sich alle A-Kationen in Tetraederlücken und alle B-Kationen in Oktaederlücken. Die Bezeichnung inverse Spinell-Struktur wird verwendet, da sich die Fe<sup>3+-</sup> Ionen (B) zur Hälfte auf Tetraederlücken und Oktaederlücken verteilen. Die <sup>Fe2+</sup>-Ionen (A) befinden sich in den restlichen Oktaederlücken (Abbildung 16). Die Gitterkonstante von Magnetit beträgt a<sub>Fe3O4</sub> = 8,40Å. Hiernach hat Magentit auf Magnesium eine Gitterfehlanpassung von ca. 0,3% und auf STO von 7,0%. Auf NiO beträgt die Gitterfehlanpassung 0,5%" [16].



Abbildung 16 Schematische Darstellung der Einheitszelle von Magnetit. Entnommen aus [18].

# 4. Experimentelle Grundlagen

# 4.1 MOKE-Messsystem

Zur Messung des MOKE Effekts wird die Intensitätsmethode verwendet. Bei dieser Methode wird die Intensität des Lichts gemessen, das nach der Reflektion an der Probe durch einen Polarisator läuft, der in einem festen Winkel eingestellt ist. Bei kleinen Kerr-Drehungen ist diese Intensität proportional zur Magnetisierung. Der Aufbau der Messvorrichtung ist in der Abbildung 17 dargestellt



Abbildung 17 Experimenteller Aufbau für die MOKE Messung

Als Lichtquelle wird ein Helium-Neon Laser der Wellenlänge 632,8nm verwendet, der unter einem Winkel von 45° auf die Probenoberfläche strahlt. Das Laserlicht ist bereits vorpolarisiert. Um die Intensität des Lichts verändern zu können, ist zwischen dem Laser und der Probe ein Polarisator und ein  $\lambda/2$ -Plättchen geschaltet. Das  $\lambda/2$ -Plättchen bewirkt eine Drehung der Schwingungsrichtung des Lichts. Der Polarisator

dient dazu das Licht entweder senkrecht oder parallel polarisiert auf die Probe treffen zu lassen.

Für die Probe ist ein Probenhalter installiert, der sich zwischen den beiden Polschuhen eines Elektromagneten befindet. Der Probenhalter lässt sich mit Hilfe dreier Stellschrauben im Raum verkippen. Dadurch kann die Probenoberfläche senkrecht zur Drehachse des Probenhalters ausgerichtet werden. Damit wird ein Wandern des reflektierten Lichtstrahls auf der Photodiode minimiert. Diese Kalibrierung sollte vor jeder Messung stattfinden. Zusätzlich ist der Probenhalter an einem Schrittmotor und einem Winkelmesser befestigt. Beide sind zur Steuerung mit einem Computer verbunden. Die Stärke des magnetischen Feldes wird mit einer Hall-Sonde gemessen, die direkt vor der Probenoberfläche eingebaut ist. Der maximale magnetische Fluss beträgt etwa 120mT.

Nachdem der Lichtstrahl an der Probenoberfläche reflektiert wurde, durchläuft er einen photoelastischen Modulator (PEM) und einen Analysator und trifft danach auf eine Photodiode. Das wichtigste Bauteil eines PEM ist ein Piezokristall. Der Brechungsindex des Piezokristalls lässt sich durch Anlegen einer Wechselspannung mit der Frequenz Ω modulieren. Dadurch wird eine zeitabhängige Phasenverschiebung des Lichtstrahls parallel zur Modulationsachse verursacht. Dies wird durch die Modulation  $\Delta = \Delta_0 \sin(\Omega t)$  beschrieben. Damit ein optimales Signal/Rausch Verhältnis erreicht wird, wird die Amplitude  $\Delta_0$ , die auch als Retardierung bezeichnet wird, auf 184° eingestellt. Nachdem das Licht den PEM passiert hat, trifft es auf einen um 45° zur Modulationsachse gedrehten Analysator. Hier wird die Modulation der Polarisation in eine Intensitätsmodulation umgewandelt, die dann von der sich dahinter befindenden Photodiode detektiert werden kann. Um die Auswirkung des Tageslichts auf die Messergebnisse zu vermeiden, ist vor der Photodiode ein Rotlichtfilter vorgebaut, welches auf die Wellenlänge des Lasers abgestimmt ist.

# 4.2 Substratpräparation

Die verwendeten Substrate werden von der Firma CrysTec bezogen und sind 1cm<sup>2</sup> große Plättchen. Die Substrate sind unter der Argonatmosphäre eingeschweißt, damit Verunreinigungen vermieden werden können. Die Seite, auf der später Adsorbate aufgebracht werden sollen, ist außerdem poliert. Die Substrate werden in die Präparationskammer zur Reinigung unter einem Sauerstoffdruck von 10<sup>-4</sup>mbar auf ca. 673K etwa 60min lang erhitzt. Danach erfolgen sowohl eine XPS- als auch eine LEED- Messung, die dann einen Aufschluss über das erfolgreiche Abschließen des Reinigungsvorgangs geben. Wenn der Reinigungsvorgang erfolgreich war, kann mit dem Aufdampfen begonnen werden [3].

# 4.3 Aufdampfen von Eisen/Eisenoxid

Die Eisen- und Eisenoxidschichten werden mittels der Molekularstrahlepitaxie (MBE) auf das Substrat aufgebracht. Das Filament einer Effusionszelle wird mit einem Strom von ca. 3A zum Glühen gebracht, sodass Elektronen herausgelöst werden. Das Anlegen einer Hochspannung zwischen Projektil und Filament führt zu einem Emissionsstrom, der das Eisen-Projektil soweit erhitzt, dass Eisenatome sublimieren. Um die Aufdampfrate konstant zu halten, wird immer ein konstanter Emissionsstrom verwendet.

Die Menge des auf dem Substrat aufgedampften Eisens kann an einer kleinen Öffnung angebrachten Schwingquarz abgeschätzt werden. Wenn die gewünschte Schichtdicke erreicht ist, kann der Strahl mit einer Blende abgeschirmt werden. Die Durchführung des oben beschriebenen Vorgangs in einer Sauerstoffatmosphäre ermöglicht ein Aufdampfen von Eisenoxid auf das Substrat. Die Temperatur und der Sauerstoffpartialdruck entscheiden, wie weit die Oxydation der Eisenschicht voranschreitet [3].



Abbildung 18 Schematische Darstellung der für die Molekularstrahlepitaxie verwendeten Effusionszelle. Entnommen aus [24]

# 5. Ergebnisse

In dieser Masterarbeit wurden sowohl Einzelproben, wie auch Probenreihen untersucht. Probenreihen sind die Proben, bei deren Herstellung sich ein oder mehrere Parameter geändert haben (Schichtdicke, Aufdampftemperatur). Bei der Darstellung der Ergebnisse wird meistens die Abhängigkeit des Koerzitivfeldes von dem Drehwinkel der Probe dargestellt. Weiterhin werden die einzelnen Magnetisierungskurven der schweren und leichten Richtung dargestellt. In Einzelfällen werden die Abhängigkeiten der Remanenz vom Drehwinkel gezeigt.

# 5.1 Oxidiertes Eisen auf MgO (001)

Bei der ersten Probe, die untersucht wurde, handelt es sich um eine  $Fe_3O_4$  auf MgO (001) Probe. Besonderheit dieser Probe ist, dass auf das Substrat erst eine Eisenschicht aufgetragen wurde, die im Nachhinein oxidiert wurde. Die Magnetitschicht ist bei der Probe jedoch sehr dünn und liegt im Bereich von 1nm. Die Dicke der Eisenschicht beträgt etwa 6nm.

Bei der Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  erkennt man eine vierzählige Anisotropie (Abbildung 19 a). Auffällig dabei ist, dass die Maxima in [100] - und [ $\overline{1}00$ ]-Richtung viel breiter sind als die Maxima in [010]- und [ $0\overline{1}0$ ]-Richtung. Die Richtungsangaben beziehen sich auf das MgO Substrat. Außerdem erkennt man in den [110]-, [ $\overline{1}10$ ]-, [ $\overline{1}\overline{1}0$ ]- und [ $1\overline{1}0$ ]- Richtungen die lokalen Maxima.

Auf den ersten Blick sieht es so aus, als ob die magnetisch leichten Achsen in den [100] - und [ $\overline{1}00$ ]-Richtung liegen. Trägt man jedoch die Remanenz über den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  auf, so erkennt man, dass die leichten Achsen in den [110]-bzw. [ $\overline{1}\overline{1}0$ ]- Richtungen liegen (Abbildung 19 b).



Abbildung 19 a): Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die oxidierte Eisenschicht auf MgO (001) b) Remanenz aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die oxidierte Eisenschicht auf MgO (001)

Den gestrichelten orangen Linien in dieser und weiteren Abbildungen stellen die magnetisch leichten Richtungen der Probe dar. Aus den Grafiken 19 a und 19 b kann man entnehmen, dass das Koerzitivfeld in der magnetisch leichten Richtung 10mT und in der magnetisch schweren Richtung 18mT beträgt. Außerdem ist zu erkennen, dass die magnetisch leichten Achsen nicht exakt senkrecht zueinander stehen, sondern eine Abweichung von ca. 3° festgestellt werden kann. Diese Abweichung liegt aufgrund der Schrittweite der gemessenen Winkel im Bereich der Messungenauigkeit.

Bei den in der Abbildung 20 dargestellten Magnetisierungskurven lässt sich ein sehr großer Kerrwinkel identifizieren. Dieser liegt in Remanenz zwischen 90mdeg in der leichten Richtung und 80mdeg in der schweren Richtung. Interessant ist, dass bei dieser Probe das Koerzitivfeld in der magnetisch leichten Richtung kleiner ist als in der magnetisch schweren Richtung und dass die magnetisch schwere Richtung trotzdem eine kleinere Remanenz aufweist als die magnetisch leichte Richtung. Eine Sättigung des Kerr-Effekts ist bei einem Kerr-Winkel von 100mdeg beobachtbar.



Abbildung 20 a) Die Magnetisierungskurve für oxidierte Eisenschicht auf MgO (001) für magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 127°
 b) Die Magnetisierungskurve für oxidierte Eisenschicht auf MgO (001) für magnetisch schwere Richtung bei

#### einem Probendrehwinkel von 179°

## 5.2 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001)

Bei dieser Probe handelt es sich um eine Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf einem Nickeloxid bedampften STO (001) Substrat. Die Magnetitschicht hatte nach dem Aufdampfen eine Schichtdicke von 5,5nm. Die Nickeloxidschicht ist ebenfalls 5,5nm dick. Die Besonderheit dieser Probe ist, dass diese Probe auf 800°C hochgeheizt wurde. Aus diesem Grund kann man davon ausgehen, dass beide Schichten sich durchmischt haben.

Bei der Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  kann man eine vierzählige Anisotropie erkennen. Die Koerzitivfelder unterscheiden sich bei

dieser Probe um den Faktor 1,19 (25mT (leicht) bzw. 21mT (schwer)) (Abbildung 21). Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander.



Abbildung 21 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiOSTO (001) Probe mit 5,5nm Magnetitschichtdicke.

Die Magnetisierungskurven in leichter und schwerer Richtung weisen einen geringen Kerr-Winkel auf. In der magnetisch schweren Richtung ist der Kerr-Winkel etwas höher als in der magnetisch leichten Richtung und beträgt in der schweren Richtung 3mdeg und in der leichten Richtung 2mdeg. Der Sättigungszustand ist bei dieser Probe bei einem Kerr-Winkel von 3mdeg erreicht (Abbildung 22).



Abbildung 22 a) Die Magnetisierungskurve für die Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiOSTO (001) für magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 183°
b) Die Magnetisierungskurve für die Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiOSTO (001) für magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 318°

# 5.3 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf MgO (111)

Die nächste Probe, die untersucht wurde, ist eine  $Fe_3O_4$ -Schicht auf MgO (111). Die Magnetitschicht ist 40nm dick und wurde bei einer Temperatur von 250°C aufgedampft. Die Kristalloberfläche des Magnesiumoxids hat bei dieser Probe eine (111)-Orientierung.

Das Auftragen des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel  $\alpha$  der Probe weist eine vierzählige Anisotropie auf. Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander und unterscheiden sich aufgrund der uniaxialen Anisotropie gering in ihrer Koerzitivfeldstärke. Diese schwankt zwischen 55mT und 60mT. Das Koerzitivfeld der schweren Richtung beträgt 50mT (Abbildung 23).



Abbildung 23 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf MgO(111) Probe mit 40nm Magnetitschichtdicke.

Interessant ist die Betrachtung einer Magnetisierungskurve der Probe. Als Beispiel betrachtet man die Magnetisierungskurve bei einem Probendrehwinkel von 162° (Abbildung 24). Es fällt sofort auf, dass die Hysteresekurve nicht geschlossen ist. Demnach reicht das maximale magentische Feld des Magnetes, der beim Versuch verwendet wurde, nicht aus, um die vollständige Magnetisierungskurve aufzunehmen. Dementsprechend ist auch der Sättigungszustand bei einem äußeren Magnetfeld von 120mT nicht erreicht.



Abbildung 24 Die Magnetisierungskurve für die Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf MgO (111) für magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 162°

# 5.4 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - Reihe

Bei dieser Reihe handelt es sich um Magnetitschichten, die auf ein Strontiumtitanat Substrat aufgetragen und anschließend mit einer Goldschicht überzogen wurden. Die Goldschicht (Au-Cap) dient als Schutzschicht damit die Magnetitoberfläche vor Verunreinigungen geschützt ist.

## 5.4.1 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - 250°C (1)

Bei der ersten Probe handelt es sich um eine Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf einem STO Substrat mit Au-Cap. Die Magnetitschicht wurde bei einer Temperatur von 250 °C aufgedampft. Die Dicke der Magnetitschicht beträgt 15nm.

Die Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel  $\alpha$  zeigt eine vierzählige Anisotropie mit deutlich ausgeprägten magnetisch schweren und leichten Richtungen. Die Koerzitivfelder der magnetischen Achsen unterscheiden sich etwa um den Faktor 1.87 (28mT (leicht) bzw. 15mT (schwer)). In magnetisch schweren Richtungen, der [110]-Richtungen bezogen auf das MgO Substrat, sind zudem noch lokale Maxima beobachtbar (Abbildung 25). Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander.

Die Hysteresekurven (Abbildung 26) in magnetisch leichter und schwerer Richtung haben einen für Magnetit typisch geringen Kerr-Effekt [23]. Dieser liegt bei dieser Probe im Bereich von 6mdeg in magnetisch schwerer und 10mdeg in magnetisch leichter Richtung. Bei einem Kerr-Winkel von 10mdeg ist der magnetische Sättigungszustand der Probe erreicht.



Abbildung 25 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die 15nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Die Aufdampftemperatur beträgt 250°C



Abbildung 26 a) Die Magnetisierungskurve für die 15nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 250°C. Magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 273°
b) Die Magnetisierungskurve für 15nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 250°C. Magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 309°

## 5.4.2 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO (001) mit Au-Cap - 250°C (2)

Bei der zweiten Probe dieser Reihe handelt es sich um eine 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit AU-Cap, deren Magnetitschicht bei 250°C aufgedampft wurde.

Wie bei der Probe davor weist die Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  eine vierzählige Anisotropie auf. Es sind wieder die lokalen

Maxima in der magnetisch schweren Richtung erkennbar. Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander.

Das Verhältnis der Koerzitivfelder ist kleiner als bei der ersten Probe und beträgt in diesem Fall 1,55. Jedoch sind die Koerzitivfelder, im Vergleich zu der dünneren Probe, größer und betragen 31mT in der leichten Richtung und 20mT in der schweren Richtung (Abbildung 27).



Abbildung 27 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe α für die 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO(001) Substrat mit Au-Cap. Die Aufdampftemperatur beträgt 250°C

Der Kerr-Effekt beträgt bei der magnetisch leichten und schweren Richtung etwa 10mdeg. Wie in der Probe davor ist der Sättigungszustand der Probe bei einem Kerr-Winkel von 10mdeg erreicht (Abbildung 28).



Abbildung 28 a) Die Magnetisierungskurve für die 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 250°C. Magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 87° b) Die Magnetisierungskurve für 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 250°C. Magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 207°

## 5.4.3 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO (001)mit Au-Cap - 400°C

Bei der letzten Probe dieser Reihe wurde die Aufdampftemperatur des Magnetits auf 400°C erhöht. Die Schichtdicke der Magnetitschicht ist auch höher und beträgt 55nm. Die Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  zeigt, wie bei den Proben davor, eine vierzählige Anisotropie. Die lokalen Maxima der schweren Magnetisierungsrichtung sind weiterhin zu erkennen. Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander.

Das Koerzitivfeld der leichten Richtung ist im Vergleich zu der zweiten Probe dieser Reihe etwas geringer und beträgt 28mT. In schwerer Richtung kann man, im Vergleich zu der zweiten Probe, keine Koerzitivfeld Änderung beobachten. Es beträgt ebenfalls 20mT (Abbildung 29). Das Verhältnis der Koerzitivfelder der leichten zu der schweren Magnetisierungsrichtung beträgt 1,4.



Abbildung 29 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  für die 55nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO(001) Substrat mit Au-Cap. Die Aufdampftemperatur beträgt 400°C

Der Kerr-Effekt in Remanenz beträgt in den leichten und in der schweren Magnetisierungsrichtung 10mdeg. Eine Sättigung ist bei einem Kerr-Winkel von 11mdeg zu beobachten (Abbildung 30).



Abbildung 30 a) Die Magnetisierungskurve für die 55nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 400°C. Magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 183°
b) Die Magnetisierungskurve für 55nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf STO (001) Substrat mit Au-Cap. Aufdampftemperatur beträgt 400°C. Magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 231°

#### 5.4.4 Analyse der Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO mit Au-Cap Reihe

Bei dieser Reihe wurde durch die Erhöhung der Magnetitschichtdicke von 15nm auf 30nm eine Steigerung des Koerzitivfeldes sowohl in der leichten, als auch in der Magnetisierungsrichtung schweren festgestellt. Weitere Erhöhung der und Magnetitschichtdicke auf 55nm gleichzeitig die Erhöhung der Aufdampftemperatur auf 400°C bewirken eine Senkung des Koerzitivfeldes in der magnetisch leichten Richtung bzw. keine Veränderung des Koerzitivfeldes in der schweren Magnetisierungsrichtung (Abbildung 31).



Abbildung 31 Koerzitivfeld für magnetisch leichte bzw. magnetisch schwere Richtungen der Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO Au-Cap in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Magnetitschicht.

Die Erhöhung der Magnetitschichtdicke führt zu einer Abnahme des Verhältnisses der Koerzitivfelder der leichten zu der schweren Magnetisierungsrichtung der Proben (Abbildung 32).



Abbildung 32Koerzitivfeldverhältnis der leichten zu der schweren Richtung für die Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf STO Au-Cap in Abhängigkeit von der Schichtdicke der Magnetitschicht.

Mit Ausnahme der magnetisch schweren Richtung der ersten Probe (5mdeg) liegt der Kerr-Effekt in Remanenz bei 10mdeg. Der Sättigungszustand der Proben wurde bei 10mdeg bzw. 11mdeg erreicht.

# 5.5 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) Reihe

Bei dieser Reihe handelt es sich um Proben die etwa gleiche Schichtdicken haben, aber bei unterschiedlichen Substrattemperaturen hergestellt wurden. Die Aufdampftemperatur variiert von 150°C bei der ersten Probe bis 450°C bei der letzten Probe.

# 5.5.1 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 150°C

Bei der ersten Probe handelt sich um eine 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf einem Nickeloxid bedampften STO (001) Substrat. Die Aufdampftemperatur beträgt 150°C. Die Schichtdicke des Nickeloxids beträgt 10nm.

Bei der Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  kann man die magnetisch schweren Richtungen von den magnetisch leichten Richtungen kaum unterscheiden. Die vierzählige Anisotropie ist sehr schwach zu erkennen. Das Koerzitivfeld liegt im Bereich zwischen 38mT in der leichten Magnetisierungsrichtung und 32mT in der schweren Magnetisierungsrichtung (Abbildung 33). Das entspricht einem Verhältnis von 1,19.



Abbildung 33 Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe α für die 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf einem Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Die Aufdampftemperatur beträgt 150°C

Die Magnetisierungskurven der leichten und schweren Richtung ergeben in Remanenz, in beiden Fällen, einen Kerr-Winkel von 7mdeg. Der Sättigungszustand der Proben ist ebenfalls bei einem Kerr-Winkel von 7mdeg erreicht (Abbildung 34).



Abbildung 34 a) Die Magnetisierungskurve für die 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Die Aufdampftemperatur beträgt 150°C. Magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 270°

b) Die Magnetisierungskurve für die 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Die Aufdampftemperatur beträgt 150°C. Magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 39°

## 5.5.2 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 250°C

Der Unterschied dieser Probe zur ersten Probe dieser Reihe ist die Aufdampftemperatur der Magnetitschicht. Diese betrug bei dieser Probe 250°C. Die Schichtdicke des Magnetits beträgt hier 30nm, die Schichtdicke des Nickeloxids ist 9nm. Die Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel α zeigt deutlich eine vierzählige Anisotropie mit deutlich ausgeprägten magnetisch leichten und schweren Achsen, deren Koerzitivfelder sich etwa um den Faktor 1,68 unterscheiden (32mT (leichte Richtung) bzw. 19mT (schwere Richtung)). Man sieht, dass die Achsen der magnetisch leichten Richtungen senkrecht zueinander stehen. In den magnetisch schweren Richtungen sind keine lokalen Maxima zu beobachten (Abbildung 35 a). Die Kerr-Winkel in Remanenz liegen bei dieser Probe im Fall der magnetisch leichten Richtung bei etwa 10mdeg und im Fall von magnetisch schwerer Richtung bei etwa 12mdeg. Auffällig ist, dass die Remanenz der schweren Richtung höher ist als die Remanenz der leichten Richtung. Eine Sättigung des Kerr-Effekts ist bei einem Kerr-Winkel von 13mdeg beobachtbar (Abbildung 35 b und c).



Abbildung 35 a) Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe α, b) magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 87° und c) magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 315° für 30nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Aufdampftemperatur beträgt 250°C

## 5.5.3 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 350°C

Bei der dritten Probe handelt es sich um eine 26nm  $Fe_3O_4$ -Schicht auf 9nm NiO auf STO (001) Probe, deren Magnetitschicht bei 350°C aufgedampft wurde.

Im Vergleich zu der zweiten Probe in dieser Reihe haben sich die Ergebnisse dieser Probe kaum verändert. Die Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel  $\alpha$  weist eine vierzählige Anisotropie auf. In den magnetisch schweren Richtungen sind keine lokalen Maxima zu beobachten. Auch in diesem Fall stehen die magnetisch leichten Achsen senkrecht zueinander. Die Koerzitivfelder der magnetisch schweren und leichten Achsen unterscheiden sich um den Faktor 1,72 (31mT (leicht) bzw. 18mT (schwer)) (Abbildung 36 a). In beiden Fällen liegt die Remanenz bei einem Kerr-Winkel von 10mdeg. Der Sättigungszustand der Probe ist bei 11mdeg erreicht (Abbildung 36 b und c).



Abbildung 36 a) Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe α, b) magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 90° und c) magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 45° für 26nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Aufdampftemperatur beträgt 350°C

## 5.5.4 Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) - 450°C

Die Magnetitschicht der letzten Probe in dieser Reihe wurde bei 450°C aufgedampft. Die Schichtdicke betrug für Magnetit 31nm und für Nickeloxid 8,5nm.

Bei der Auftragung des Koerzitivfeldes gegen den Drehwinkel der Probe  $\alpha$  ist sehr schwach eine vierzählige Anisotropie zu erkennen. Die magnetisch leichten Richtungen sind von den magnetisch schweren Richtungen kaum zu unterscheiden (Abbildung 37 a). Die magnetisch leichten Achsen stehen senkrecht zueinander. Die Koerzitivfelder der leichten Richtungen betragen 25mT und die der schweren Richtungen 18mT. Das entspricht einem Verhältnis von 1,39. Die schweren Richtungen weisen keine lokalen Maxima auf. Die Remanenz liegt hier in den leichten Richtungen bei 7mdeg und in den schweren bei 8mdeg. Bei einem Kerr-Winkel von 10mdeg ist der Sättigungszustand der Probe erreicht (Abbildung 37 b und c).



Abbildung 37 a) Koerzitivfeldstärke aufgetragen gegen den Drehwinkel der Probe α, b) magnetisch leichte Richtung bei einem Probendrehwinkel von 354° und c) magnetisch schwere Richtung bei einem Probendrehwinkel von 30° für 31nm Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht auf Nickeloxidbedampften STO (001) Substrat. Aufdampftemperatur beträgt 450°C

# 5.5.5 Analyse der Reihe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001)

Bei dieser Reihe wurde durch die Erhöhung der Aufdampftemperatur von 150°C auf 450°C eine Reduktion des Koerzitivfeldes in leichter Magnetisierungsrichtung verursacht. In der schweren Richtung nimmt die Koerzitivfeldstärke erst ab und bleibt dann ab 250°C konstant (Abbildung 38).



Abbildung 38 Koerzitivfeld für magnetisch leichten (blau) bzw. magnetisch schweren (rot) Richtungen der Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO auf STO in Abhängigkeit von der Aufdampftemperatur.

Das Verhältnis der Koerzitivfelder der leichten zu der schweren Magnetisierungsrichtung steigt erst bis zu einer Aufdampftemperatur von 350°C und fällt dann bei 450°C ab (Abbildung 39).



Abbildung 39 Koerzitivfeldverhältnis der leichten zu der schweren Richtung für die Probe Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO auf STO (001) in Abhängigkeit von der Aufdampftemperatur.

Die Kerr-Winkel in Remanenz liegen bei allen Proben zwischen 6mdeg und 10mdeg. Bei allen Proben wurde der Sättigungszustand erreicht.

## 6. Diskussion und Fazit

Die erste in dieser Arbeit untersuchte Probe war die oxidierte Fe-Schicht auf MgO (001) Probe. Diese Probe zeigt untypisch für Magnetitschichten [23] einen sehr großen Kerr-Winkel von etwa 100mdeg. Es ist ein Hinweis darauf, dass es sich bei der Probe um eine reine Eisenschicht auf MgO handelt. Außerdem hat reines Eisen die magnetisch leichten Achsen immer entlang der (100)-Richtung des Eisenkristalls [20], was der (110)-Richtung des MgOs entspricht. Die relativ hohen Koerzitivfelder weisen aber auf eine Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht hin. Eisen hat Koerzitivfelder von Etwa 0,5mT (Abbildung 40).



Abbildung 40 Verläufe der Magnetisierungskurven für Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Schicht, Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf Fe Doppelschicht und Fe Schicht

Daher schließt das Ergebnis eine sehr dünne Eisenoxidschicht auf der Oberfläche nicht aus.

Bei der Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> auf NiO STO (001) Probe erkennt man typisch für Magnetit eine vierzählige Anisotropie [23]. Im Vergleich zu den anderen gemessenen Magnetit Proben weist diese Probe eine relativ niedrige Koerzitivfeldstärke (im Bereich von 23mT) und einen sehr kleinen Kerr-Winkel (2mdeg).Diese Ergebnisse sind wiederum auf die Präparation der Probe zurückzuführen. Diese Probe wurde auf 800°C erhitzt, was sehr wahrscheinlich zu einer Durchmischung des Magnetits und Nickeloxids führte. Der geringe Kerr-Winkel kann auch eine Folge der sehr geringen Schichtdicken der beiden Schichten sein.

Die nächste Probe ist die  $Fe_3O_4$ -Schicht auf MgO (111) gewesen. Bei dieser Probe wurden vierzählige und uniaxiale Anisotropien festgestellt. Auffällig im Vergleich zu den anderen Messungen sind bei dieser Probe die sehr hohe Koerzitivfelder (50mT – 60mT) und der relativ großer Kerr-Effekt in der Remanenz. Außerdem ist die Magnetisierungskurve nicht vollständig geschlossen und dementsprechend kein Sättigungszustand der Probe erkennbar. Das bedeutet, dass das Magnetfeld des verwendeten Magnets für diese Probe nicht ausreichend ist. Dieses Verhalten ist auf die besondere Orientierung (111) der Kristalloberfläche des Substrats zurückzuführen. Wie in [21] beschrieben, ist diese Richtung die leichte Magnetisierungsrichtung des Magnetits.

Alle Proben der  $Fe_3O_4$  auf STO (001) Au-Cap Reihe weisen eine vierzählige Anisiotropie auf, deren Ausprägung mit steigender Schichtdicke abnimmt. Die lokalen Maxima verbreiten sich mit der steigenden Magnetitschichtdicke und steigender Aufdampftemperatur soweit, dass sie bei einer Magnetitschichtdicke von 55nm und einer Aufdampftemperatur von 400°C schwer zu erkennen sind. Die magnetisch leichten Richtungen liegen in [100]-Richtung des STO Substrats und stehen bei allen Proben senkrecht zueinander. Diese Orientierung ist unabhängig von der Schichtdicke der Magnetitschicht und der Aufdampftemperatur zu beobachten. Der Sättigungszustand wurde bei allen Proben erreicht. Die Frage, ob die Goldschicht der Probe eine Auswirkung auf die magnetischen Eigenschaften der Probe hat, kann mit nein beantwortet werden, da die Ergebnisse dieser Reihe im Vergleich zu den anderen Probenserien, bei denen keine Goldschicht aufgetragen wurde, etwa gleiche Koerzitivfelder und auch gleiche Kerr-Winkel aufweisen.

Alle Proben der  $Fe_3O_4$  auf NiO STO (001) Reihe weisen eine vierzählige Anisiotropie auf. Dabei ist die vierzählige magnetische Anisotropie bei der zweiten und dritten Probe sehr deutlich zu erkennen. Bei der ersten und der vierten Probe kann man diese nicht sehr deutlich sehen. Die magnetisch leichten Richtungen liegen in [100]-Richtung des STO Substrats und stehen bei allen Proben senkrecht zueinander. Diese Orientierung ist unabhängig von der Aufdampftemperatur zu beobachten. Die Kerr-Winkel liegen bei allen Proben im Bereich von 7mdeg bis 10mdeg und der Sättigungszustand aller Probe wurde bei etwa 10mdeg erreicht.

Bei dieser Masterarbeit wurden insgesamt 35 Messungen mit unterschiedlichen Proben durchgeführt. Die einzigen Proben die einen magnetooptischen Kerr-Effekt zeigten wurden in dieser Arbeit vorgestellt. Die anderen Proben zeigten entweder keinen magnetooptischen Kerr-Effekt oder die Stärke des Magnetfeldes des verwendeten Magnetes war viel zu klein um die Ergebnisse vernünftig auswerten zu können. Weiterhin wurde festgestellt, dass die Kalibrierung der Messapparatur, die vor jedem Versuch durchgeführt werden sollte, sich äußerst schwierig gestaltete, da der reflektierte Laserstrahl keinen Punkt sondern eine Linie darstellte. Dadurch konnte die Photodiode sehr schwer mit der kompletten Laserstrahlbreite getroffen werden.

# 7. Literaturverzeichnis

[1] H.-C.Mertins, M. Gilbert: Prüfungstrainer Experimentalphysik 2. Auflage. Spektrum Akademischer Verlag 2. Aflage, 2011

[2] D. Holiday, R. Resnik, J. Wolker: Physik. WILEY-VCH 2001

[3] A. Krampf: MOKE-Untersuchungen ultradünner Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/Fe-Schichten auf MgO(001). Bachelorarbeit, Universität Osnabrück 2013

[4] J.Kerr: On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. Phil. Mag., 3:321-343, 1877

[5] http://www.chemie.de/lexikon/Magnetooptischer\_Kerr-Effekt.html abgerufen am 15.06.2015

[6] T. Becker: MOKE-Untersuchungen an ferromagnetischen Metallschichten. Diplomarbeit, Universität Osnabrück 2008

[7] R. Clark Jones: A new calculus for the treatment of optical systems. Journal of the Optical Society of America, 31(7):500–503, 1941.

[8] C. C. Robinson,: Longitudinal kerr magneto-optic effect in thin films of iron, nickel, and permalloy. Journal of the Optical Society of America, 53(6):681–687, 1963.

[9] Petros N Argyres,.: Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics. Physical Review, 97(2):334–345, 1955.

[10] G. Metzger et al.: Termes linéaires et quadratiques dans l'effet magnétooptique de Kerr. Annales de Physique, 10(5):5–12, 1965.

[11] Q.-M. Zhong et al.: Surface magneto-optical Kerr effect for ultrathin Ni-Fe bilayers. Journal of Applied Physics, 67(9):4448–4450, 1990.

[12] J. Hamrle et al.: Huge quadratic magneto-optical Kerr effect and magnetization reversal in the Co2FeSi Heusler compound. Journal of Physics D: Applied Physics, 40(6):1563–1569, 2007.

[13] K. Postava et al.: Anisotropy of quadratic magneto-optic effects in reflection. Juornal of Applied Physics, 91(10):7293–7295, 2002.

[14] N. Pathé: MOKE-Untersuchungen ultradünner Eisenoxidschichten auf MgO(001). Bachelorarbeit, Universität Osnabrück 2012

[15] M. Witziok: Präparation und Charakterisierung von Fe $_3O_4$ /NiO- Schichten auf MgO (001). Bachelorarbeit, Universität Osnabrück 2013

[16] T. Schemme: Oxidation von Eisenschichten auf MgO (001) – Substraten. Masterarbeit, Universität Osnabrück, 2011 [17] N. Pathé: Herstellung und Charakterisierung magnetischer Oxidschichten auf MgO (001) und STO (001). Masterarbeit, Universität Osnabrück 2014

[18] F. Bertram: Röntgenstrukturanalyse von oxidschichten. Master's thesis, Universität Osnabrück, 2009

[19] M. Zajac, D. Aernout, K. Freindl, K. Matlak, N. Spiridis, M. \_ Slezak, T. \_ Slezak, and J. Korecki. Magnetic Properties of  $Fe_3O_4$  Films on Fe(001). Acta Physica Polonica A, 112:1319, 2007

[20] J.L. Costa-Krämer et al.: Magnetization reversal asymmetry in Fe/MgO(001) thin films. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 210:341–348, 2000.

[21] R.M.Cornell, U.Schwertmann: The Iron Oxides: Structure, Properties, Reactions, Occurences and Uses. Wiley-VCH GmbH \& Co. KGaA 2003

[22] C. Kittel.: Physikal theory of ferromagnetic domains. Rev. Mod. Phys., 21(4):541, 1949

[23] T. Schemme, N. Pathé, G Niu, F Bretram, T. Kuschel, J.Wollschläger.: Magnetic anisotropy related to strain and thickness of ultrathin iron oxide films on MgO(001). Mater. Res. Express, 2015

[24] H. Torbergte. Photoelektronenspektroskopie an Praseodymiumoxidschichten auf Si(111). Masterarbeit, Universität Osnabrück, 2007.

[25] T. Kuschel: Aufbau einer Apparatur zur Messung des magnetooptischen KERR-Effekts. Diplomarbeit, Universität Osnabrück, 2007.

[26] http://elektronik-kurs.net/elektrotechnik/magnetisierung-und-entmagnetisierung/ abgerufen am 11.08.2015

Ich versichere, dass ich die eingereichte Master-Arbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe verfasst habe. Anderer als von mir angegebenen Hilfsmittel und Schriften habe ich mich nicht bedient. Alle wörtlich oder sinngemäß den Schriften anderer Autoren entnommenen Stellen habe ich kenntlich gemacht

Rheine den \_\_\_\_\_