

---

**Strukturelle und magnetooptische  
Eigenschaften von epitaktischen  
Fe-Schichten auf MgO(001)**

---

Bachelorarbeit vorgelegt im Rahmen der Prüfung  
für den Bachelor-Studiengang Physik  
Matrikel-Nummer: 953134  
Osnabrück, 09. Oktober 2015

*Autor:* Jannis THIEN

*Erstprüfender:* Prof. Dr. Joachim WOLLSCHLÄGER

*Zweitprüfender:* Dr. Timo KUSCHEL



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. XPS - Röntgenphotoelektronenspektroskopie . . . . .	3
2.2. XRR - Röntgenreflektometrie . . . . .	4
2.3. XRD - Röntgendiffraktometrie . . . . .	6
2.4. LEED - Beugung niederenergetischer Elektronen . . . . .	7
2.5. AFM - Rasterkraftmikroskop . . . . .	8
2.6. Magnetismus . . . . .	9
2.6.1. Magnetische Eigenschaften . . . . .	9
2.6.2. MOKE - Magnetooptischer KERR-Effekt . . . . .	10
<b>3. Materialsystem</b>	<b>15</b>
3.1. Magnesiumoxid . . . . .	15
3.2. Eisen . . . . .	15
3.3. Silizium . . . . .	16
<b>4. Experimentelle Grundlagen</b>	<b>17</b>
4.1. XPS-Messanlage . . . . .	17
4.2. LEED-Messanlage . . . . .	18
4.3. XRR- und XRD-Messaufbau . . . . .	19
4.4. MOKE-Messanlagen . . . . .	19
4.4.1. Messanlage in Osnabrück . . . . .	19
4.4.2. Messanlage in Bielefeld . . . . .	20
4.5. Probenpräparation . . . . .	21
4.5.1. Substratpräparation . . . . .	21
4.5.2. Aufdampfen von Eisen und Silizium . . . . .	21
<b>5. Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>23</b>
5.1. Ergebnisse der XPS-Messungen . . . . .	23
5.2. Ergebnisse der LEED-Messungen . . . . .	26
5.3. Ergebnisse der XRR-Messungen . . . . .	27
5.4. Ergebnisse der AFM-Messungen . . . . .	30
5.5. Ergebnisse der XRD-Messungen . . . . .	31
5.6. Ergebnisse der MOKE-Messungen . . . . .	33
5.6.1. Ergebnisse der Anisotropiemessungen . . . . .	33
5.6.2. Ergebnisse der QMOKE-Messungen . . . . .	39
5.7. Diskussion . . . . .	41
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>45</b>

<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>47</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>51</b>
A.1. Abhängigkeit des KERR-Effekts von der Richtung des Magnetfeldes bei der <i>eight-directional-method</i> . . . . .	51
A.2. XRR-Messdaten . . . . .	51
A.3. Magnetisierungskurven der einzelnen Proben . . . . .	53
A.4. RHEED - Beugung hochenergetischer Elektronen in Reflexion . . . . .	53
A.4.1. Theoretische und experimentelle Grundlagen . . . . .	53
A.4.2. Ergebnis und Diskussion . . . . .	54

# 1. Einleitung

Es gibt viele verschiedene physikalische Effekte, bei denen ein magnetisches Feld oder die Magnetisierung eines Materials eine entscheidende Rolle spielen. Im Bereich der magnetoresistiven Effekte wird zum Beispiel der anisotrope Magnetwiderstand in Magnetfeldsensoren ausgenutzt, um die Richtung von Magnetfeldern zu bestimmen. In der Magnetooptik wird der magnetooptische KERR-Effekt im sichtbaren Wellenlängenbereich zur Aufnahme von Magnetisierungskurven und zur Rekonstruktion des Ummagnetisierungsprozesses in magnetischen Materialien verwendet. Im Röntgenbereich kann der magnetische zirkulare Dichroismus genutzt werden, um Materialien elementspezifisch zu untersuchen. All diese Effekte sind entweder linear abhängig von der Magnetisierung oder quadratisch.

Während die linearen Effekte bereits ergiebig erforscht und verstanden worden sind, trifft dies für die quadratischen Effekte nur bedingt zu. Der phänomenologische Ursprung dieser magnetischen Effekte liegt dabei in den magnetisierungsabhängigen Beiträgen des Leitfähigkeits- oder Dielektrizitätstensors. Beide Tensoren beschreiben in der komplexen Darstellung der MAXWELL-Gleichungen ein und dasselbe physikalische Phänomen [1]. Beispielfhaft ist in der Magnetooptik der lineare und der quadratische magnetooptische KERR-Effekt (LinMOKE und QMOKE) zu erwähnen. Der magnetooptische KERR-Effekt beschreibt die Änderung der Polarisation des Lichts, wenn dieses von einer magnetisierten Probe reflektiert wird. Der MOKE ist unter anderem abhängig von der Wellenlänge des verwendeten Lichts, was im Fall des LinMOKEs zum Beispiel auch von VEIS *et al.* [2] an Heusler-Legierungen untersucht wurde.

Die Wellenlängenabhängigkeit des QMOKEs ist bisher noch nicht detailliert untersucht worden, auch wenn schon erste Messungen dazu in Bielefeld [3] und in Ostrava [4] gemacht wurden. Theoretische Rechnungen der zu erwartenden QMOKE-Spektren für kubische Kristallsysteme sind bereits von HAMRLOVÁ *et al.* [5] unter anderem für Fe gemacht worden. Ein direkter Vergleich mit dem Experiment steht allerdings noch aus. Hierzu werden ideale Systeme benötigt, bei denen die Kristallstruktur möglichst genau mit den theoretischen Annahmen übereinstimmen. Es sollen deshalb nun Fe-Schichten als Musterproben hergestellt und vorcharakterisiert werden, die dann später für Vergleichsuntersuchungen in Bielefeld und Ostrava genutzt werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit werden deswegen per Molekularstrahlepitaxie (MBE) Eisen-schichten bei unterschiedlichen Substrattemperaturen auf Magnesiumoxid-Substraten aufgedampft und mittels XPS-, LEED-, XRR-, AFM- und XRD-Messungen untersucht. Für die Bestimmung der magnetischen Eigenschaften der hergestellten Proben werden MOKE-Messungen durchgeführt.

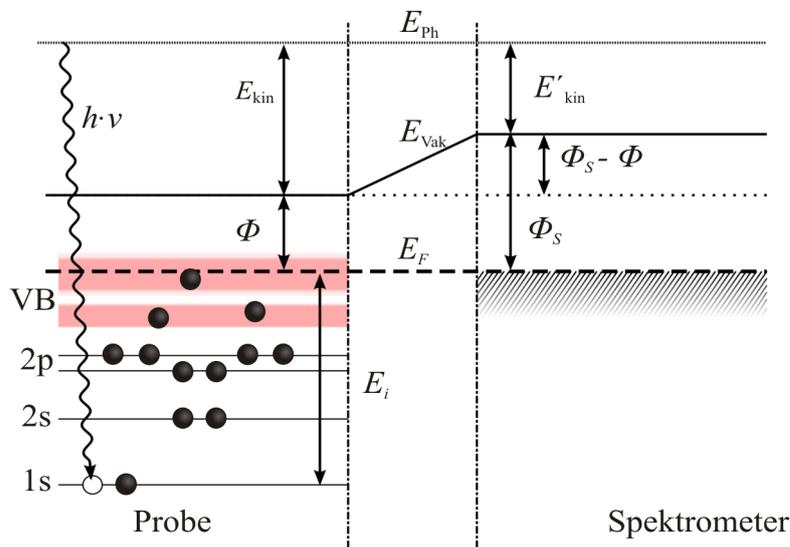
Zunächst werden in Kapitel 2 die notwendigen theoretischen Grundlagen erläutert. Des Weiteren liefert Kapitel 3 einen Überblick über die verwendeten Materialien. Kapitel 4 beschäftigt sich mit den experimentellen Grundlagen und der Probenpräparation. In Kapitel

5 werden die Messergebnisse vorgestellt und diskutiert. Abschließend werden in Kapitel 6 die gewonnenen Ergebnisse noch einmal zusammengefasst.

## 2. Theoretische Grundlagen

### 2.1. XPS - Röntgenphotoelektronenspektroskopie

XPS (*X-Ray Photoelectron Spectroscopy*) ist eine Methode zur Untersuchung der elektronischen Struktur besetzter Zustände auf und nahe der Oberfläche einer Probe. Grundlage ist der äußere photoelektrische Effekt (vgl. Abb. 2.1).



**Abbildung 2.1.:** Energie-niveauschema eines XPS-Experiments. Ein Elektron mit der Bindungsenergie  $E_i$  wird durch Absorption eines Photons der Energie  $E_{Ph}$  aus einem Festkörper mit der Austrittsarbeit  $\phi$  emittiert. Dessen kinetische Energie  $E'_{kin}$  kann unter Berücksichtigung der Austrittsarbeit des Spektrometers  $\phi_S$  gemessen werden. Entnommen und angepasst nach [6].

Durch Absorption kann ein Photon mit der Energie  $E_{Ph} = h\nu$  die komplette Energie auf ein Elektron übertragen, wodurch dieses unter der Bedingung

$$h\nu \geq E_i + \phi \quad (2.1)$$

und unter Vernachlässigung von Streueffekten den Festkörper mit der Energie

$$E_{kin} = h\nu - E_i - \phi \quad (2.2)$$

verlässt. Hierbei ist  $h$  das PLANCKSche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des Photons,  $E_i$  die Bindungsenergie des Elektrons im  $i$ -ten Zustand und  $\phi$  die material- und oberflächen-spezifische Austrittsarbeit. Aufgrund der zusätzlichen Austrittsarbeit des Spektrometers  $\phi_S$  muss Gleichung 2.2 jedoch noch zu

$$E'_{kin} = E_{kin} + (\phi - \phi_S) = h\nu - E_i - \phi_S \quad (2.3)$$

korrigiert werden. Aus der Messung der kinetischen Energie der herausgelösten Elektronen lässt sich auf die Bindungsenergie schließen. Diese ist elementspezifisch und charakteristisch für das Orbital, aus welchem das Elektron stammt. Des Weiteren können aus dem

resultierenden Spektrum, bei dem die Intensität gegen die Bindungsenergie aufgetragen ist, Informationen über Oxidationsstufe und chemische Umgebung einzelner Elemente der Probe, sowie die stöchiometrische Zusammensetzung gewonnen werden. Die Informationstiefe wird dabei durch die mittlere freie Weglänge der Elektronen begrenzt und beträgt etwa 10 nm.

Ausschlaggebend für die stöchiometrische Zusammensetzung sind die Flächen unter den Intensitätsmaxima im XP-Spektrum. Durch den Vergleich der Peakflächen unterschiedlicher Elemente können die relativen Anteile der Elemente einer Probe bestimmt werden. Dazu muss im Vorfeld der SHIRLEY-Untergrund vom Primärspektrum abgezogen werden [7]. Der Untergrund entsteht durch inelastisch gestreute Elektronen und liefert eine kontinuierliche Intensitätsverteilung im Spektrum. Nach [8] ergibt sich demnach für den relativen Anteil  $X_i$  des Elements  $i$  der Zusammenhang

$$X_i = \frac{I_i / RSF_i}{\sum_n I_n / RSF_n}, \quad (2.4)$$

wobei  $RSF$  der relative Sensitivitätsfaktor ist. Dieser hängt von der Empfindlichkeit des Spektrometers, der mittleren freien Weglänge und der Wirkungsquerschnitte der einzelnen Elemente und Zustände ab.

Zusätzlich können Aufladungseffekte das Spektrum zu höheren Bindungsenergien verschieben. Dies tritt vor allem bei Halbleitern und Isolatoren auf, sodass nachträglich eine Kalibrierung anhand der Lage eines wohlbekanntes Signals (zB C 1s oder O 1s) nötig ist

## 2.2. XRR - Röntgenreflektometrie

Mithilfe von XRR-Messungen (*X-Ray Reflectivity*) lassen sich Schichtdicken von Einzel- oder Mehrschichtsystemen sowie Rauheiten von Grenzflächen bestimmen.

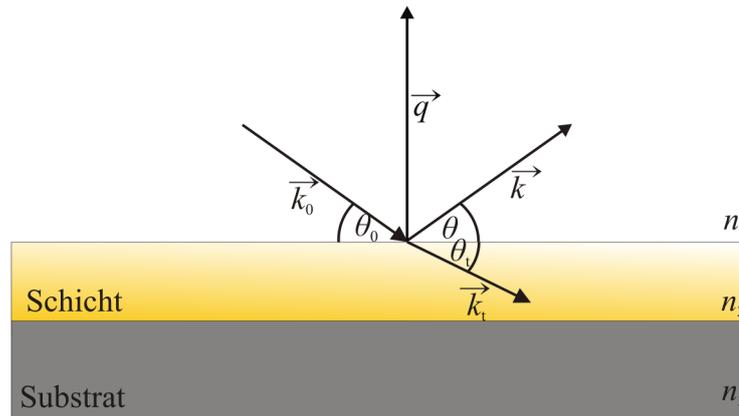
Trifft Licht des Wellenvektors  $\vec{k}_0$  unter einem Inzidenzwinkel  $\theta_0$  auf eine Probenoberfläche (vgl. Abb. 2.2), so wird ein Teil des Lichts mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  unter dem Winkel  $\theta$  reflektiert und ein Teil mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_t$  unter dem Winkel  $\theta_t$  transmittiert. Der einfallende und der reflektierte Strahl stehen dabei durch den Streuvektor  $\vec{q}$  mit

$$\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0 \quad (2.5)$$

in Verbindung. Bei elastischer Streuung ( $|\vec{k}| = |\vec{k}_0| = \frac{2\pi}{\lambda}$ ) ergibt sich der Betrag des Streuvektors zu

$$|\vec{q}| = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \theta_0, \quad (2.6)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts ist. Aus dem Brechungsgesetz nach SNELLIUS entspricht  $\theta_0 = \theta$ , sodass der Streuvektor immer senkrecht zur Oberfläche steht. Dadurch, dass jedem  $\vec{q}$  ein Winkel zugeordnet wird, kann durch Variation von  $\theta_0$  die Intensität  $I$  des reflektierten Strahls in Abhängigkeit vom Streuvektor gemessen werden, wobei  $I \propto q^{-4}$



**Abbildung 2.2.:** Transmission und Reflexion einer einfallenden Welle  $\vec{k}_0$  an einer Schicht mit dem Brechungsindex  $n_2$ . Der Einfallswinkel wird durch  $\theta_0$ , der Transmissionswinkel durch  $\theta_t$  und der Reflexionswinkel durch  $\theta$  beschrieben. Der Streuvektor  $\vec{q}$  steht senkrecht zur Oberfläche.

gilt. Das Reflektionsvermögen des Materials hängt dabei von dem komplexen Brechungsindex  $n$  ab, der gegeben ist durch

$$n = 1 - \delta + i\beta \quad (2.7)$$

mit  $\delta$  als Dispersion und  $\beta$  als Absorption. Beide Größen sind materialabhängig.

Für die Messung bei sehr kleinen Winkeln tritt bis zu einem kritischen Winkel  $\theta_c$  Totalreflexion auf, für den näherungsweise nach dem SNELLIUSSchem Brechungsgesetz

$$\theta_c \approx \sqrt{2\delta} \quad (2.8)$$

gilt. Durch  $\delta$  ist auch  $\theta_c$  materialspezifisch. Mit steigendem Inzidenzwinkel ( $\theta_0 > \theta_c$ ) wird immer weniger reflektiert und stattdessen mehr transmittiert. Das Resultat sieht man in dem Abfall der gemessenen Intensität. Der transmittierte Anteil kann dabei an einer weiteren Grenzfläche reflektiert werden, wodurch dieser mit dem an der Oberfläche reflektierten Anteil je nach  $\theta_0$  konstruktiv oder destruktiv interferiert und dadurch eine Oszillation der Intensität bei Variation von  $\vec{q}$  bewirkt. Aus dem Abstand  $\Delta q$  zweier benachbarter Oszillationen kann bei einem Einzelschichtsystem nach

$$D = \frac{2\pi}{\Delta q} \quad (2.9)$$

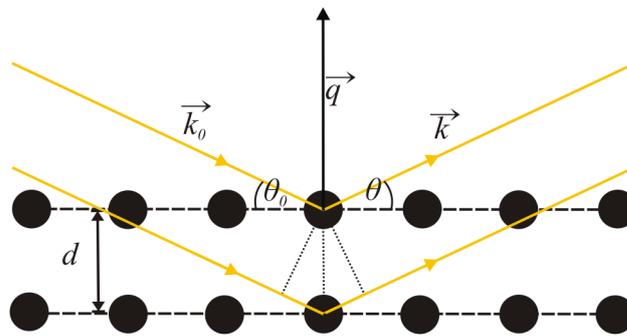
die Schichtdicke bestimmt werden. Bei Mehrschichtsystemen kann sich der Prozess der Transmission und Reflexion bei jeder weiteren Schicht wiederholen, sodass aufgrund der größer werdenden Komplexität der Reflektivitätskurve Gleichung 2.9 nicht mehr gilt. Für diese Systeme wurde in der AG WOLLSCHLÄGER das Programm *iXRR* [9] entwickelt, welches den PARRATT-Algorithmus [10]

$$R_{j-1,j} = \frac{r_{j-1,j} + R_{j,j+1}e^{iD_j q_j}}{1 + r_{j-1,j}R_{j,j+1}e^{iD_j q_j}} \quad (2.10)$$

nutzt, mit dem die Reflektivität der  $j$ -ten Schicht rekursiv für diese Systeme modelliert werden kann.  $r_{j-1,j}$  ist dabei der FRESNEL-Reflexionskoeffizient der Grenzfläche zwischen  $(j-1)$ -ter und  $j$ -ter Schicht,  $D_j$  die jeweilige Schichtdicke und  $q_j$  der jeweilige Streuvektor. Durch das Anpassen des Modells an die Messdaten können die Schichtdicken und Rauheiten, sowie die Dispersion und Absorption, ermittelt werden. Rauheiten von Grenzflächen sorgen für einen kontinuierlich sich verändernden Brechungsindex, sodass dieser als eine Verteilung  $n(x, y, z)$  in den Richtungen  $x, y$  und  $z$  angenommen werden muss, welches ebenfalls in dem Programm berücksichtigt wurde.

### 2.3. XRD - Röntgendiffraktometrie

Um die genaue Struktur von Kristallen, genauer die Gitterabstände und Kristallitgrößen zu untersuchen, wird XRD (*X-Ray Diffraction*) angewendet. XRD basiert auf der Grundlage der Beugung von Röntgenstrahlen an periodisch angeordneten Atomlagen (vgl. Abb. 2.3).



**Abbildung 2.3.:** Röntgenbeugung einer unter dem Winkel  $\theta_0 = \theta$  einfallenden Welle  $\vec{k}_0$  an einer Netzebenenchar.  $\vec{k}$  ist der Wellenvektor der gebeugten Welle. Durch  $\vec{k}_0 = \vec{k}$  steht der Streuwinkel  $\vec{q}$  senkrecht zu den Netzebenen, welche den Abstand  $d$  zueinander haben. Wenn der Gangunterschied der an unterschiedlichen Netzebenen reflektierten Wellen  $n\lambda$  entspricht, kommt es zur konstruktiver Interferenz.

Trifft Röntgenlicht mit der Wellenlänge  $\lambda$ , die in der Größenordnung des Lagenabstands der Atome liegt, auf einen Kristall, so können die an den unterschiedlichen Netzebenen gebeugten Strahlen miteinander interferieren. Wird der Einfallswinkels  $\theta$  variiert, so können bei bestimmten Winkeln Intensitätsmaxima registriert werden, die sogenannten BRAGG-Reflexe. Bei diesen Winkeln ist die BRAGG-Bedingung

$$n\lambda = 2d \sin \theta \tag{2.11}$$

erfüllt und der Gangunterschied der reflektierten Wellen beträgt gerade einem Vielfachen der Wellenlänge, sodass es zu konstruktiver Interferenz kommt. Hier entspricht  $n$  der Beugungsordnung und  $d$  dem Netzebenenabstand.

Alternativ lässt sich Beugung mit der Einführung des reziproken Raumes beziehungsweise des reziproken Gitters erklären. Das reziproke Gitter ist eine Darstellung im Impulsraum

und hängt über eine FOURIER-Transformation mit dem Ortsraum zusammen. Durch die Verwendung der Vektoren des reziproken Gitters, tritt konstruktive Interferenz dann auf, wenn die LAUE-Gleichungen

$$\vec{q} \cdot \vec{a} = 2\pi H \quad (2.12)$$

$$\vec{q} \cdot \vec{b} = 2\pi K \quad (2.13)$$

$$\vec{q} \cdot \vec{c} = 2\pi L \quad \text{mit } H, K, L \in \mathbb{Z} \quad (2.14)$$

erfüllt sind. In diesem Fall entsprechen die reziproken Gitterpunkte Punkten konstruktiver Interferenz. Dabei ist  $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}_0$  der Streuvektor der einfallenden Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{k}_0$  und der gestreuten Welle mit dem Wellenvektor  $\vec{k}$  und  $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$  die primitiven Gittervektoren. Weiter sind  $H, K$  und  $L$  identisch mit den MILLERSchen Indizes, welche zur eindeutigen Kennzeichnung von Kristallebenen und Kristallrichtungen dienen. Da der Kristall nicht in alle Richtungen unendlich ausgedehnt ist, gibt es oberhalb der Oberfläche keine weiteren Schichten, die zur Interferenz beitragen können (halbunendlicher Kristall). Im reziproken Raum verschmieren somit die BRAGG-Reflexe und bilden *Crystal Truncation Rods* (CTRs) [11].

Durch das Aufbringen einer zusätzlichen Schicht können entlang der  $(00L)$ -Richtung neben den Substrat-Reflexen auch Reflexe der Schicht auftreten. Aus der Messung der Intensitätsverteilung des spekularen CTRs kann aus einem Reflex der Schicht nach der SCHERRER-Gleichung

$$D_{\text{Krist}} = K_S \frac{a_{\text{Substrat}}}{\Delta L_{\text{FWHM}}} \quad (2.15)$$

die Kristallitgröße  $D_{\text{Krist}}$  senkrecht zur Oberfläche bestimmt werden, wobei  $K_S$  der SCHERRER-Faktor mit  $K_S = 0.89$  [12],  $a_{\text{Substrat}}$  der atomare Gitterabstand des Substrats und  $\Delta L_{\text{FWHM}}$  die Halbwertsbreite (*Full Width At Half Maximum*) des Reflexes ist. Für Beugungsreflexe gleicher Ordnung von Schicht und Substrat lässt sich aus der Position des Reflexes  $L_{\text{Peak}}$  der dazugehörige atomare Gitterabstand  $a_{\text{Peak}}$  nach

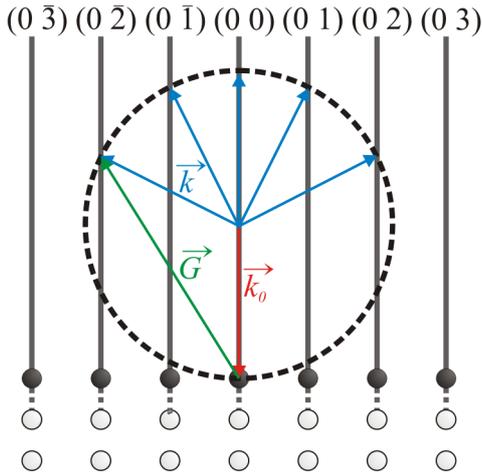
$$a_{\text{Peak}} = \frac{a_{\text{Substrat}} L_{\text{Substrat}}}{L_{\text{Peak}}} \quad (2.16)$$

ermitteln, mit  $L_{\text{Substrat}}$  als Position des Substrat-Peaks.

## 2.4. LEED - Beugung niederenergetischer Elektronen

Beim LEED (*Low Energy Electron Diffraction*) wird ein Strahl niederenergetischer Elektronen ( $50 \text{ eV} < E < 200 \text{ eV}$ ) elastisch an einer Kristalloberfläche gebeugt. Den Elektronen kann nach DE-BROGLIE eine Wellenlänge von  $\lambda \approx 1 - 2 \text{ \AA}$  zugeordnet werden, die in der Größenordnung atomarer Gitterabstände liegt und somit die Beugungsbedingung erfüllt. Aus dem durch Interferenz der Elektronenwellen entstehenden Beugungsmuster können Informationen bezüglich der Struktur und Ordnung der Oberfläche erhalten werden. Die Intensität der Beugungsreflexe gibt hierbei Rückschlüsse auf die atomare Anordnung innerhalb einer Einheitszelle, die Position Rückschlüsse auf das Kristallgitter. Die Reflexe

entstehen dabei analog zu XRD mit dem Unterschied, dass nicht der Einfallswinkel variiert wird, sondern die Energie der Elektronen. Aufgrund des großen Streuquerschnitts der Elektronen ist die mittlere freie Weglänge in der Größenordnung von wenigen Atomlagen, sodass LEED eine oberflächensensitive Methode ist. Durch die geringe Eindringtiefe muss deswegen im Gegensatz zu XRD ausschließlich Beugung an der Oberfläche betrachtet werden, sodass Gleichung 2.14 entfällt und nur Gleichung 2.12 und 2.13 für die Entstehung von Reflexen erfüllt sein müssen. Eine geometrische Veranschaulichung der LAUE-Bedingung in zwei Dimensionen liefert die EWALD-Kugel (vgl. Abb. 2.4).



**Abbildung 2.4.:** 2D EWALD-Konstruktion einer einfallenden Welle  $\vec{k}_0$  und der gebeugten  $\vec{k}$  an einer Oberfläche.  $\vec{G}$  beschreibt den reziproken Gittervektor. Im reziproken Raum liegen im Gegensatz zum Volumen keine diskreten Gitterpunkte vor, sondern Stangen. Die entstehenden Reflexe können durch die Schnittpunkte der EWALD-Kugel mit den Beugungsstangen beschrieben werden. Entnommen aus [13].

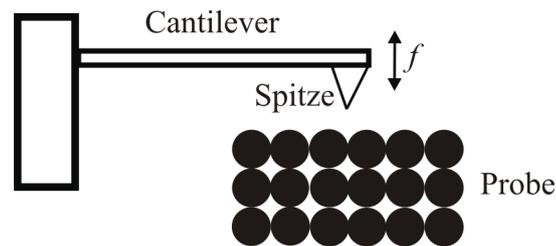
Der Radius der EWALD-Kugel wird durch den Betrag des Wellenvektors  $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$  definiert, wobei bei elastischer Streuung die Energieerhaltung  $|\vec{k}| = |\vec{k}_0|$  gilt. Wie schon in Kapitel 2.3 beschrieben, bilden Kristalle aufgrund ihrer endlichen Ausdehnung an Oberflächen Beugungsstangen. Für Punkte, bei denen die EWALD-Kugel die Stangen schneidet, sind die LAUE-Gleichungen erfüllt. Durch die Variation der Energie der Elektronen verändert sich nach der Dispersionsrelation

$$|\vec{k}| = \frac{\sqrt{2Em_e}}{\hbar} \tag{2.17}$$

auch der Radius der EWALD-Kugel und es können mehr/weniger Stangen geschnitten werden, wodurch mehr/weniger Beugungsreflexe auf dem Schirm beobachtbar sind. Die Intensität beziehungsweise die Halbwertsbreite der Reflexe kann zusätzliche Information über Defekte in der Kristallstruktur enthalten. Diese führen zu einer Verbreiterung des Reflexes und somit zu einer Vergrößerung der Halbwertsbreite.

## 2.5. AFM - Rasterkraftmikroskop

Das AFM (*Atomic Force Microscope*) ist eine Untersuchungsmethode zur mikroskopischen Abbildung von Oberflächen. Dabei wird mit einem Piezokristall eine geätzte Spitze, die an einem Federbalken (en.: *Cantilever*) angebracht ist, im geringen Abstand über eine Probenoberfläche geführt, wodurch langreichweitige attraktive und kurzreichweitige repulsive Kräfte zwischen Atomen die Spitze auslenken (vgl. Abb. 2.5). Dadurch lassen sich Rauheit, Inselgröße und Oberflächenbeschaffenheit einer Probe ermitteln.



**Abbildung 2.5.:** Schematische Darstellung des AFMs. Der Federbalken schwingt im *Tapping Mode* mit der Frequenz  $f$ . Angefertigt nach [14].

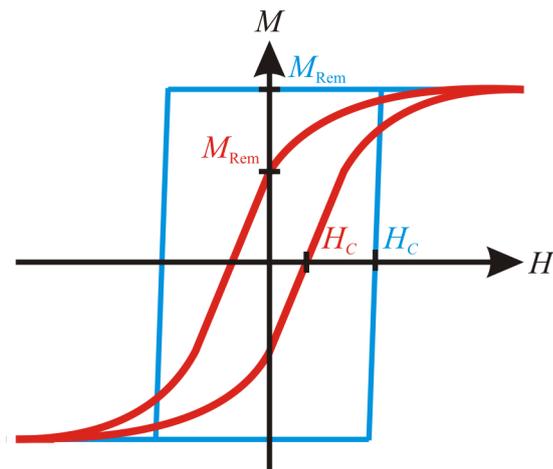
Die in dieser Arbeit gewonnen Messwerte wurden im sogenannten *Tapping Mode* aufgenommen. In diesem Modus wird wie beim *Non-Contact Mode* der Federbalken zu Schwingungen nahe seiner Resonanzfrequenz angeregt. Allerdings berührt bei diesen Schwingungen die Spitze im untersten Umkehrpunkt die Oberfläche. Durch die Wechselwirkung mit der Probe kann ein topografisches Abbild von der Probenoberfläche erstellt werden.

Für eine detailliertere Ausführung wird an dieser Stelle auf die Bücher [14] und [15] verwiesen.

## 2.6. Magnetismus

### 2.6.1. Magnetische Eigenschaften

Im Allgemeinen wird der Magnetismus in drei Arten unterschieden, dem Dia-, Para- und Ferromagnetismus. Im Rahmen dieser Arbeit wird nur der Ferromagnetismus näher behandelt. Das besondere bei ferromagnetischen Materialien ist, dass diese auch ohne ein äußeres magnetisches Feld eine Magnetisierung  $\vec{M}$  aufweisen. Der Grund dafür liegt in den einzelnen magnetischen Dipolmomenten im Material, welche in Domänen, den WEISSschen Bezirken, angeordnet sind und durch Domänenwände voneinander getrennt sind. Durch Anlegen eines äußeren magnetischen Feldes  $\vec{H}$  verschieben sich die Wände, wodurch sich die Größe der Domänen ändern kann. Ist das Magnetfeld dabei groß genug, verschwinden die Wände komplett. In diesem Fall sind alle magnetischen Momente parallel zueinander ausgerichtet, was Sättigungsmagnetisierung  $M_S$  genannt wird. Wird danach das Magnetfeld verringert, entstehen wieder Domänen, wobei diese nicht mehr die gleiche Orientierung wie zuvor haben müssen. Die dann verbleibende Magnetisierung, wenn kein externes Magnetfeld mehr angelegt ist, wird magnetische Remanenz  $M_{\text{Rem}}$  genannt. Dadurch ist der Prozess der Magnetisierung irreversibel und kann durch eine Magnetisierungskurve dargestellt werden, bei der die Magnetisierung in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld aufgetragen wird. Neben der Remanenz und der Sättigungsmagnetisierung ist das Koerzitivfeld  $H_C$  eine weitere für ein ferromagnetisches Material charakteristische Kenngröße. Diese beschreibt das Magnetfeld, das in einer Richtung angelegt werden muss, um das untersuchte Material komplett zu entmagnetisieren. Dabei heben sich die magnetischen Momente der unterschiedlichen Domänen in der Summe auf. Wird in dieser Richtung das Magnetfeld weiter verstärkt, zeigt sich ein Hystereseverhalten (vgl. Abb.2.6).



**Abbildung 2.6.:** Hysteretische Magnetisierungskurve für ein Magnetfeld in magnetisch leichter Achse (blau) und in magnetisch schwerer Achse (rot). Die magnetisch leichte Achse besitzt im Gegensatz zur schweren ein größeres Koerzitivfeld  $H_C$  und eine größere Remanenz  $M_{Rem}$ . Angefertigt nach [16].

Darüber hinaus besitzen ferromagnetische Materialien bevorzugte Richtungen der Magnetisierung, die magnetisch leichte Achsen genannt werden. Im Gegensatz werden energetisch ungünstige Richtungen magnetisch schwere Achsen genannt. Diese Richtungsabhängigkeit spiegelt sich auch in den Magnetisierungskurven wieder und wird magnetische Anisotropie genannt (vgl. Abb. 2.6). Die magnetische Anisotropie hängt dabei von verschiedenen Faktoren ab. Die in dieser Arbeit relevanten Beiträge sind die der Formanisotropie, magnetokristalline Anisotropie, uniaxiale Anisotropie und Grenzflächenanisotropie.

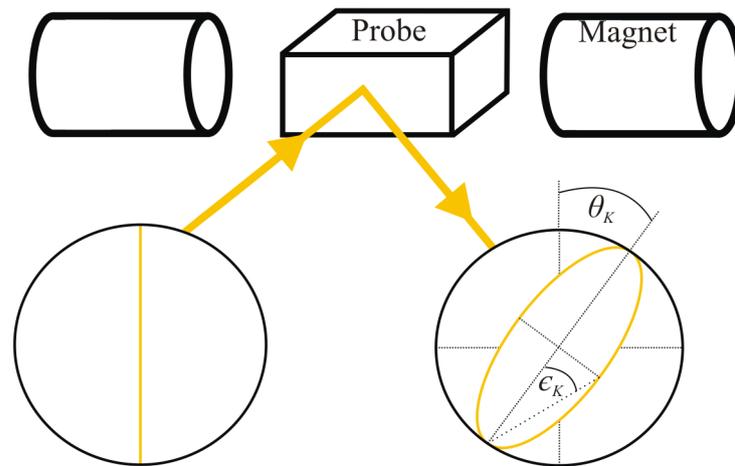
Die Formanisotropie beschreibt den Einfluss der Körperform auf die Vorzugsrichtung der Magnetisierung. Zum Beispiel sind flache Proben bevorzugt in der Ebene (*in-plane*) magnetisiert. Die magnetokristalline Anisotropie beschreibt die Kopplung des Spins an das jeweilige Kristallgitter über die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Dadurch liefert dieses für verschiedene Kristallstrukturen einen unterschiedlichen Beitrag. Die uniaxiale Anisotropie berücksichtigt zum Beispiel die Bedingungen des Wachstums von Schichten bei der Herstellung der Probe. Durch die unterschiedlichen Gitterkonstanten von Substrat und Schicht können Verspannungen entstehen, die sich über die Spin-Bahn-Wechselwirkung wiederum auf die magnetischen Eigenschaften auswirken. Durch den Symmetriebruch an der Oberfläche der Probe kommt es ebenfalls über die Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einer Beeinflussung der Magnetisierung. Diese wird Grenzflächenanisotropie genannt.

Um die magnetisch leichten und schweren Richtungen einer Probe zu bestimmen, wird die Probe gedreht und die für unterschiedliche Winkel aufgenommenen Magnetisierungskurven untersucht.

### 2.6.2. MOKE - Magnetooptischer Kerr-Effekt

Der magnetooptische KERR-Effekt beschreibt die Änderung der physikalischen Eigenschaften des Lichts, wenn dieses von einer magnetischen Probe reflektiert wird. Dabei ändert sich die Polarisationsrichtung und die Elliptizität des Lichts (vgl. Abb. 2.7).

Die relevanten Größen, die diese Änderung beschreiben, ist der KERR-Winkel  $\theta_K$ , welcher

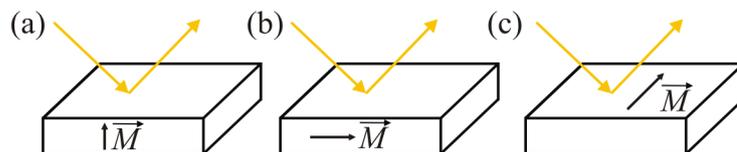


**Abbildung 2.7.:** Schematische Darstellung des MOKEs. Linear polarisiertes Licht fällt auf eine ferromagnetische Probe und wird reflektiert. Das reflektierte Licht ist danach elliptisch polarisiert mit einer Drehung, dem KERR-Winkel  $\theta_K$ , um die ursprüngliche Polarisationsachse.  $\epsilon_K$  ist der Elliptizitätswinkel, der bei kleinen Winkeln der KERR-Elliptizität  $e_K$  entspricht. Angefertigt nach [17].

die Drehung der Polarisationsachse, und die KERR-Elliptizität  $e_K$ , welche den Grad der Elliptizität beschreibt. Beide Größen können durch den komplexen KERR-Winkel

$$\phi_K = \theta_K - ie_K \quad (2.18)$$

ausgedrückt werden, der unter anderem abhängig ist von Termen erster und zweiter Ordnung in der Magnetisierung [18]. Dadurch lässt sich das MOKE-Signal in drei Beiträge zerlegen, den linearen MOKE (LinMOKE), den quadratischen MOKE (QMOKE) und einen experimentellen Offset unabhängig von der Magnetisierung, der aufgrund der experimentellen Gegebenheiten mitgemessen wird. Hinzu kommt, dass der LinMOKE, hinsichtlich der Orientierung der Magnetisierung relativ zur Probenoberfläche und Einfallsebene des Lichts, nochmal in drei weitere MOKE-Arten unterteilt werden kann, den polaren MOKE (PMOKE), den longitudinalen MOKE (LMOKE) und den transversalen MOKE (TMOKE) (vgl. Abb.2.8).



**Abbildung 2.8.:** Unterteilung des LinMOKE in (a) PMOKE, (b) LMOKE und (c) TMOKE. Angefertigt nach [19].

Beim PMOKE liegt die Magnetisierung *out-of-plane* und in der Einfallsebene des Lichts, beim LMOKE liegt sie *in-plane* und parallel zur Einfallsebene und beim TMOKE liegt sie ebenfalls *in-plane*, jedoch senkrecht zur Einfallsebene des Lichts. Durch die Variation

des Aufbaus, bezogen auf die Richtung des externen Magnetfeldes relativ zur Probenoberfläche und Einfallsebene des Lichts, lassen sich die einzelnen MOKE-Arten messen [20].

Die Wechselwirkung des Lichts mit Materie kann durch den Dielektrizitätstensor  $\hat{\varepsilon}$  beschrieben werden. Bei der Anwesenheit von magnetischen Momenten sind die einzelnen Matrixelemente des Tensors wiederum abhängig von der Magnetisierung, wodurch sich  $\hat{\varepsilon}$  nach [21] in einer Taylor-Reihe entwickelt als

$$\varepsilon_{ij}(\vec{M}) = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \left. \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial M_k} \right|_{|\vec{M}|=0} M_k + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial M_k \partial M_l} \right|_{|\vec{M}|=0} M_k M_l + \text{Terme höherer Ordnung} \quad (2.19)$$

darstellen lässt. Die magnetisierungsabhängigen Terme skalieren dabei entweder linear oder quadratisch mit den einzelnen Komponenten von  $\vec{M}$ , was somit auch für die Beziehung zwischen  $\phi_K$  und  $\vec{M}$  gilt. Durch die weitere Abhängigkeit des KERR-Effekts vom azimuthalen Probenwinkel  $\alpha$  gilt bei einer kubischen Kristallstruktur nach [22]

$$\begin{aligned} \phi_{s/p} = & \text{Offset} \pm A_{s/p} M_x M_y \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{2} M_x M_y \cos 4\alpha \\ & \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin 4\alpha (M_y^2 - M_x^2) + B_{s/p} G_A M_x M_z \pm B_{s/p} K M_y - A_{s/p} K M_z. \end{aligned} \quad (2.20)$$

$A_{s/p}$  und  $B_{s/p}$  sind die optischen Konstanten,  $G_A, \Delta G, K$  die magnetooptischen Konstanten des Materials [21],  $\varepsilon_d$  die Diagonalelemente von  $\varepsilon_{ij}$  nullter Ordnung und  $M_x, M_y, M_z$  die einzelnen Komponenten der Magnetisierung. Die Indizes  $s$  und  $p$  stehen für die Polarisation des einfallenden Lichts. Jeweils die optischen und ebenso auch die magnetooptischen Konstanten sind abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichts.

Um aus Gleichung 2.20 die einzelnen Beiträge zu separieren, muss ausgenutzt werden, dass QMOKE einen achsensymmetrischen Beitrag zu der Magnetisierungskurve liefert, während der LinMOKE einen punktsymmetrischen Anteil gibt. Diese Symmetrien sind gültig für komplett antisymmetrische Ummagnetisierungsprozesse ohne Exchange Bias Effekte oder ähnliche unidirektionale magnetische Anisotropien. Durch das Ausnutzen der unterschiedlichen Symmetrie können beide Anteile aus dem MOKE-Signal nach

$$\phi_{s/p}^{\text{LinMOKE/QMOKE}} = \frac{\phi_K^{\text{inc}}(H) \mp \phi_K^{\text{dec}}(-H)}{2} \quad (2.21)$$

separiert werden. *inc* bzw. *dec* steht dabei für den auf- bzw. absteigenden Teil der Magnetisierungskurve. Es ergibt sich für den LinMOKE der Zusammenhang

$$\phi_{s/p}^{\text{LinMOKE}} = \pm B_{s/p} K M_y - A_{s/p} K M_z \quad (2.22)$$

und für den QMOKE

$$\begin{aligned} \phi_{s/p}^{\text{QMOKE}} = & \text{Offset} \pm A_{s/p} M_x M_y \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{2} M_x M_y \cos 4\alpha \\ & \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin 4\alpha (M_y^2 - M_x^2) + B_{s/p} G_A M_x M_z. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Wie in Gleichung 2.23 zu sehen ist, enthält der QMOKE-Anteil immer noch den experimentellen Offset. Um den reinen QMOKE-Anteil zu erhalten, muss dieser noch von dem Offset separiert werden, wozu die *eight-directional-method* [22] genutzt werden kann.

Bei dieser Methode wird in acht unterschiedlichen Richtungen zu jeweils unterschiedlichen Drehwinkeln der Probe ein Magnetfeld angelegt und der KERR-Effekt gemessen. Das Magnetfeld ist dabei so groß, dass die Magnetisierung bei allen Messungen in Sättigung ist. Je nach Richtung des Magnetfeldes geben dabei die einzelnen Terme in Gleichung 2.20 einen unterschiedlichen Beitrag zu dem KERR-Signal (s. Anhang A.1). Dadurch können diese voneinander getrennt werden, woraus sich die Zusammenhänge [3]

$$\text{Offset} = \frac{\phi_{s/p}(H_0) + \dots + \phi_{s/p}(H_{315})}{8} \quad (2.24a)$$

$$\begin{aligned} & \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \\ & = \frac{-\phi_{s/p}(H_0) + \phi_{s/p}(H_{90}) - \phi_{s/p}(H_{180}) + \phi_{s/p}(H_{270})}{4} \end{aligned} \quad (2.24b)$$

$$\begin{aligned} & \pm A_{s/p} \left( G_A + \frac{\Delta G}{4} - \frac{K^2}{2\epsilon_d} \right) \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \cos(4\alpha) \\ & = \frac{\phi_{s/p}(H_{45}) - \phi_{s/p}(H_{135}) + \phi_{s/p}(H_{225}) - \phi_{s/p}(H_{315})}{4} \end{aligned} \quad (2.24c)$$

$$\begin{aligned} & \pm B_{s/p} K \\ & = \frac{\phi_{s/p}(H_{45}) - \phi_{s/p}(H_{135}) - \phi_{s/p}(H_{225}) + \phi_{s/p}(H_{315})}{4\sqrt{2}} + \frac{\phi_{s/p}(H_0) - \phi_{s/p}(H_{180})}{4} \end{aligned} \quad (2.24d)$$

unter der Annahme einer *in-plane* Magnetisierung ( $M_z = 0$ ) ergeben. Indem die gemessenen KERR-Signale in Abhängigkeit vom Probenwinkel  $\alpha$  aufgetragen werden, können die Konstanten  $A_{s/p}\Delta G$ ,  $A_{s/p}(G_A - \frac{K^2}{2\epsilon_d})$  und  $B_{s/p}K$  durch Anfitzen einer geeigneten Funktion bestimmt werden. Die Funktionen, die dafür genutzt wurden, sind

$$f_1(\alpha) = a \sin(4(\alpha - \alpha_0)) \quad (2.25a)$$

$$f_2(\alpha) = c - a \cos(4(\alpha - \alpha_0)) \quad (2.25b)$$

$$f_3(\alpha) = b \quad (2.25c)$$

mit den Parametern  $a = \frac{A_{s/p}\Delta G}{4}$ ,  $c - a = A_{s/p}(G_A - \frac{K^2}{2\epsilon_d})$  und  $b = B_{s/p}K$ . Der Parameter  $\alpha_0$  beschreibt dabei die Fehlausrichtung der Probe zum Probenhalter.

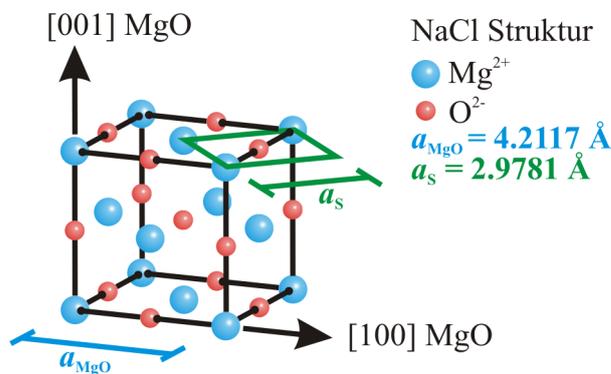


### 3. Materialsystem

In der Arbeit wurden zur Probenherstellung drei unterschiedliche Materialien verwendet, welche in diesem Kapitel vorgestellt werden. Dabei dient das Magnesiumoxid als Substrat, auf das Eisen epitaktisch aufgedampft wurde. Anschließend wurde auf die Eisenschicht zusätzlich eine Silizium-Schutzschicht aufgebracht.

#### 3.1. Magnesiumoxid

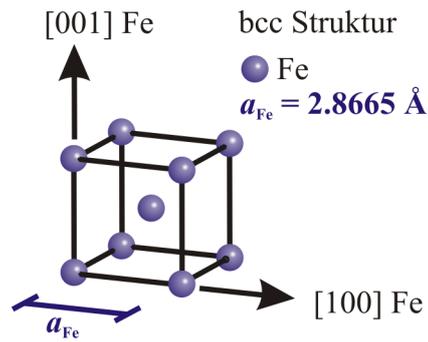
Magnesiumoxid (MgO) ist ein Isolator mit einer Bandlücke von 7.8 eV und diamagnetisch. Die Schmelztemperatur liegt etwa bei 2800 °C. Es kristallisiert in der Natriumchloridstruktur mit der Gitterkonstante  $a_{\text{MgO}} = 4.2117 \text{ \AA}$ , wobei die Magnesiumionen ( $\text{Mg}^{2+}$ ) und die Sauerstoffionen ( $\text{O}^{2-}$ ) jeweils ein fcc-Gitter (kubisch flächenzentriert) bilden, welche um eine halbe Gitterkonstante gegeneinander verschoben sind. Die Oberflächeneinheit zelle besitzt eine Gitterkonstante von  $a_s = 2.9781 \text{ \AA}$  und weist eine 45° Drehung zur Volumeneinheit zelle auf.



**Abbildung 3.1.:** Schematische Darstellung der NaCl-Struktur von MgO. In grün ist die Oberflächeneinheit zelle der (001)-Richtung eingezeichnet. Entnommen aus [23].

#### 3.2. Eisen

Eisen (Fe) ist ein Übergangsmetall und oxidiert an Luft vollständig. Abhängig von der Temperatur sind drei Modifikationen möglich, welche sich in Kristallstruktur und Gitterabstand unterscheiden;  $\alpha$ -,  $\gamma$ - und  $\delta$ -Eisen. Bis zu einer Temperatur von 900 °C liegt Eisen als  $\alpha$ -Eisen vor. Es kristallisiert in einem bcc-Gitter (kubisch raumzentriert) mit der Gitterkonstante  $a_{\text{Fe}} = 2.8665 \text{ \AA}$  und ist ferromagnetisch mit einer CURIE-Temperatur von 770 °C. Die Magnetisierungsrichtung liegt dabei bei dünnen Schichten *in-plane* mit den magnetisch leichten Achsen in den Fe[100]- und Fe[010]-Richtungen beziehungsweise die magnetisch schweren in den Fe[110]- und Fe[1 $\bar{1}$ 0]-Richtungen. Die Gitterfehlpassung zum verwendeten Substrat MgO(001) beträgt ungefähr 4%.



**Abbildung 3.2.:** Schematische Darstellung der bcc-Struktur von  $\alpha$ -Eisen. Entnommen aus [23].

Über  $900^\circ\text{C}$  bildet Eisen  $\gamma$ - und über  $1400^\circ\text{C}$   $\delta$ -Eisen, wobei diese jeweils in fcc und bcc kristallisieren, jedoch in dieser Arbeit nicht verwendet wurden.

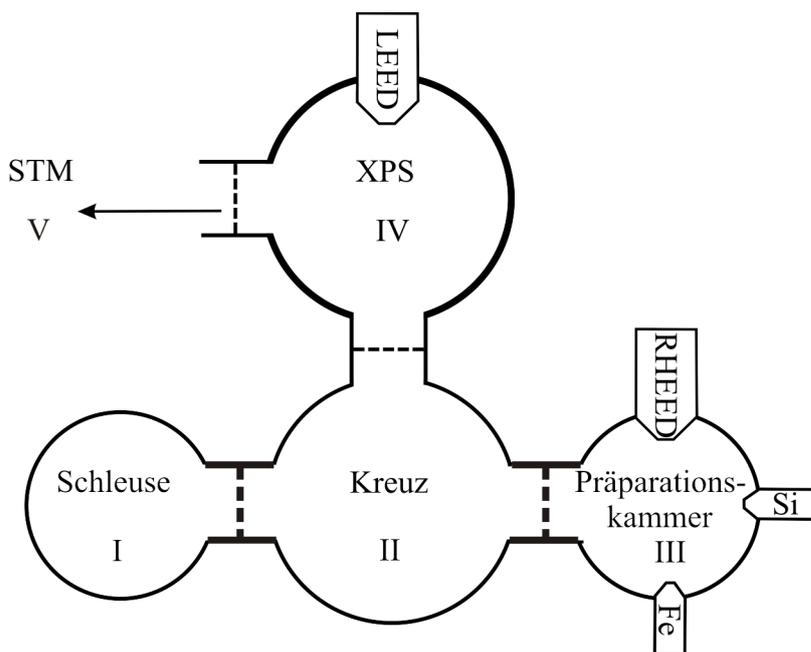
### 3.3. Silizium

Silizium (Si) ist ein Halbleiter mit einer Bandlücke bei Raumtemperatur von 1.1 eV. Es ist wie Magnesiumoxid diamagnetisch. Silizium kristallisiert in der Diamantstruktur mit einer Gitterkonstante von  $5.4307 \text{ \AA}$  und wächst auf Eisen amorph auf, sodass Beugungsexperimente nicht beeinflusst werden. Die Silizium-Schutzschicht wurde in dieser Arbeit verwendet, um die Eisenoberfläche vor Oxidation zu schützen. Da Silizium an Luft zu  $\text{SiO}_2$  reagiert, muss die aufgedampfte Schicht mindestens 2 nm dick sein, um das Durchoxidieren bis zur Eisenschicht zu verhindern [24].

## 4. Experimentelle Grundlagen

Messmethoden wie XPS und LEED, sowie auch Probenpräparationen werden grundsätzlich im Ultrahochvakuum (UHV,  $10^{-7}$  mbar bis  $10^{-10}$  mbar) durchgeführt. So ist sichergestellt, dass sich einerseits eine minimale Anzahl von unerwünschten Adsorbaten auf der Probe befindet und andererseits aufgrund der geringen Zahl von Restgasteilchen die mittlere freie Weglänge von zum Beispiel Photoelektronen größer ist. Dadurch ist ebenso die Wahrscheinlichkeit geringer, dass diese mit den Restgasteilchen wechselwirken.

Die verwendete UHV-Anlage besteht aus fünf einzelnen Kammern, die durch Plattenventile voneinander getrennt sind (vgl. Abb. 4.1). Durch eine Kombination von Drehschieberpumpen, Turbomolekularpumpen und Ionengetterpumpen mit Titansublimator werden die UHV-Bedingungen in den einzelnen Kammern gewährleistet. Die Funktionsweise der Pumpen kann in [14] nachgelesen werden.



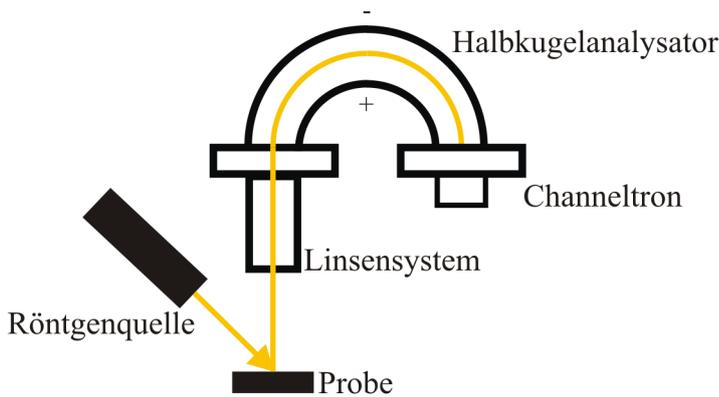
**Abbildung 4.1.:** Schematische Darstellung der UHV-Anlage. Diese besteht aus einer Schleuse (I), einem Kreuz (II), einer Präparationskammer (III), einer XPS-Kammer (IV) und einer STM-Kammer (V). Angefertigt nach [6].

### 4.1. XPS-Messanlage

Die XPS-Messanlage der Firma *SPECS* befindet sich in der XPS-Kammer (IV). Diese besteht aus einer Röntgenquelle des Typs *SPECS XR 50* und einem Halbkugelanalysator vom Typ *PHOIBOS 150*. Um nicht-monochromatische Strahlung zu erzeugen, verfügt die Röntgenquelle über eine Aluminium- ( $E_{\text{Al-K}_{\alpha 1/\alpha 2}} = 1486.6 \text{ eV}$ ) und eine Magnesium-

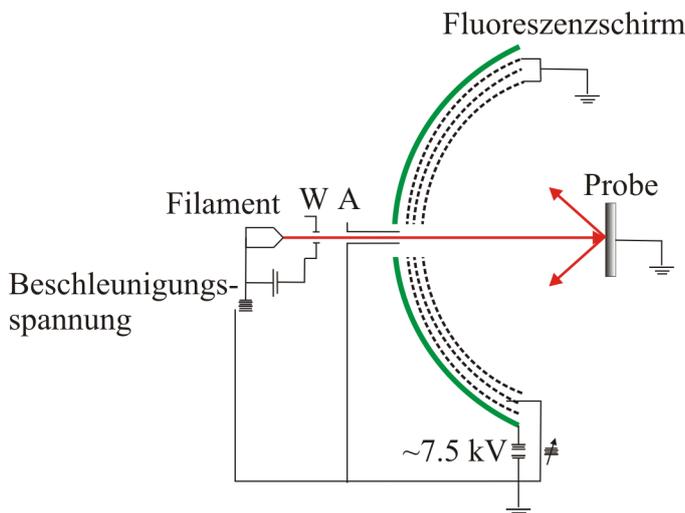
manode ( $E_{\text{Mg-K}_{\alpha 1/\alpha 2}} = 1253.6 \text{ eV}$ ), wobei aufgrund von Magnesiumoxid als Substrat die Aluminiumanode verwendet wurde für die Messungen in dieser Arbeit.

Die emittierten Photoelektronen werden zunächst durch ein Linsensystem auf den Eingang des Halbkugelanalysators fokussiert. Dieser besteht aus zwei konzentrischen Halbkugeln, zwischen denen eine elektrische Potentialdifferenz anliegt. Je nach angelegter Spannung können nur Elektronen detektiert werden, die eine bestimmte kinetische Energie haben. Durch Variation der Spannung lässt sich so ein Spektrum aufnehmen. Die Detektion erfolgt über Channeltrons der Firma *Sjuts*, welche sich am Ende des Analysators (vgl. Abb. 4.2) befinden.



**Abbildung 4.2.:** Die emittierten Elektronen werden durch ein Linsensystem in einen Halbkugelanalysator geleitet, der die Elektronen energieabhängig selektiert. Die selektierten Elektronen können durch Channeltrons detektiert werden. Angefertigt nach [25].

## 4.2. LEED-Messanlage



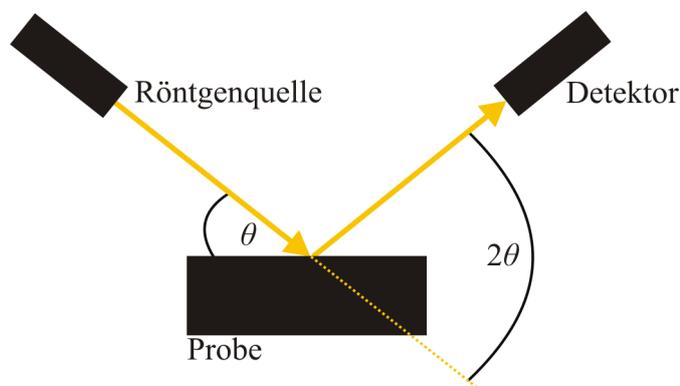
**Abbildung 4.3.:** Elektronen werden durch eine Hochspannung auf eine Probe beschleunigt und an der Probe gestreut. Das resultierende Beugungsmuster wird auf einem Fluoreszenzschirm abgebildet. Entnommen aus [13].

Die LEED-Messanlage der Firma *SPECS* ist vom Typ *ErLEED 150* und befindet sich wie die XPS-Messanlage ebenfalls in der XPS-Kammer (IV). Der Aufbau ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Mit der Kontrolleinheit vom Typ *ErLEED 1000A* können Elektronen mit der Energie von 0 – 1000 eV beschleunigt werden. Die Elektronen werden dabei durch eine Elektronenkanone erzeugt, die mit einem Strom von 2.25 A betrieben wird. Durch eine 3-Gitter-LEED-Optik werden die gebeugten Elektronen auf einem Leuchtschirm abgebildet.

Am Gitter kann dabei eine Hochspannung von 0 – 7000 V angelegt werden, wobei die Messungen in dieser Arbeit bei 6000 V durchgeführt wurden. Das auf dem Leuchtschirm entstehende Beugungsmuster wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen.

### 4.3. XRR- und XRD-Messaufbau

Die XRR- und XRD-Messungen wurden in Bielefeld in der Arbeitsgruppe *Thin Films & Physics of Nanostructures* am Röntgendiffraktometer vom Typ *X'Pert PRO MPD* der Firma *Philips* durchgeführt. Dabei wird in der  $\theta$ - $2\theta$ -Geometrie (vgl. Abb. 4.4) gemessen. Als Strahlung wird die  $K_{\alpha 1}$ -Strahlung einer Kupferanode verwendet, welche eine Wellenlänge von  $\lambda = 1.540\,56\text{ \AA}$  besitzt.



**Abbildung 4.4.:** Schematische Abbildung der  $\theta$ - $2\theta$ -Messung. Röntgenlicht trifft unter einem Winkel  $\theta$  auf die Probe und wird unter dem Winkel  $2\theta$  detektiert.

### 4.4. MOKE-Messanlagen

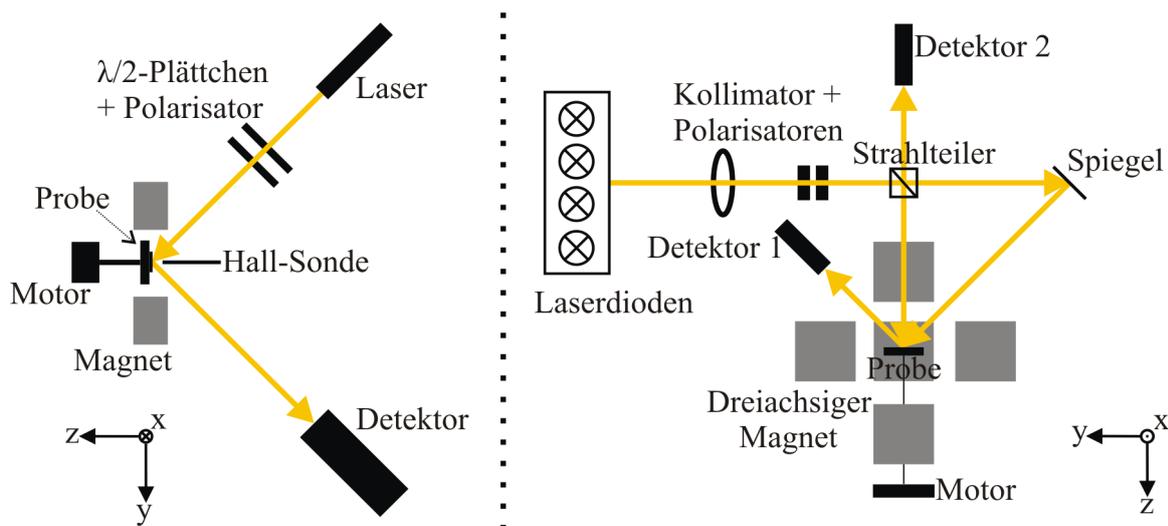
Da die Anisotropie-Messungen in Osnabrück und die QMOKE-Messungen in Bielefeld durchgeführt wurden, werden beide Aufbauten kurz erläutert (vgl. Abb. 4.5).

#### 4.4.1. Messanlage in Osnabrück

Als Lichtquelle wird ein HeNe-Laser verwendet, der eine Wellenlänge von 632.8 nm und eine Ausgangsleistung von 5 mW besitzt. Der Strahl des Laser hat einen Durchmesser von 1 mm. Durch eine Kombination von einem  $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator lässt sich die Intensität des Strahls und dessen Polarisation in s- und p-polarisiert verändern, bevor es in einem Winkel von  $45^\circ$  auf die Probe trifft und reflektiert wird. Die Probe befindet sich auf einem Probenhalter zwischen zwei Polschuhen eines Elektromagneten, dessen Magnetfeld durch eine Hallsonde gemessen wird. Mittels eines Motors lässt sich der Probenhalter in der xy-Ebene drehen. Aus dem reflektierten Strahl kann der Kerr-Winkel von einem Detektor gemessen werden. Dieser besteht aus einem photoelastischen Modulator (PEM), einem Analysator und einer Photodiode mit Rotlichtfilter. Durch den PEM und den Analysator wird die Polarisation modelliert und in eine Intensitätsmodulation umgewandelt, der Rotlichtfilter minimiert den Einfluss von Umgebungslicht in der Messung.

#### 4.4.2. Messanlage in Bielefeld

Im Gegensatz zu der Messanlage in Osnabrück können in dieser Messanlage vier unterschiedliche Laserdioden der Firma *Thorlabs* verwendet werden, deren Wellenlänge bei 406 nm, 488 nm, 635 nm, 670 nm und Ausgangsleistung bei 3 – 20 mW liegt. Diese können durch einen optischen Schalter ebenfalls von der Firma *Thorlabs* einzeln ausgewählt werden. Für einen parallelen Strahlengang und für die richtige Polarisation des Lichts sorgen ein Kollimator und zwei zueinander verdrehte Polarisatoren. Letztere regeln außerdem die Intensität. Durch einen dahinter liegenden Strahlteiler ist es möglich Messungen für zwei unterschiedliche Einfallswinkeln ( $0^\circ$  und  $45^\circ$ ) des Lichts zur Probe durchzuführen. Dadurch ist eine Trennung des QMOKE und PMOKE vom LMOKE möglich. Das Licht, das unter einem Winkel von  $0^\circ$  einfällt, wird dabei vom Detektor 2 erfasst, das Licht mit dem Einfallswinkel von  $45^\circ$  vom Detektor 1. Die Probe kann ebenfalls wie in Osnabrück in einer Ebene gedreht werden. Das benötigte Magnetfeld wird durch drei Spulenpaare mit Eisenkernen erzeugt. Diese sind so ausgerichtet, dass das Magnetfeld in alle drei Raumrichtungen angelegt werden kann.



**Abbildung 4.5.:** Links: MOKE-Anlage in Osnabrück. Das Licht eines Lasers wird durch einem  $\lambda/2$ -Plättchen und einem Polarisator entsprechend polarisiert und trifft nach Reflexion an einer Probe auf einen Detektor, welcher aus einem photoelastischen Modulator, einem Analysator und einer Photodiode mit Rotlichtfilter besteht. Rechts: MOKE-Anlage in Bielefeld. Das Licht einer von vier Laserdioden wird nach der Polarisation durch einen Strahlteiler in zwei Teile geteilt, welche mit unterschiedlichen Winkeln auf die Probe treffen. Die von der Probe reflektierten Strahlen werden durch Detektor 1 und 2 vermessen. Angefertigt nach [3].

## 4.5. Probenpräparation

### 4.5.1. Substratpräparation

Die ( $1 \times 1$ ) cm großen MgO(001) Substrate werden einseitig poliert von der Firma *Cry-  
sTec* hergestellt und unter Argonatmosphäre geliefert. Die Argonatmosphäre dient dazu,  
Verunreinigungen zu vermeiden. Befestigt auf einem Probenhalter werden die Substrate  
zunächst in situ bei einer Temperatur von  $400\text{ }^\circ\text{C}$  und unter einem Sauerstoffdruck von  
 $1 \cdot 10^{-4}$  mbar gereinigt. Das Ergebnis wird anschließend durch XPS- und LEED-Messungen  
kontrolliert.

### 4.5.2. Aufdampfen von Eisen und Silizium

Das Aufdampfen wird bei beiden Materialien mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) im  
UHV durchgeführt. Infolge von Glühemission werden aus einem Filament einer Effusions-  
zelle Elektronen herausgelöst, die durch das Anlegen einer Hochspannung auf ein Fe-/Si-  
Projektil beschleunigt werden, woraus ein Emissionsstrom resultiert. Die Hochspannung  
lag bei dem Fe-Projektil bei 1300 V und bei dem Si-Projektil bei 2000 V. Der Emis-  
sionsstrom erhitzt das Projektil so weit, bis Eisen-/Silizium-Atome sublimieren. Mit einem  
schwingenden Quarz an der Öffnung des Verdampfers lässt sich aus der Frequenzänderung  
aufgrund der Massenzunahme die ungefähre Aufdampfmenge abschätzen. Um die Auf-  
dampfmenge konstant zu halten, ist ein konstanter Emissionsstrom erforderlich, der beim  
Fe-Projektil bei  $(33 \pm 2)$  mA und beim Si-Projektil bei  $(70 \pm 2)$  mA lag. Da der Quarz je-  
doch beim Fe-Verdampfer defekt war, wurde bei diesem im Gegensatz zum Si-Verdampfer  
nach der Zeit aufgedampft. Die Aufdampfzeit betrug dabei 14 min. Auf den Substraten  
wurde jeweils das Eisen zu unterschiedlichen Temperaturen aufgedampft. Dabei wurde die  
Substrattemperatur von Raumtemperatur über  $150\text{ }^\circ\text{C}$  zu  $550\text{ }^\circ\text{C}$  in  $100\text{ }^\circ\text{C}$ -Schritten vari-  
iert. Vor und nach jedem Aufdampfprozess von Fe wurden XPS-, LEED-, und RHEED-  
Messungen gemacht. Das Silizium wurde immer bei Raumtemperatur aufgedampft mit  
anschließender Kontrolle durch eine weitere XPS-Messung.

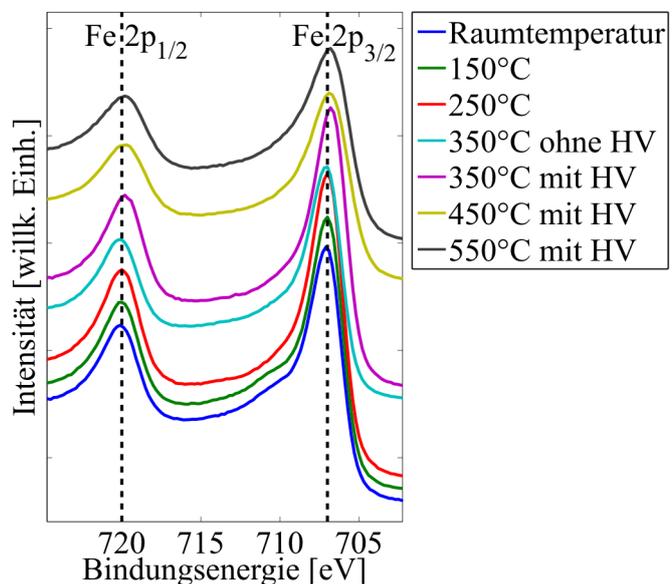


## 5. Ergebnisse und Diskussion

Es werden nun die Ergebnisse der XPS-, LEED-, XRR-, AFM-, XRD- und MOKE-Messungen präsentiert und anschließend in Kapitel 5.7 diskutiert. Zur Vereinfachung wird für die Raumtemperatur-Probe die Notation 'RT-Probe' und für die Kalibrierungsprobe die Notation '250 °C-Probe ohne Si' verwendet. Außerdem werden die Proben, die mit einer Silizium-Schutzschicht versehen worden sind als 'Proben mit Si' und die Proben ohne die Schutzschicht als 'Proben ohne Si' betitelt. Beim Erhitzen der Proben, die bei 350 °C und höheren Temperaturen hergestellt wurden, mussten die Proben auf Hochspannung (HV) gelegt werden, um die benötigten Temperaturen zu erreichen. Es wurde untersucht, ob dies einen Einfluss auf die Probenherstellung hat, weshalb auch noch eine Referenzprobe bei 350 °C ohne die Verwendung von Hochspannung hergestellt wurde. Für die später folgende AFM-Messung wurde auf die 350 °C-Probe ohne HV keine Siliziumschicht aufgedampft.

### 5.1. Ergebnisse der XPS-Messungen

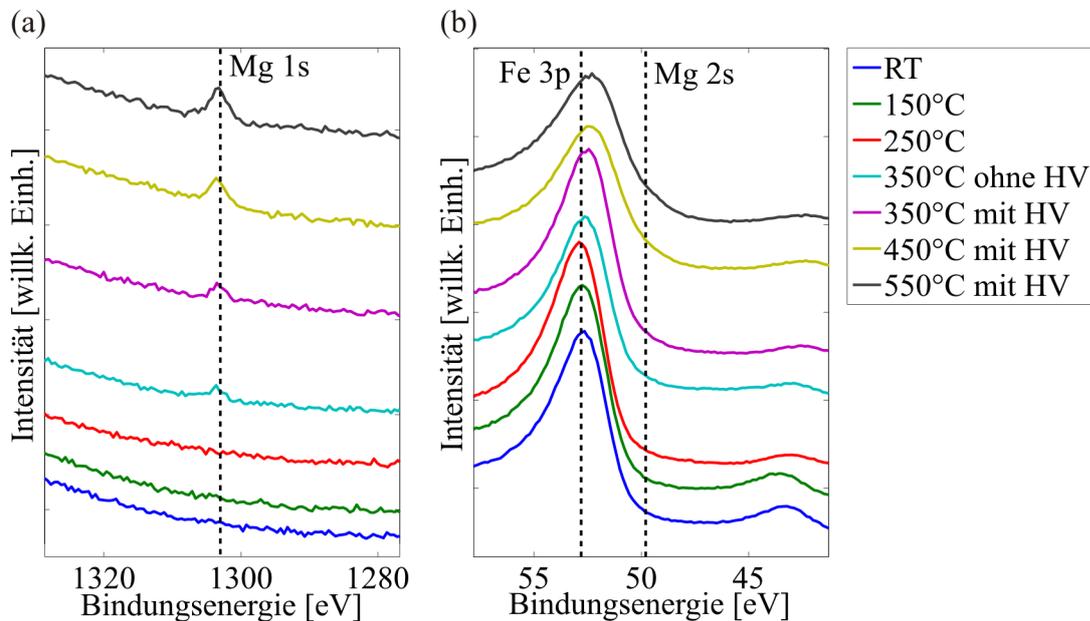
Wie schon in Kapitel 2.1 beschrieben können Aufladungseffekte die XPS-Messungen an Isolatoren beeinflussen. Die Effekte kommen dadurch zustande, dass durch das Herauslösen von Photoelektronen die entstandenen Löcher nicht aufgefüllt werden. Unter der Annahme einer gleichmäßigen Verschiebung der Bindungsenergien aller Orbitale wurden deswegen die aufgenommenen XP-Spektren auf den Literaturwert des O1s-Peaks mit  $E_{O1s,Lit} = 530 \text{ eV}$  kalibriert [26]. Die Verschiebung betrug für Spektren, die starke Aufladungseffekte zeigten,  $\Delta E_B \approx 10 \text{ eV}$  und für Spektren, die geringere Aufladungseffekte zeigten,  $\Delta E_B \approx 1 \text{ eV}$ .



**Abbildung 5.1.:** Ausschnitt aus einer XPS-Messung, welches das aufgespaltene Fe 2p-Signal der jeweiligen Probe zeigt mit den dazugehörigen Literaturwerten des Fe 2p<sub>1/2</sub>- und des Fe 2p<sub>3/2</sub>-Maximums.

Um sicherzustellen, ob reines Eisen aufgedampft worden ist, wird das Fe 2p-Signal betrachtet, welches in Abbildung 5.1 dargestellt ist. In diesem liegt das Maximum des Fe 2p aufgrund der Spin-Bahn-Aufspaltung als Fe 2p<sub>1/2</sub> und als Fe 2p<sub>3/2</sub> vor. Die Überein-

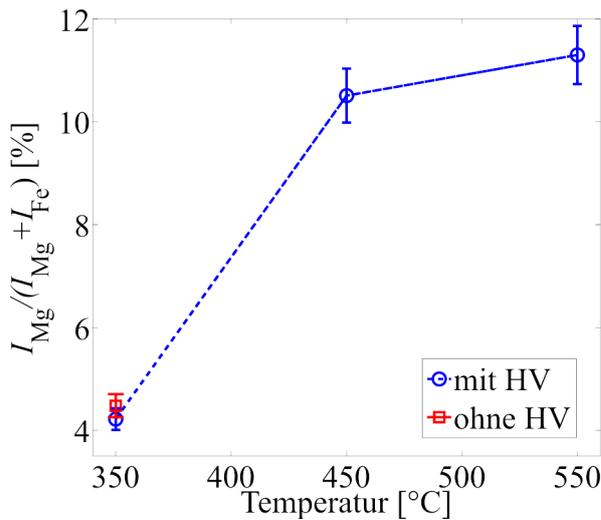
stimmung der Positionen der Maxima mit den Literaturwerten für Eisen bei der RT- bis 550 °C-Probe zeigt, dass es sich hauptsächlich um metallisches Eisen handelt, wobei bei der RT- und der 150 °C-Probe eine zusätzliche Schulter bei 709.5 eV zu vermuten ist. Diese Schulter deutet auf ein zweiwertiges Eisenoxid an der Oberfläche hin [27].



**Abbildung 5.2.:** Vergleich der Ausschnitte aus den XPS-Messungen für die verschiedenen Proben. Gezeigt ist das (a) Mg 1s-Signal und das als Referenz genutzte (b) Fe 3p-Maximum probenabhängig mit ihren Literaturwerten. Zusätzlich ist der Literaturwert des Mg 2s-Signals eingezeichnet.

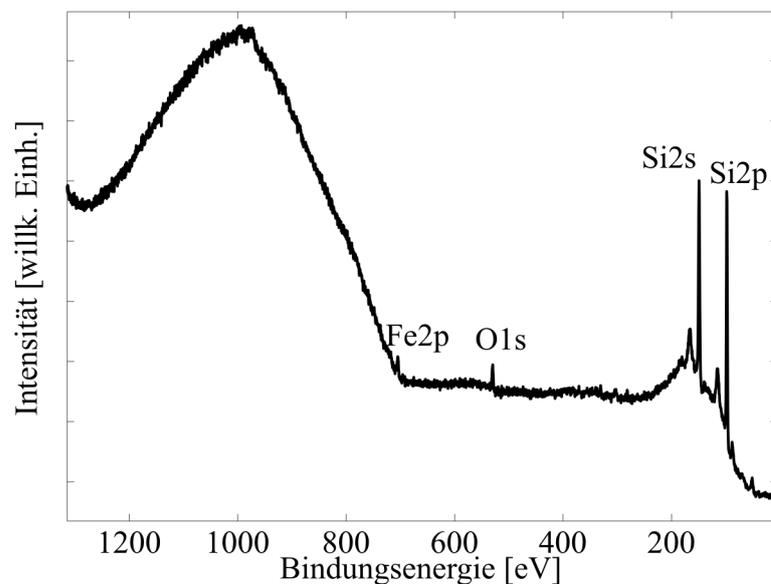
Des Weiteren zeigen die gemessenen XP-Spektren ab einer Aufdampftemperatur von 350 °C ein zusätzliches Intensitätsmaximum im Spektrum bei 1303 eV (vgl. Abb. 5.2 (a)). Dieses ist aufgrund der Bindungsenergie dem Mg 1s-Orbital zuzuordnen. Eine mögliche Folgerung daraus ist, dass Magnesium selbst aus tieferen Schichten für Temperaturen oberhalb von 250 °C an die Oberfläche diffundiert. Eine weitere mögliche Erklärung wäre, dass die Eisenschicht bei diesen Temperaturen nicht mehr geschlossen vorliegt. Um Aussagen über den oberflächennahen Anteil des Magnesiums machen zu können, muss das Spektrum quantitativ ausgewertet werden. Dazu wird das Fe 3p-Signal als Referenz genutzt (vgl. Abb. 5.2 (b)). Auffallend bei diesem ist das weitere Maximum neben dem Fe 3p-Signal. Dieses weist eine niedrigere Intensität und Bindungsenergie auf und ist mit der Verwendung von nicht-monochromatischem Licht zu begründen.

Die quantitative Auswertung erfolgt durch die Software *Casa XPS* von der Firma *Casa Software Ltd.* Unter Berücksichtigung der relativen Sensitivitätsfaktoren  $RSF$  von Eisen und Magnesium wird die Fläche unter dem jeweiligen Signal mittels verschiedener Fitkurven bestimmt und anschließend miteinander verglichen (vgl. Kapitel 2.1). Der daraus resultierende prozentuale Anteil des Magnesiums ist in Abbildung 5.3 gegenüber der Aufdampftemperatur aufgetragen. Dabei ist ein kontinuierlicher Anstieg von  $(4.3 \pm 0.2) \%$  bei 350 °C bis  $(11.4 \pm 0.6) \%$  bei 550 °C zu erkennen, woraus geschlossen werden kann, dass sich für steigende Temperaturen mehr Magnesium auf oder nahe der Oberfläche befindet.



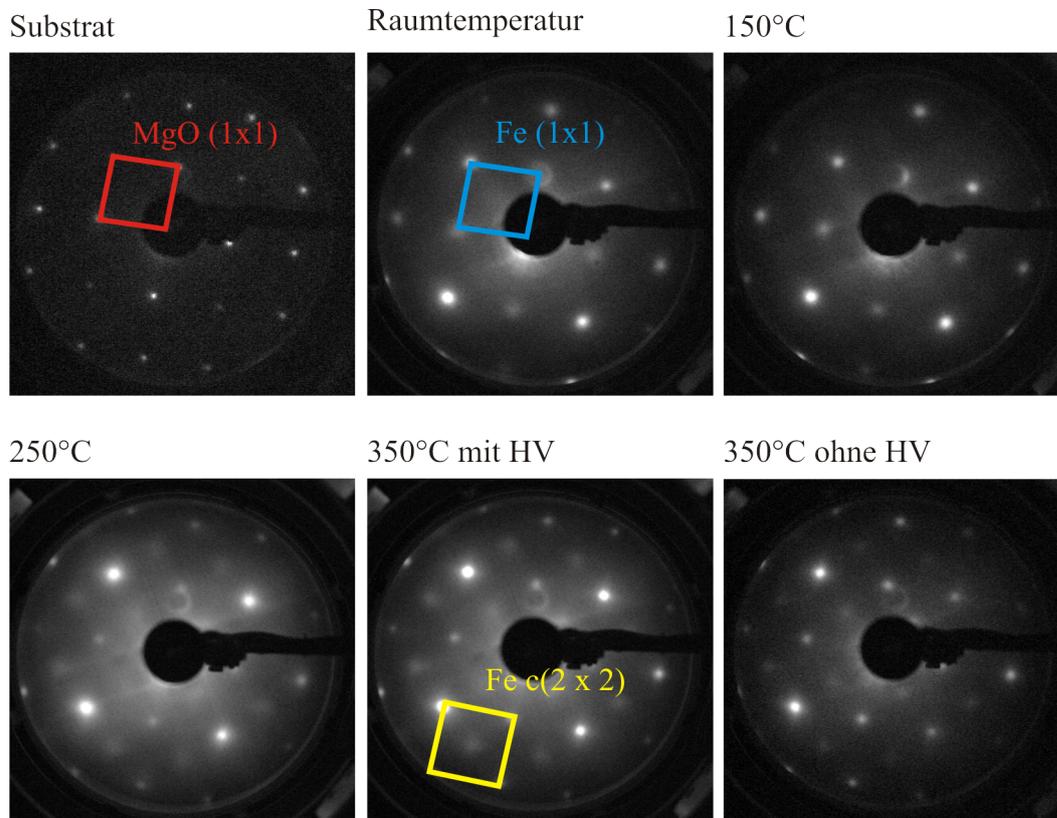
**Abbildung 5.3.:** Normiertes Intensitätsverhältnis  $\frac{I_{Mg}}{I_{Mg}+I_{Fe}}$  des Mg 1s- und des Fe 3p-Signals mit einberechneten *RSF*-Faktoren aufgetragen gegen die Depositionstemperatur.

Nach dem Aufdampfen von Eisen und der dazugehörigen XPS-Messung wurde die Probe mit einer Silizium-Schutzschicht versehen. Da Silizium auf Eisen amorph aufwächst können keine Röntgenmaxima in den XRD Messungen auftauchen, die vom Si stammen würden. Durch die zusätzliche Siliziumschicht ist gewährleistet, dass die Eisenschicht nicht oxidiert und die späteren MOKE-Messungen nicht verfälscht werden. Dafür muss sicher gestellt sein, dass die Schichtdicke des Siliziums dick genug ist, was durch eine abschließende XPS-Messung kontrolliert wurde. Abbildung 5.4 zeigt exemplarisch das XP-Spektrum der RT-Probe nach dem Aufdampfen von Silizium. In dem Spektrum sind die sehr schwachen Fe 2p- und O 1s-Signale zu sehen, wohingegen Si 2p und Si 2s eine sehr hohe Intensität aufweisen.



**Abbildung 5.4.:** XPS-Messung der RT-Probe nach dem Aufdampfen von Si. Die Maxima des Si 2s und des Si 2p sind deutlich zu erkennen.

## 5.2. Ergebnisse der LEED-Messungen



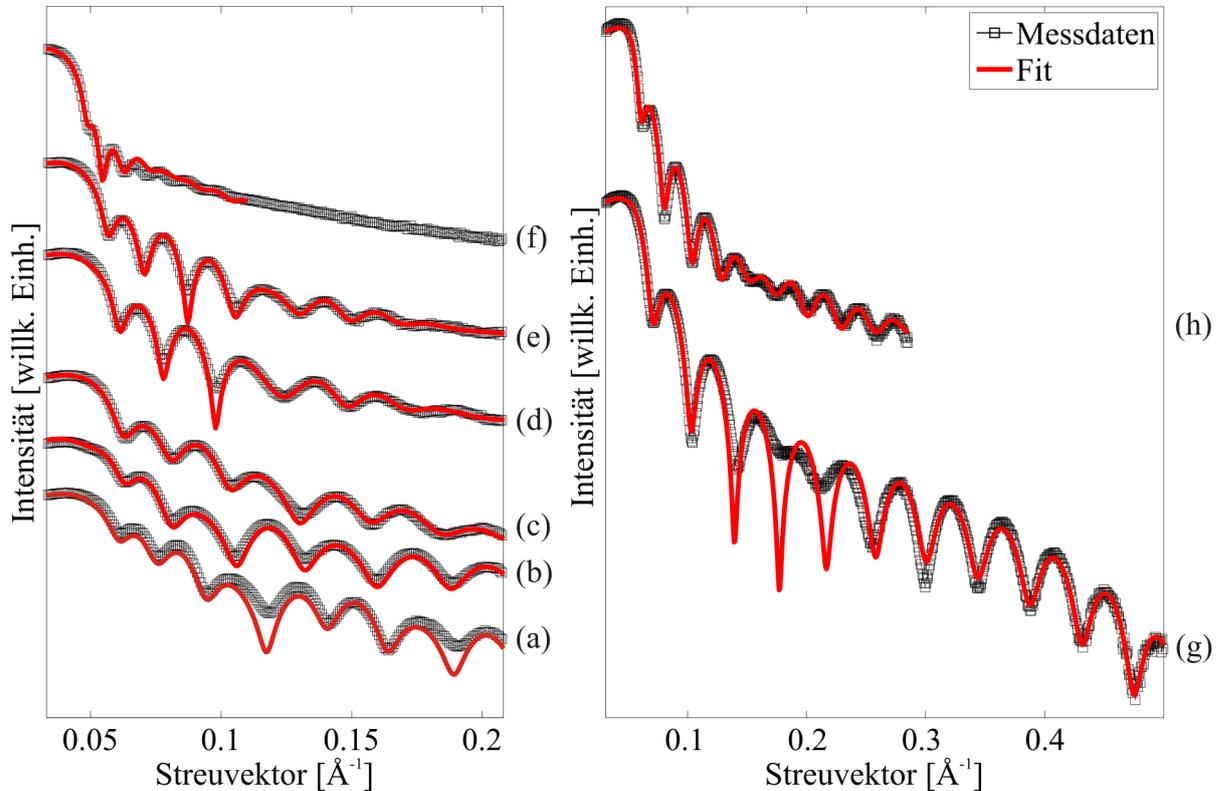
**Abbildung 5.5.:** LEED-Bilder des Substrates und der Proben RT bis 350 °C aufgenommen bei einer Energie von 170 eV.

Die LEED-Beugungsbilder wurden nach jedem Reinigungsschritt des Substrats und nach dem Aufdampfen von Eisen aufgenommen. Zum Vergleich der einzelnen Proben untereinander sind diese in Abbildung 5.5 bei der Energie von 170 eV dargestellt.

Das exemplarische LEED-Bild des Substrates zeigt nach der Reinigung die  $(1 \times 1)$ -Struktur des Magnesiumoxids (rot), wodurch gefolgert werden kann, dass die Oberfläche kristallin und gut geordnet ist. Die Struktur ist bedingt durch die quadratische Oberflächeneinheitszelle. Dieses LEED-Beugungsbild wurde auch nach allen anderen Substrat-Präparationen beobachtet. Wie bei dem Magnesiumoxid ist auch nach dem Aufdampfen von Eisen eine  $(1 \times 1)$ -Struktur mit allerdings breiteren Reflexen bei allen Proben zu beobachten (blau). Es kann somit ein epitaktisches Wachstum von Eisen auf Magnesiumoxid angenommen werden. Das Verbreitern der Reflexe hingegen deutet auf eine Unordnung an der Oberfläche hin [27]. Hinzu kommt, dass im Gegensatz zu der RT- und der 150 °C-Probe, ab der 250 °C-Probe zusätzlich noch eine  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur des Eisens zu erkennen ist (gelb), welche schon in [28] beobachtet werden konnte. Auch da lag die Temperatur bei etwa 250 °C.

Aufgrund von Aufladungseffekten konnten für die 450 °C- und 550 °C keine LEED-Bilder bei 170 eV aufgenommen werden, wodurch keine Aussage darüber getroffen werden kann, ob diese auch die Überstruktur gezeigt hätten.

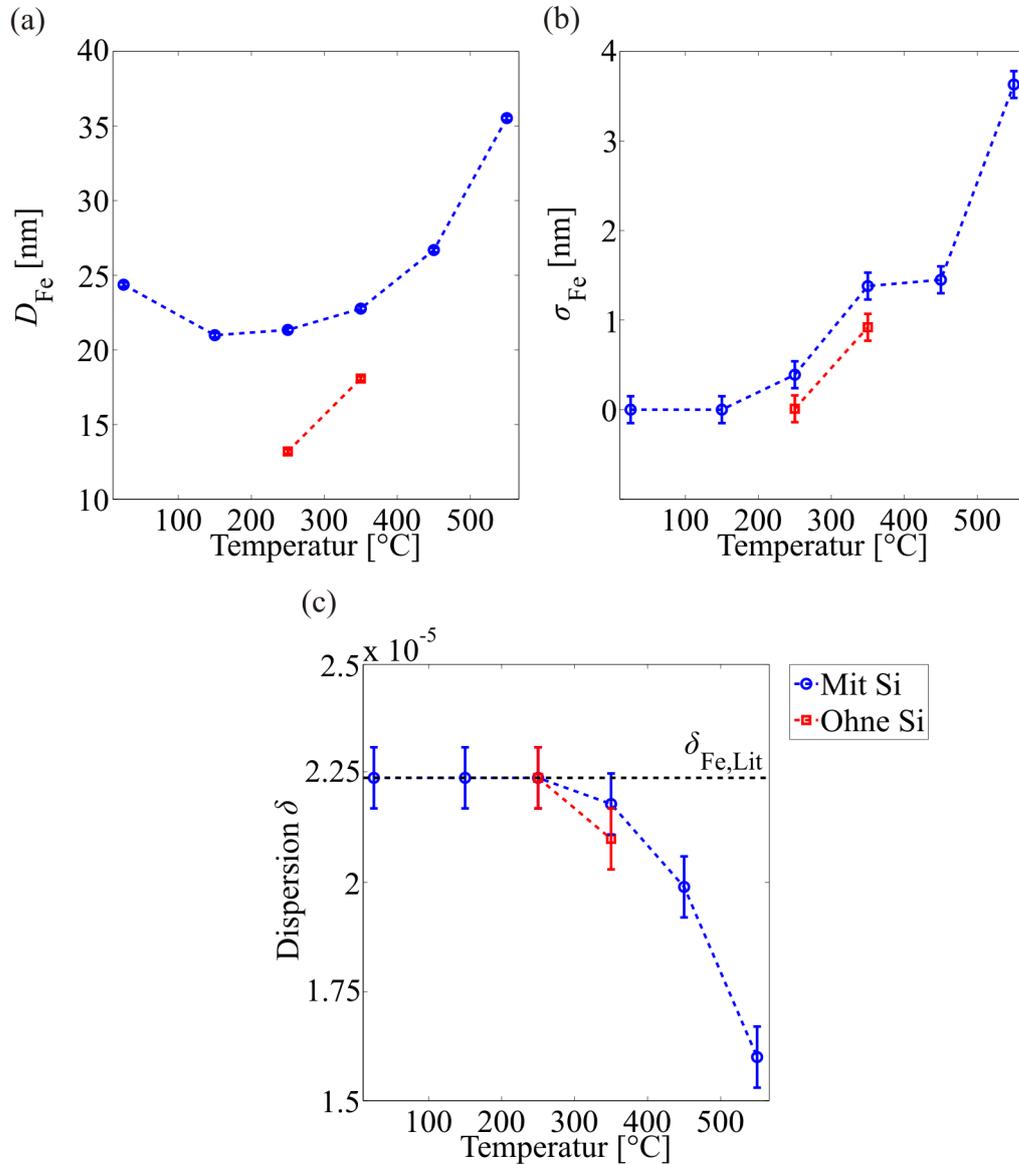
### 5.3. Ergebnisse der XRR-Messungen



**Abbildung 5.6.:** XRR-Messungen und Fit der (a) RT-, (b) 150 °C-, (c) 250 °C-, (d) 350 °C-, (e) 450 °C- und (f) 550 °C-Probe mit Si. In (g) ist die XRR-Messung mit Fit der 250 °C-Probe ohne Si und in (h) die der 350 °C-Probe ohne Si dargestellt.

Die in Bielefeld durchgeführten XRR-Messungen zeigen bei allen Proben Oszillationen, welche allerdings ab der 250 °C-Probe mit steigender Aufdampftemperatur geringer werden. Dies könnte auf eine stetige Zunahme der Rauheit zurückzuführen sein. Des Weiteren ist bei den Proben ohne Si in den XRR-Kurven eine Schwebung zu erkennen, welche auf eine möglicherweise oxidierte Eisenschicht zurückzuführen ist. Genauere Erkenntnis liefert eine probenspezifische Simulation der gemessenen Intensität mittels des Programms *iXRR*. Dabei wird für die Proben mit Si ein MgO/Fe/Si-System und für die Proben ohne Si ein MgO/Fe/FeO-System angenommen. Ab der 350 °C-Probe musste der Übergang von Magnesiumoxid zu Eisen weiter modifiziert werden, um die Messdaten beschreiben zu können. Variiert wurden für die jeweilige Schicht die Dispersion, die Absorption, die Schichtdicke und die Rauheit, wobei für die Dispersion und die Absorption bis auf die Eisen- und die Zwischenschicht der Literaturwert verwendet worden ist. Für die 550 °C-Probe konnte die Intensität nur bis zu dem Streuvektor von 0.11 Å<sup>-1</sup> simuliert werden, was eventuell durch die große Rauheit zu begründen ist. Die Messdaten sind einschließlich der modellierten Fits für die Proben mit Si in Abbildung 5.6 (a)-(f) und für die ohne Si in Abbildung 5.6 (g)-(h) dargestellt. Die aus den Fits ermittelte Schichtdicke, Rauheit und Dispersion der

Eisenschicht ist in Abbildung 5.7 abgebildet. Die Schichtdicken der übrigen Schichten, sowie deren Rauheiten sind in Anhang A.2 zu finden.

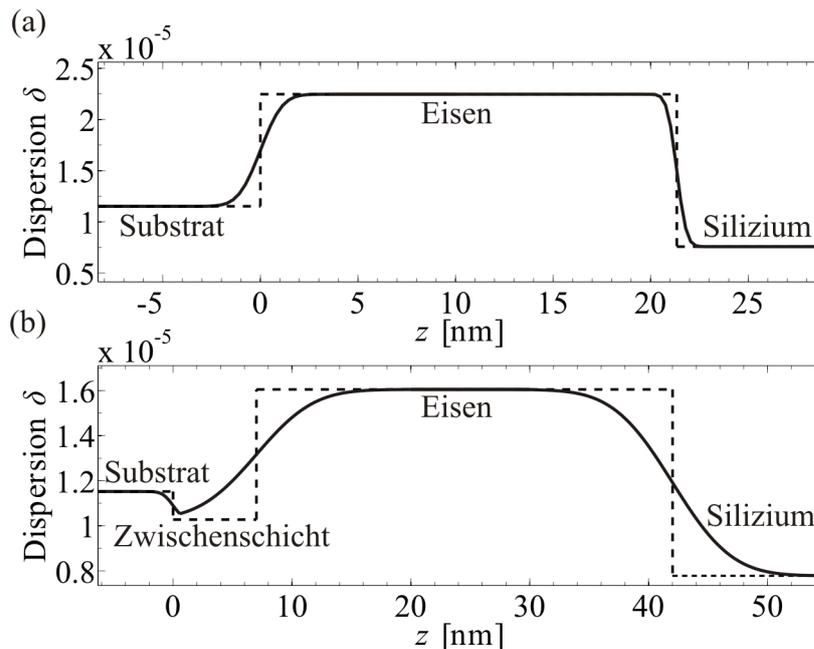


**Abbildung 5.7.:** (a) Schichtdicke  $D_{\text{Fe}}$ , (b) Rauheit  $\sigma_{\text{Fe}}$  und (c) Dispersion  $\delta_{\text{Fe}}$  der Eisenschicht in Abhängigkeit von der Substrattemperatur.

Bei der Probenpräparation wurde bei allen Proben bis auf die Kalibrierungsprobe die gleiche Menge Eisen aufgedampft. Für die RT- bis zur 350 °C-Probe mit Si beträgt die Dicke der Eisenschicht  $(20.0 \pm 0.2)$  nm bis  $(24.0 \pm 0.2)$  nm. Im Gegensatz dazu liegt die Schichtdicke der 450 °C-Probe bei  $(27.0 \pm 0.2)$  nm und die der 550 °C-Probe bei  $(35.5 \pm 0.2)$  nm. Der Grund für die Zunahme der Schichtdicke bei gleicher Aufdampfmenge könnte auf eine Durchmischung der Eisenschicht mit Magnesium zurückzuführen sein. Die Rauheit der Eisenschicht weist bis zur 150 °C-Probe einen Wert von  $< 0.2$  nm auf, welcher bis zur 350 °C-Probe auf  $(1.4 \pm 0.2)$  nm ansteigt. Mit einer Rauheit von  $(1.5 \pm 0.2)$  nm stimmt der Wert der 450 °C-Probe mit dem Rauheitswert der 350 °C-Probe innerhalb der Fehlergren-

zen überein. Für die 550 °C-Probe ist ein weiterer Anstieg der Rauheit auf  $(3.6 \pm 0.2)$  nm festzustellen. Die Bestimmung der Dispersion der Eisenschicht durch die *iXRR*-Software ergab für die RT-, 150 °C- und 250 °C-Probe einen Wert von  $2.24 \cdot 10^{-5}$ , welcher dem Literaturwert von Eisen entspricht. Ab der 350 °C-Probe fällt dieser bis zur 550 °C-Probe auf  $(1.60 \pm 0.10) \cdot 10^{-5}$ . Daraus kann gefolgert werden, dass ab 350 °C keine reine Eisenschicht mehr vorliegt, was die Vermutung einer Durchmischung der Eisenschicht bei höheren Temperaturen verstärkt. Ein ähnliches Verhalten zum bisher erwähnten lässt sich auch bei den Proben ohne die Siliziumschicht vermuten.

Im Folgenden wird die Genauigkeit der ermittelten Daten untersucht und inwieweit die Zwischenschicht eine tatsächlich vorhandene Schicht der jeweiligen Probe darstellt. Für Proben, bei denen  $\sigma \ll D$  nicht mehr gilt, liefert das Programm *iXRR* keine sinnvollen Ergebnisse mehr [9], da diese durch das implementierte Dichtemodell nicht beschrieben werden können. Infolgedessen ist das Programm nur eingeschränkt mit Zuhilfenahme künstlicher 'Zwischenschichten' nutzbar. Zur Beurteilung wird dazu für jede Probe ein Dispersionsprofil erstellt, wobei der Übergang der Schichten durch eine Fehler-Funktion beschrieben wird. Es gilt, je rauer eine Grenzfläche ist, desto weicher ist auch der Übergang.

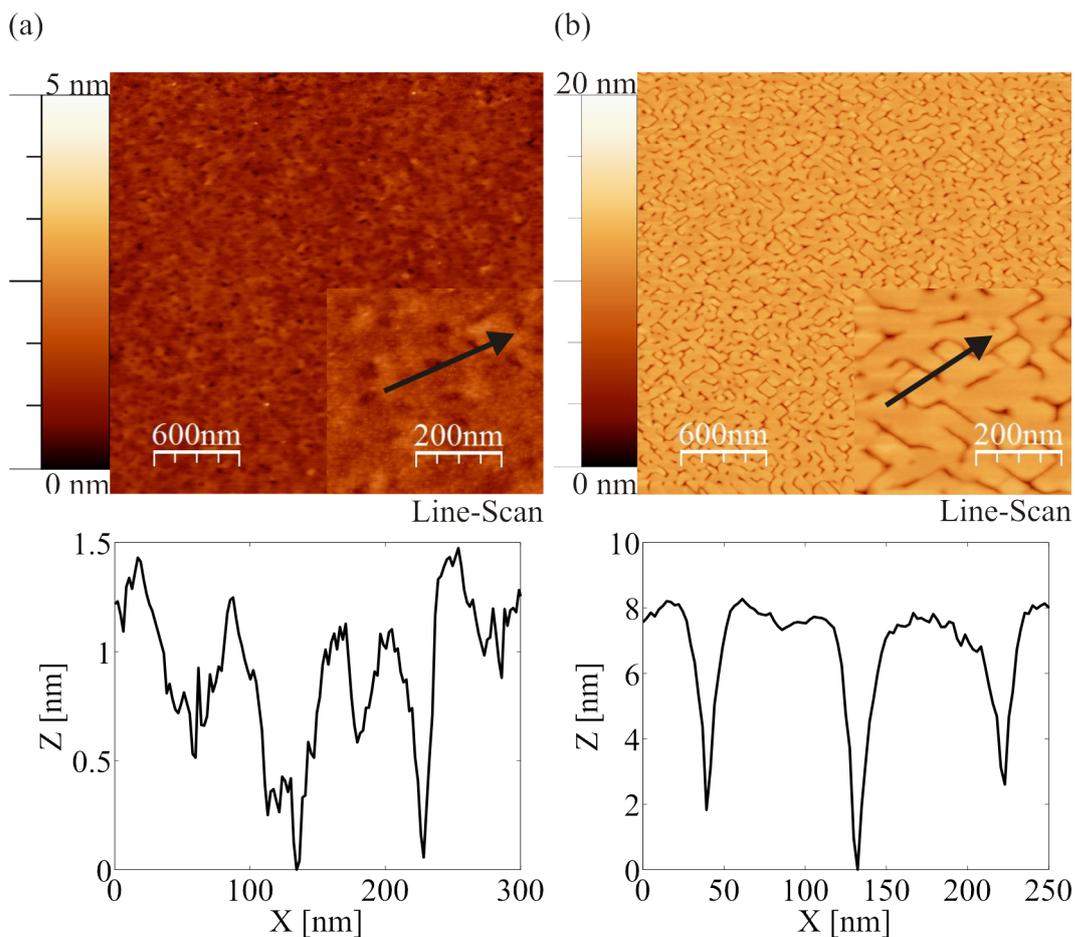


**Abbildung 5.8.:** Dispersionsprofil der (a) 250 °C- und (b) 550 °C-Probe mit Si.

In Abbildung 5.8 ist das Profil der (a) 250 °C- und (b) 550 °C-Probe mit Si dargestellt, wobei (a) für alle Proben bis zu einer Aufdampftemperatur von 250 °C repräsentativ ist und (b) für alle Proben ab einer Temperatur von 350 °C. Das Dispersionsprofil ohne Zwischenschicht zeigt dabei Bereiche konstanter Dispersion, welche den jeweiligen Schichten zuzuordnen ist. Das Dispersionsprofil mit der zusätzlichen Schicht zwischen Substrat und Eisenschicht zeigt über dessen ganze Schichtdicke keine konstanten Werte. Dadurch kann der Schicht kein wirklich beständiger Wert zugewiesen werden und dient nur zur Modifizierung des Dichteübergangs von Magnesiumoxid zu Eisen.

## 5.4. Ergebnisse der AFM-Messungen

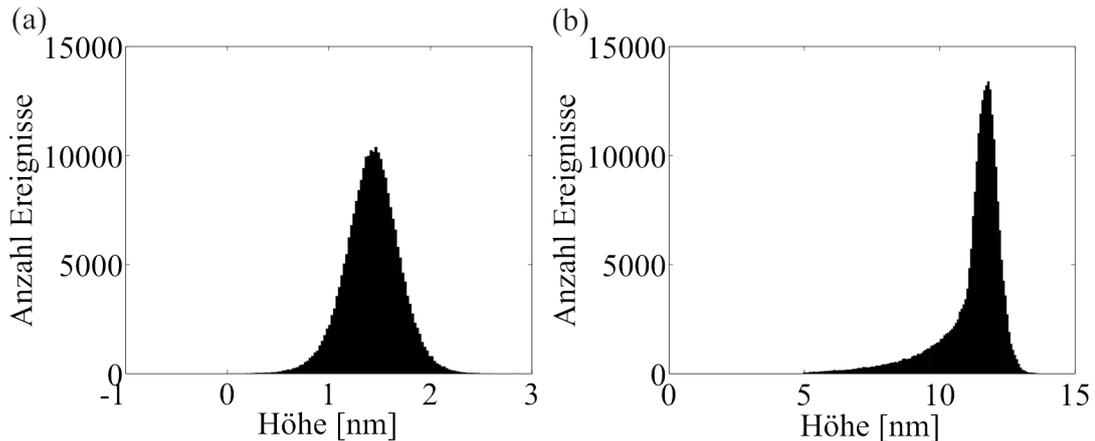
Für die AFM-Messungen wurde die jeweils 250 °C- und 350 °C-Probe ohne Si verwendet. Die Topografie von beiden Proben ist für den Scan-Bereich von  $(1 \times 1) \mu\text{m}$  und  $(3 \times 3) \mu\text{m}$  in Abbildung 5.9 dargestellt. Bei dem  $(1 \times 1) \mu\text{m}$  Scan-Bereich wurde zusätzlich für die genauere Auswertung jeweils ein Höhenprofil entlang einer vorgelegten Richtung (gekennzeichnet durch einen Pfeil) und eine Rauheitsanalyse mittels einer Höhenverteilung erstellt (vgl. ebenfalls Abb. 5.9 und Abb. 5.10). Dazu wurde das Programm *WSxM* von der Firma *WSxM solutions* genutzt.



**Abbildung 5.9.:** AFM-Messungen der (a) 250 °C- und (b) 350 °C-Probe bei unterschiedlichem Scan-Bereich und jeweiligem Höhenprofil.

Die topografischen Aufnahmen der 250 °C-Probe lassen im Vergleich zur 350 °C-Probe eine deutlich glattere Oberfläche vermuten. Bestätigt wird dies durch die Rauheitsanalyse. Diese zeigt eine *RMS*-Rauheit (*Root Mean Square*) der 250 °C-Probe von 0.24 nm, während die 350 °C-Probe eine *RMS*-Rauheit von 1.23 nm besitzt. Die ermittelte *RMS*-Rauheit der 250 °C-Probe entspricht innerhalb der Fehlergrenzen der aus der XRR-Messung ermittelten Rauheit der Eisenoxidschicht von  $(0.27 \pm 0.20)$  nm. Eine Übereinstimmung der Rauheiten bei der 350 °C-Probe ist nicht vorzufinden. Bei dieser beträgt die Rauheit der Eisenoxidschicht aus den XRR-Messungen  $(0.58 \pm 0.20)$  nm und weicht somit um  $(53 \pm 8)$  %

von dem Rauheitswert aus der AFM-Messung ab. Begründet werden kann dies durch die unterschiedliche Höhenverteilung (vgl. Abb. 5.10). Während bei der 250 °C-Probe das Höhenprofil einer Normalverteilung entspricht, zeigt die 350 °C-Probe einen asymmetrisch Verlauf mit einer Mehrzahl an auftretenden Höhen unterhalb des wahrscheinlichsten Wertes. Diese Asymmetrie wird allerdings bei der XRR-Auswertung unter der Annahme einer Normalverteilung für die Rauheiten nicht berücksichtigt, wodurch der geringere Rauheitswert zustande kommt. Hier ist also ein Vergleich beider Rauheiten nur bedingt möglich.



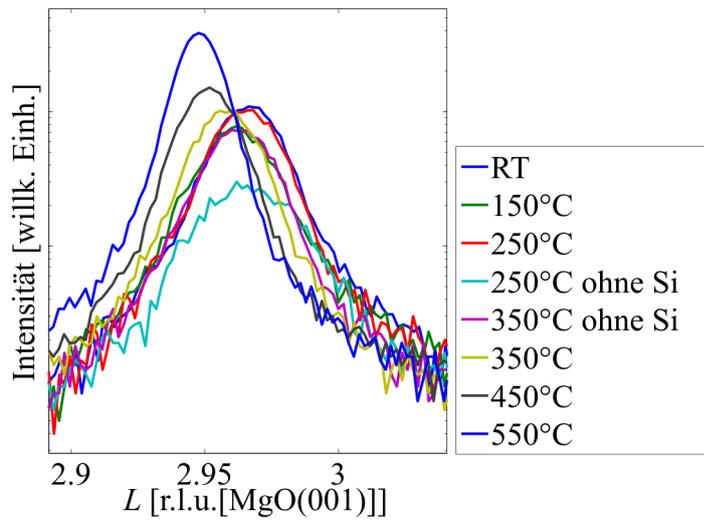
**Abbildung 5.10.:** Rauheitsanalyse der (a) 250 °C- und (b) 350 °C-Probe mittels einer Höhenverteilung.

Der Grund für die steigende *RMS*-Rauheit ist auf die vorhandenen 'Rillen' zurückzuführen, welche auf der 350 °C-Probe zu sehen sind und in 45° Richtung zur Substratkante in Fe<100> verlaufen. Eisen bildet vermutlich bei dieser Temperatur eine dendritische Struktur. Ein Line-Scan durch diese Rillen liefert dabei eine ungefähre Tiefe von 6 nm bis 8 nm. Dieser Wert entspricht nicht der wahren Terrassenhöhe, da die Messung auch durch die Breite der Rillen und der AFM-Spitze begrenzt ist. Diese kann somit nicht vollständig dem Rillenverlauf folgen und die Terrassenhöhe erscheint wesentlich kleiner als sie in Wahrheit ist. Der Abstand einer Rille zur nächsten beläuft sich durchschnittlich auf 85 nm bis 95 nm, was der Breite der Terrassen oder Inseln entspricht. Im Vergleich lieferte ein Line-Scan der 250 °C-Probe eine Terrassentiefe von 0,4 nm bis 0,8 nm. Bei dieser Probe liegt die Terrassenbreite bei 45 nm bis 55 nm.

## 5.5. Ergebnisse der XRD-Messungen

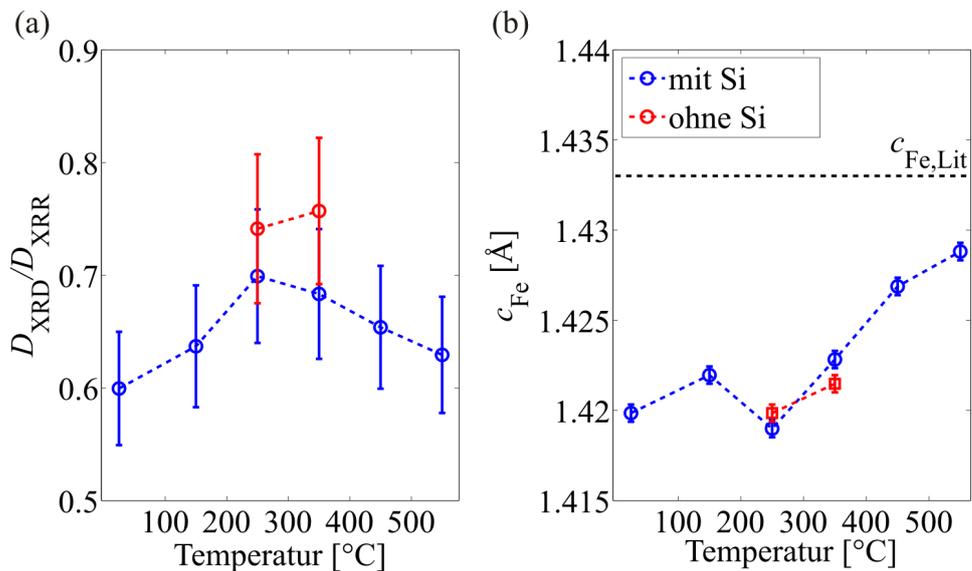
Die spekularen XRD-Messungen wurden durchgeführt, um die Auswirkungen der Depositionstemperatur auf die vertikale Kristallitgröße und den vertikalen Lagenabstand zu untersuchen. Dazu wurde der Fe(002)-Reflex genutzt, welcher für die Auswertung auf den Lagenabstand des MgO normiert worden ist.

Die gemessenen Reflexe des Eisens zeigen, dass sich das Maximum mit steigender Temperatur zu kleineren Werten von  $L$  verschiebt (vgl. Abb. 5.11). Ebenso wie die Position verändert sich auch die Halbwertsbreite der Reflexe mit der Temperatur. Beide Werte wurden durch das Anpassen einer LORENTZ-Funktion an den jeweiligen Reflex ermittelt,



**Abbildung 5.11.:** Darstellung des untersuchten Fe(002)-Reflexes der jeweiligen Probe aufgetragen gegen  $L$  in reziproken Gittereinheiten (*reciprocal lattice units* = r.l.u.).

wozu das in der *AG WOLLSCHLÄGER* entwickelte Programm *ReflexFit* genutzt worden ist. Des Weiteren werden nach Gleichung 2.15 und Gleichung 2.16 aus der Halbwertsbreite und der Position die vertikale Kristallitgröße und der vertikale Lagenabstand der entsprechenden Eisenschicht berechnet. Aus dem Verhältnis der vertikalen Kristallitgröße und der Schichtdicke, welche in Kapitel 5.3 ermittelt wurde, kann der kristalline Anteil des Eisens abgeleitet werden. Dieser und der vertikale Lagenabstand  $c_{\text{Fe}}$  sind in Abbildung 5.12 über die Temperatur aufgetragen.



**Abbildung 5.12.:** Der aus der XRD-Messung des Fe-Signals berechnete (a) kristalline Anteil und (b) vertikale Lagenabstand.

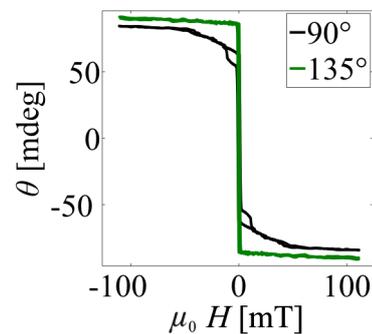
Obwohl die Werte aus Abbildung 5.12 (a) mit einem relativ großen Fehler behaftet sind, ist ein Trend bei den Proben mit Si-Schutzschicht zu erkennen. Das Verhältnis  $\frac{D_{\text{XRD}}}{D_{\text{XRR}}}$  be-

trägt bei der RT-Probe ( $0.60 \pm 0.05$ ), steigt bis  $250^\circ\text{C}$  auf den Wert ( $0.70 \pm 0.06$ ) und fällt danach kontinuierlich auf ( $0.63 \pm 0.05$ ) bei einer Aufdampftemperatur von  $550^\circ\text{C}$ . Dadurch kann angenommen werden, dass die  $250^\circ\text{C}$ -Probe, von allen untersuchten Proben mit Si-Schutzschicht, den größten Anteil an kristallinem Eisen in vertikaler Richtung besitzt. Bei den Proben ohne Si beträgt das Verhältnis bei der  $250^\circ\text{C}$ -Probe ( $0.74 \pm 0.05$ ) und bei der  $350^\circ\text{C}$ -Probe ( $0.76 \pm 0.05$ ). Für beide Proben liegt dieses somit nur leicht höher als bei den Proben mit Si, was eventuell auf die Si-Schutzschicht zurückzuführen ist. Hier sind weitere Untersuchungen erforderlich, um einen eindeutigen Zusammenhang festzustellen. Der vertikale Lagenabstand der hergestellten Proben zeigt, mit Ausnahme der  $250^\circ\text{C}$ -Probe mit Si, einen kontinuierlichen Anstieg von ( $1.420 \pm 0.005$ ) Å bei Raumtemperatur bis ( $1.429 \pm 0.005$ ) Å bei  $550^\circ\text{C}$ . Folglich nähert sich dieser immer mehr dem Literaturwert von  $c_{\text{Fe,Lit}} = 1.433$  Å an. Die Abweichung der Werte vom Literaturwert ist durch die Gitterfehlpassung bedingt und beläuft sich maximal auf 1%. Somit findet eine stärkere vertikale Relaxation der Schicht mit steigender Aufdampftemperatur statt.

## 5.6. Ergebnisse der MOKE-Messungen

### 5.6.1. Ergebnisse der Anisotropiemessungen

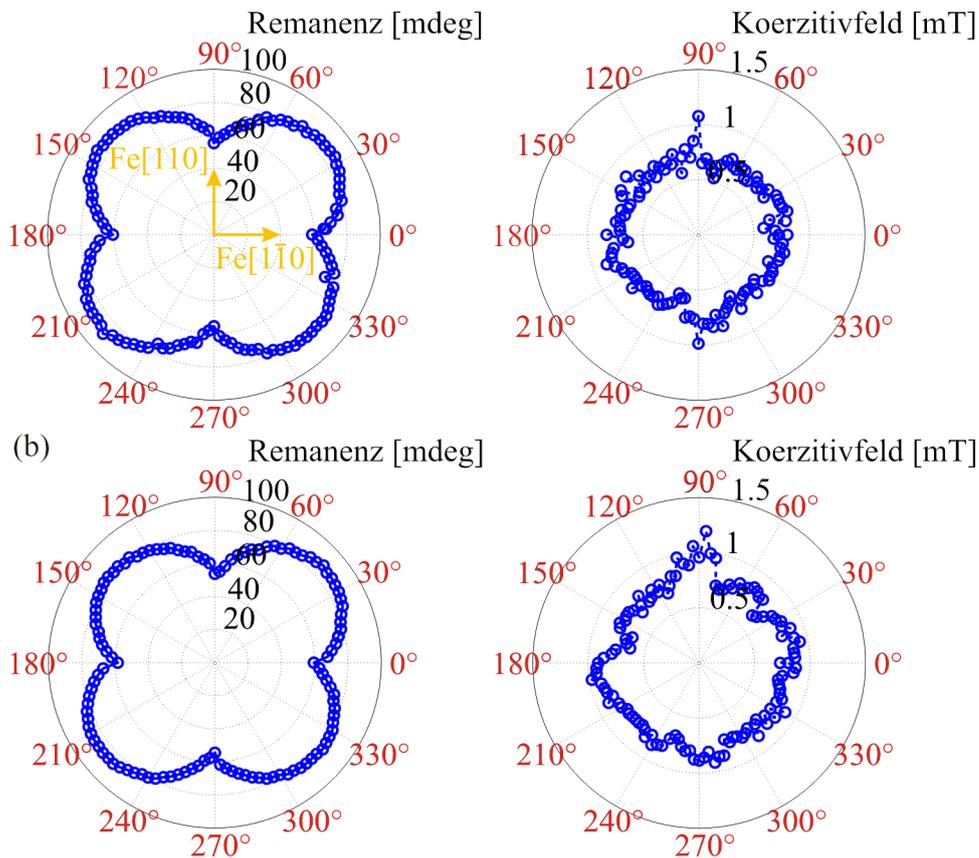
Für alle untersuchten Proben mit und ohne Siliziumschicht konnte mittels MOKE-Messungen Magnetisierungskurven aufgenommen werden. Dadurch ist gezeigt, dass die hergestellten Proben magnetisch sind. In Abbildung 5.13 ist exemplarisch die Magnetisierungskurve der RT-Probe in Fe[110]- und Fe[010]-Richtung dargestellt, welche bei einem Probenwinkel von  $90^\circ$  (schwarz) beziehungsweise  $135^\circ$  (grün) aufgenommen wurde. Anhand des kastenförmigen Verlaufs der Magnetisierungskurve in Fe[010]-Richtung lässt sich schließen, dass es sich bei dieser um eine magnetisch leichte Achse handelt. Mit 84.6 mdeg entspricht die magnetische Remanenz in etwa der Sättigungsmagnetisierung von 87.2 mdeg. Mit einer deutlich kleineren magnetischen Remanenz von 58.1 mdeg stellt die Magnetisierungskurve in Fe[110]-Richtung eine magnetisch schwere Achse dar. Auffallend bei beiden Kurven ist das kleine Koerzitivfeld, welches unter 1 mT liegt. Die Richtungsabhängigkeit deutet auf eine magnetische Anisotropie hin. Im Folgenden werden ausschließlich die Polarplots der magnetischen Remanenz und des Koerzitivfeldes betrachtet. In diesen ist die jeweilige Größe in Abhängigkeit vom Probenwinkel aufgetragen. Die Magnetisierungskurven der anderen Proben befinden sich im Anhang A.3, da die darin enthaltenden grundlegenden Informationen aus den Polarplots abgeleitet werden.



**Abbildung 5.13.:** Magnetisierungskurve einer magnetisch leichten Achse (grün) und einer magnetisch schweren Achse (schwarz) der RT-Probe.

Die MOKE-Messungen der RT-,  $150^\circ\text{C}$ -, sowie die der  $250^\circ\text{C}$ -Probe mit und ohne Silizi-

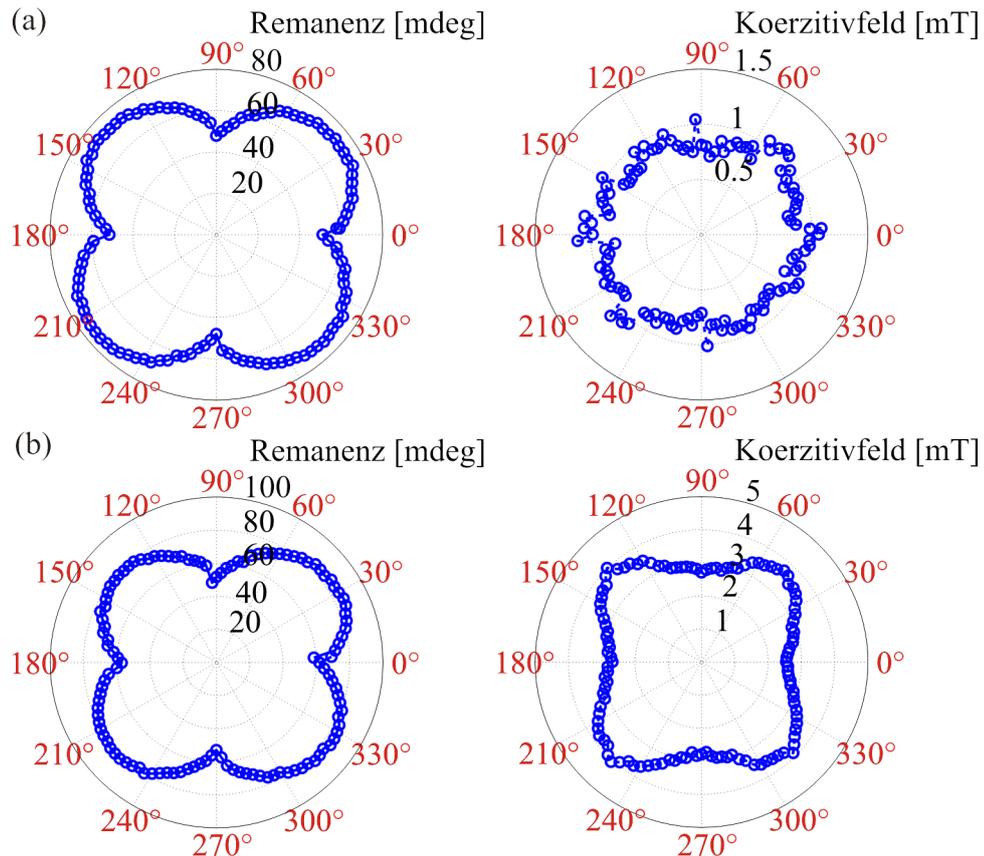
umschicht zeigen in der magnetischen Remanenz eine vierzählige magnetische Anisotropie (vgl. Abb. 5.14 und 5.15). Diese ist zurückzuführen auf die magnetokristalline Anisotropie eines kubischen Kristallsystems und konnte schon mehrfach in anderen Arbeiten bestätigt werden [29]. Die Maxima und Minima der magnetischen Remanenz zeigen, dass sich die magnetisch leichten Achsen entlang der Fe<100>-Richtungen und die magnetisch schweren Achsen entlang der Fe<110>-Richtungen ausgerichtet sind. Auffallend bei der 250 °C-Probe mit Si ist das schwächer ausgeprägte Maximum der magnetischen Remanenz in Fe[010]-Richtung. Dies ist darauf zu begründen, dass in der Abbildung der magnetischen Remanenz nur die Absolutwerte dargestellt sind und nicht die Relativwerte normiert auf die Sättigungsmagnetisierung  $M_S$ . Wenn der Auftreffpunkt des Lasers nicht im Drehpunkt der Probe liegt werden unterschiedliche Stellen gemessen, sodass  $M_S$  nicht über den gesamten Messbereich konstant ist [19]. Da allerdings das Verhältnis  $\frac{M_R}{M_S}$  für alle magnetisch leichten beziehungsweise magnetisch schweren Achsen einer Probe konstant sein muss, weicht der Wert der magnetischen Remanenz entsprechend der Sättigungsmagnetisierung ab.



**Abbildung 5.14.:** Magnetische Remanenz und Koerzitivfeld aufgetragen gegen den Probenwinkel für die (a) RT- und (b) 150 °C-Probe.

Zu vermuten ist ebenso eine vierzählige magnetische Anisotropie im Koerzitivfeld der RT- und 150 °C-Probe, welche allerdings aufgrund der verrauschten Werte nicht so stark ausgeprägt ist wie bei der magnetischen Remanenz. Hier liegen die Maxima entlang der Fe<110>-Richtungen und die Minima entlang der Fe<100>-Richtungen. Die Maxima des Koerzitivfeldes weisen einen Wert von 0.83 mT auf und die Minima einen von 0.57 mT. Ein

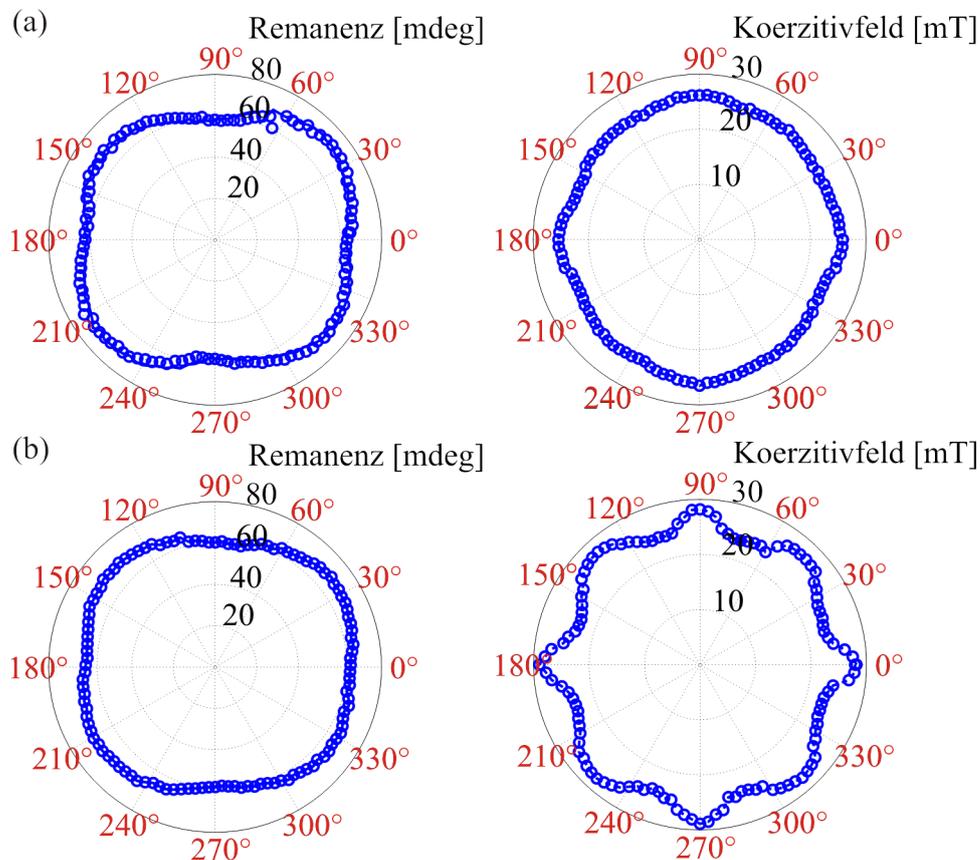
gegensätzliches Verhalten ist bei MOKE-Messungen an  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ -Schichten zu beobachten. Bisherige Untersuchungen in der Arbeitsgruppe zeigten im Koerzitivfeld eine stärker ausgeprägte vierzählige magnetische Anisotropie verglichen mit der magnetischen Anisotropie der Remanenz. Für die  $250^\circ\text{C}$  ohne Si ist das Koerzitivfeld in allen Richtungen um den Faktor fünf gestiegen. Die vierzählige magnetische Anisotropie ist deutlicher zu erkennen. Die Maxima und Minima des Koerzitivfeldes stimmen mit den Maxima und Minima der magnetischen Remanenz überein. Da diese Probe nicht mit einer Siliziumschicht versehen wurde, kann eine Oxidation der Probe das größere Koerzitivfeld verursacht haben.



**Abbildung 5.15.:** Magnetische Remanenz und Koerzitivfeld aufgetragen gegen den Probenwinkel für die  $250^\circ\text{C}$ -Proben. In (a) ist die Probe mit Si und in (b) die ohne Si dargestellt.

Die  $350^\circ\text{C}$ -Probe mit und ohne Silizium-Schutzschicht zeigt eine kleinere vierzählige magnetische Anisotropie in der magnetischen Remanenz (vgl. Abb. 5.16), was auch in den Magnetisierungskurven A.3 (d) und (h) deutlich wird. Für die  $350^\circ\text{C}$ -Probe mit Si sind wie bei der  $250^\circ\text{C}$ -Probe stärker und schwächer ausgeprägte Maxima festzustellen, welche auch hier auf die Darstellung der magnetischen Remanenz mit Absolutwerten zu begründen ist. Im Koerzitivfeld beider Proben ist ebenso eine vierzählige magnetische Anisotropie zu erkennen, wobei bei der  $350^\circ\text{C}$ -Probe mit Si diese deutlich kleiner ist. Ebenfalls liegen bei beiden Proben die magnetisch leichten Achsen entlang der  $\text{Fe}\langle 100 \rangle$ -Richtungen und die magnetisch schweren Achsen entlang der  $\text{Fe}\langle 110 \rangle$ -Richtungen. Im Koerzitivfeld liegen für die  $350^\circ\text{C}$ -Probe mit Siliziumschicht die Maxima entlang der  $\text{Fe}\langle 110 \rangle$ -Richtungen

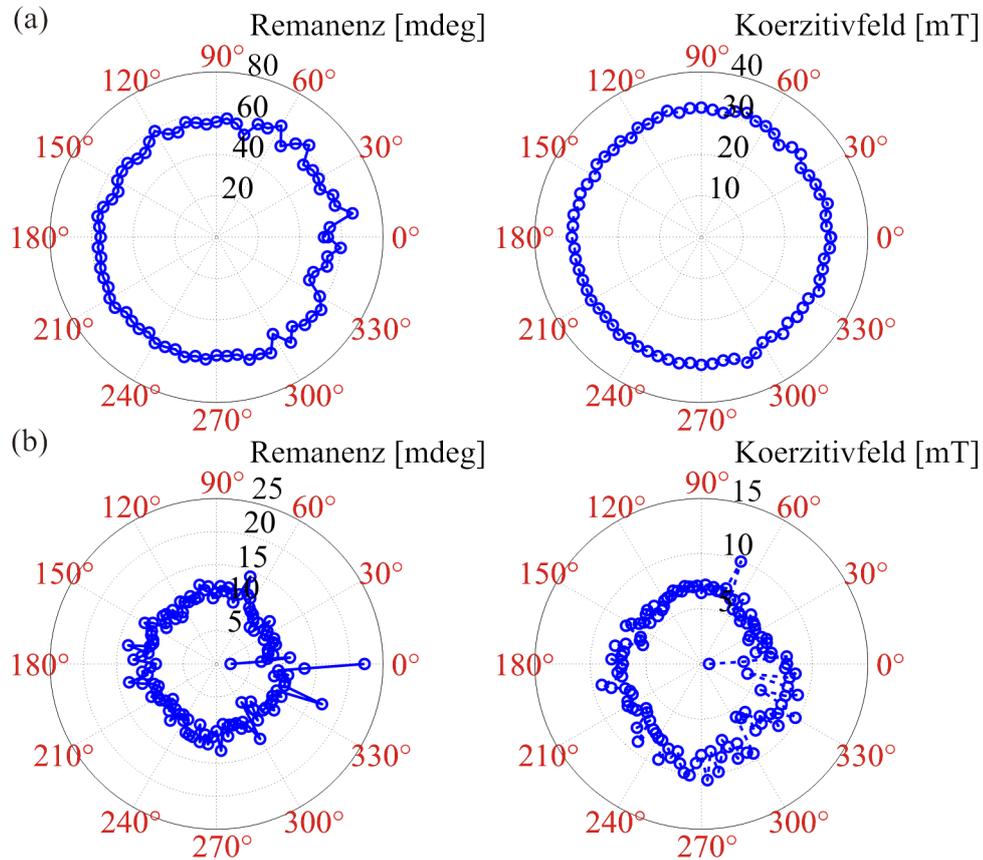
und die Minima entlang der Fe<100>-Richtungen. Im Gegensatz dazu stimmen bei der 350 °C-Probe ohne Siliziumschicht die Maxima/Minima mit den Maxima/Minima der magnetischen Remanenz überein. Zusätzlich zeigt die 350 °C-Proben ohne Si im Koerzitivfeld weitere Maxima entlang der magnetisch harten Achsen. Im Vergleich zu den Maxima in den magnetisch leichten Achsen sind die Maxima in den magnetisch schweren bemerkbar schmaler und weisen mit 29.3 mT ein um 3.5 % größeres Koerzitivfeld auf. Für die zusätzlichen Maxima können Domänenzerfälle in den magnetisch schweren Richtungen infrage kommen [30, 31]. Dabei entstehen die Maxima durch inkohärente Ummagnetisierungsprozesse. Als weitere Möglichkeit ist eine Überlagerung mehrerer Anisotropien zu nennen, welche in 45° gedreht zueinander vorliegen. Da die Probe nicht durch eine Siliziumschicht geschützt war, könnte die zweite Anisotropie durch Eisenoxid zustande kommen. Ein ähnlicher Verlauf der magnetischen Anisotropie des Koerzitivfeldes konnte in der Bachelorarbeit von Andreas KRAMPF beobachtet werden [32].



**Abbildung 5.16.:** Magnetische Remanenz und Koerzitivfeld aufgetragen gegen den Probenwinkel für die 350 °C-Proben. In (a) ist die Probe mit Si und in (b) die ohne Si dargestellt.

Für die 450 °C- und 550 °C-Probe ist die magnetische Anisotropie in der magnetischen Remanenz und im Koerzitivfeld weiter gesunken, sodass die Proben fast vollständig isotrop sind (vgl. Abb. 5.17 (a) und 5.17 (b)). Die Werte der magnetischen Remanenz und des Koerzitivfeldes weisen dabei bei der 550 °C-Probe ein starkes Rauschen auf. Das isotrope Verhalten ist auch anhand der jeweiligen Magnetisierungskurven im Anhang A.3 (e) und

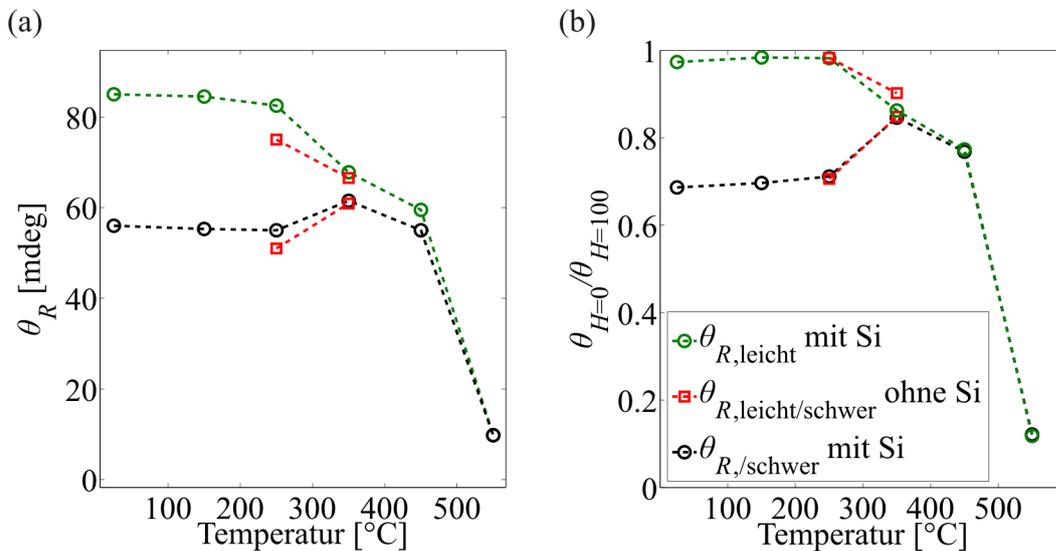
(f) festzustellen. Für die Magnetisierungskurven der 550 °C-Probe ist jeweils in der Fe[110]- und Fe[010]-Richtung ein typischer Verlauf der Magnetisierung einer magnetisch harten Achse zu beobachten. Das Koerzitivfeld beträgt bei der 450 °C-Probe in allen Richtungen des Eisens etwa 30 mT und bei der 550 °C-Probe ungefähr 7 mT.



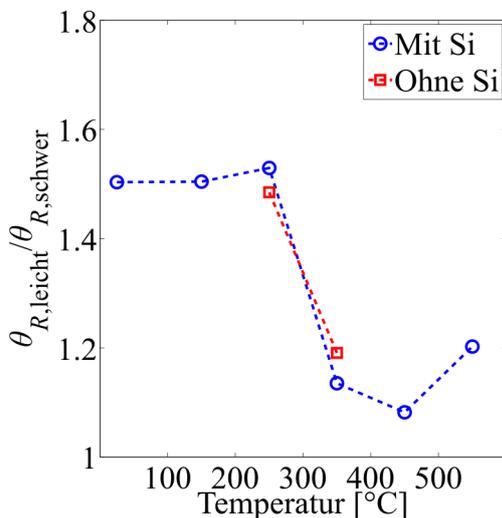
**Abbildung 5.17.:** Magnetische Remanenz und Koerzitivfeld aufgetragen gegen den Probenwinkel für die (a) 450 °C- und (b) 550 °C-Probe.

Ein direkter Vergleich der Werte der magnetischen Remanenz konnte bisher zwischen den Proben aufgrund potentiell unterschiedlicher Proportionalitätskonstanten zwischen Magnetisierung und KERR-Drehung nicht gemacht werden. Für eine genauere Aussage werden nun Relativwerte der magnetischen Remanenz in den magnetisch leichten (grün) und magnetisch schweren Achsen (schwarz) betrachtet (vgl. Abb. 5.18 (b)). Die Werte werden dabei in Bezug zur Sättigungsmagnetisierung gesetzt. Das resultierende Verhältnis aus magnetischer Remanenz und Sättigungsmagnetisierung wird *Squareness* genannt und beschreibt die magnetische Härte. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.18 (a) die Absolutwerte der magnetischen Remanenz gegen die Aufdampftemperatur aufgetragen. Es zeigt sich in beiden Abbildungen anfangs eine stärker ausgeprägte magnetische Anisotropie, welche mit steigender Temperatur abnimmt. Für die *Squareness* der magnetisch leichten Achsen liegt der Wert bis zur 250 °C-Probe zwischen 0.96 und 0.98. Ab der 350 °C-Probe nimmt der Wert kontinuierlich bis zur 550 °C-Probe ab, bei der die *Squareness* 0.12 beträgt. Für die *Squareness* der magnetisch schweren Achsen liegt  $\frac{M_R}{M_S}$  bis zur 250 °C-Probe zwischen 0.68 und 0.70, steigt danach auf 0.85 an und sinkt abschließend ebenso auf 0.12.

Im Vergleich zur *Squareness* weisen die Absolutwerte der magnetischen Remanenz einen ähnlichen Verlauf in den magnetisch leichten und magnetisch schweren Achsen auf.



**Abbildung 5.18.:** Gemessene magnetische Remanenz der magnetisch leichten Achsen (grün) und der magnetisch schweren Achsen (schwarz) in Abhängigkeit von der Aufdampftemperatur für die Proben mit Si. Die roten Kurven zeigen den Verlauf der Proben ohne Si. In (a) sind die Absolutwerte, in (b) die Relativwerte im Bezug zur Sättigungsmagnetisierung (*Squareness*) abgebildet.

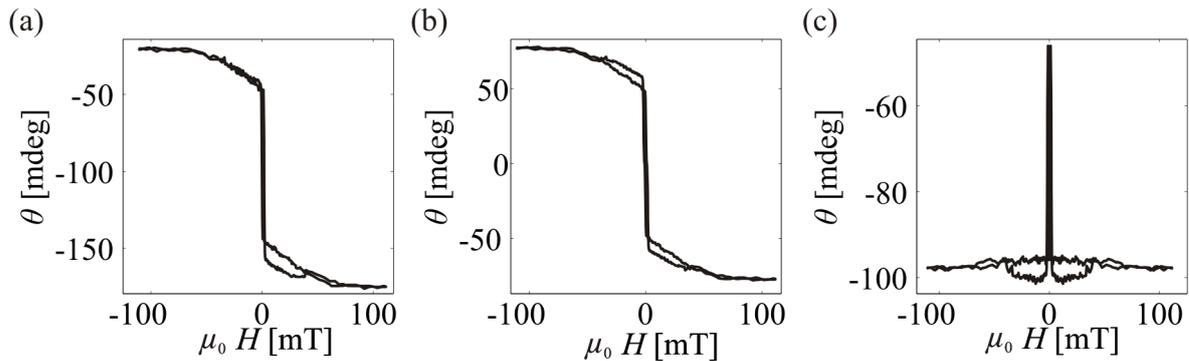


**Abbildung 5.19.:** Das Verhältnis der gemittelten Remanenz in den magnetisch leichten Achsen zur gemittelten Remanenz in den magnetisch schweren Achsen für die jeweilige Probe. Die blaue Kurve zeigt den Verlauf der Proben mit Si, die rote Kurve den Verlauf der Proben ohne Si.

Eine genauere Betrachtung der abnehmenden Anisotropie liefert Abbildung 5.19, in der das Verhältnis der gemittelten Remanenz in den magnetisch leichten Achsen zur gemittelten Remanenz in den magnetisch schweren Achsen abgebildet ist. Ein Wert des Verhältnisses von 1 repräsentiert einen Zustand, bei dem die Probe komplett isotrop ist. Bis zur 250°C-Probe liegt der Wert zwischen 1.51 mdeg und 1.53 mdeg, welcher ab 350°C bis 450°C auf 1.08 mdeg abfällt. Mit einem Wert des Verhältnissen von 1.2 mdeg hebt sich die 550°C-Probe von dem Verlauf ab. Das Abweichen dieser Probe kann voraussichtlich

dem starken Rauschen im Signal zugeordnet werden. In allen bisherigen Ausführungen verhalten sich die Proben ohne Silizium (jeweils rot in den Abbildungen gezeigt) wie die Proben mit Silizium.

### 5.6.2. Ergebnisse der QMOKE-Messungen



**Abbildung 5.20.:** Trennung des (a) MOKE-Signals in einen (b) LinMOKE- und einen (c) QMOKE-Anteil.

Die Auswertung der *eight-directional-method* wird exemplarisch an der 250 °C-Probe mit Si für die Wellenlängen 406 nm, 488 nm, 638 nm und 670 nm durchgeführt. Verwendet wurde bei allen Messungen s-polarisiertes Licht. Abbildung 5.20 zeigt zunächst für den Nachweis des QMOKEs eine Magnetisierungskurve in Fe[110]-Richtung. Mittels der Verwendung des Programms *MOKE-Analyzer* [33] lässt sich durch Symmetrisierung das gemessene Signal in einen LinMOKE- und einen QMOKE-Anteil trennen, welche ebenfalls in Abbildung 5.20 abgebildet sind. Dabei ist deutlich ein experimenteller Offset im QMOKE zu erkennen.

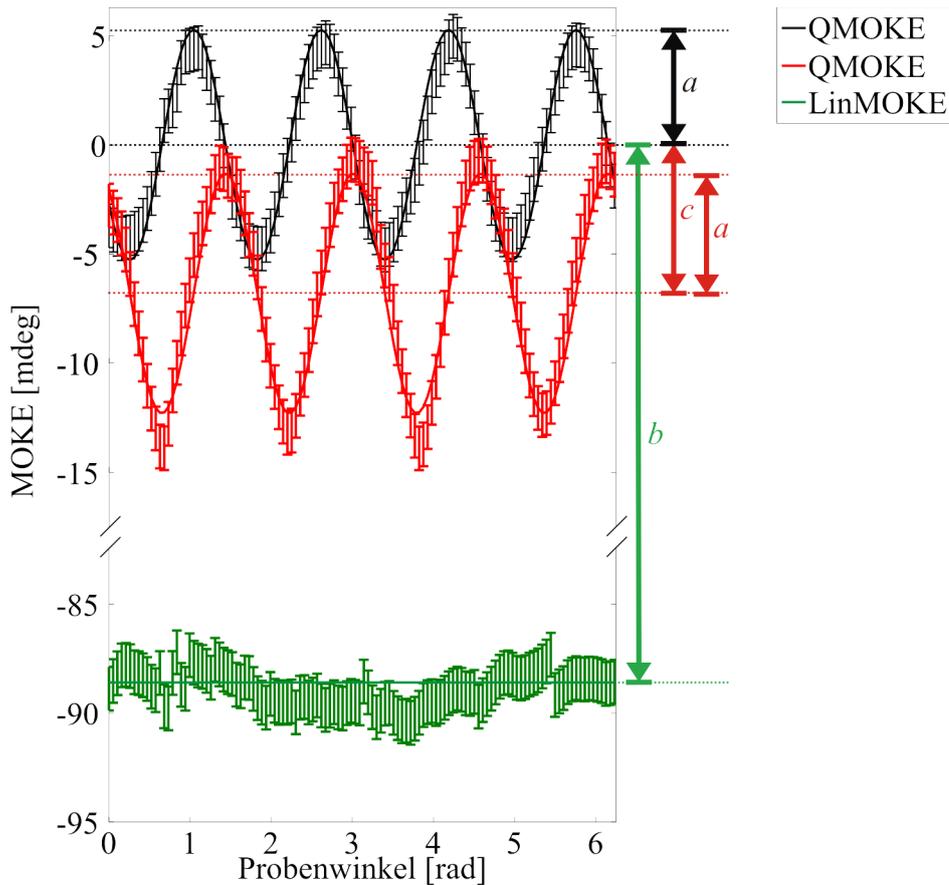
Die aus der *eight-directional-method* separierten einzelnen QMOKE-Anteile (schwarz und rot) sind mit dem separierten LinMOKE-Anteil (grün) in Abbildung 5.21 beispielhaft für die Wellenlänge 670 nm mitsamt Fitfunktionen dargestellt. Dazu wurden die in Kapitel 2.6.2 vorgestellten Gleichungen 2.25a bis 2.25c verwendet, wobei der Fitparameter  $a$  aus Gleichung 2.25a und 2.25b jeweils einzeln bestimmt wurde mit anschließender Mittelwertbildung. Es zeigt sich die zu erwartende Oszillation des QMOKEs in Abhängigkeit des Probenwinkels und man erkennt den im Rahmen des Fehlers konstanten LinMOKE.

Führt man die *eight-directional-method* für die anderen Wellenlängen durch, so zeigt sich, dass sich die Parameter  $a$ ,  $b$  und  $c$  verändern. Die Abhängigkeit der Parameter von der verwendeten Wellenlänge des Lichts ist in Abbildung 5.22 zu sehen, wobei die Fitparameter entsprechend

$$4a = A_s \Delta G \quad (5.1a)$$

$$c - a = A_s \left( G_A - \frac{K^2}{2\epsilon_d} \right) \quad (5.1b)$$

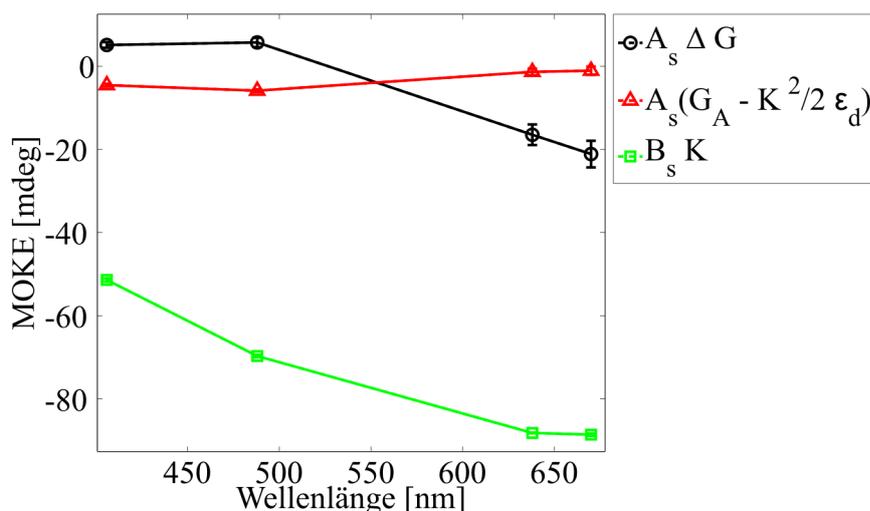
$$b = B_s K \quad (5.1c)$$



**Abbildung 5.21.:** Die separierten einzelnen QMOKE und LinMOKE-Anteile im MOKE-Signal.  $a$ ,  $b$  und  $c$  entsprechen den Parametern aus Gleichung 2.25a bis 2.25c.

umgerechnet wurden (vgl. Kapitel 2.6.2).

Die Werte von  $A_s \Delta G$  weisen zunächst für die Wellenlängen 406 nm und 488 nm einen konstanten Wert von  $(-5.4 \pm 0.9)$  mdeg auf. Ab 638 nm sinkt dieser bis 670 nm auf den Wert  $(-21.1 \pm 3.2)$  mdeg, wodurch ein Vorzeichenwechsel zustande kommt. Im Gegensatz dazu ist in den Werten von  $A_s(G_A - \frac{K^2}{2cd})$  kein Vorzeichenwechsel zu sehen. Ab 406 nm nimmt der Wert von  $(-4.6 \pm 0.3)$  mdeg auf  $(-5.9 \pm 0.3)$  mdeg ab und steigt anschließend bis 670 nm auf den Wert  $(-1.1 \pm 1.0)$  mdeg an. Die Werte von  $B_s K$  verringern sich mit zunehmender Wellenlänge. Ab 406 nm sinkt  $B_s K$  von  $(-51.4 \pm 0.4)$  mdeg bis  $(-88.6 \pm 0.4)$  mdeg bei 670 nm.



**Abbildung 5.22.:** Die ermittelten Werte der magnetooptischen Konstanten für die Wellenlängen 406 nm, 488 nm, 638 nm und 670 nm.

## 5.7. Diskussion

Die LEED-Aufnahmen zeigen für alle Proben ein epitaktisches Aufwachsen von Eisen auf Magnesiumoxid(001). Dabei liegen die  $\text{Fe}\langle 100 \rangle$ -Richtungen parallel zu den  $\text{MgO}\langle 110 \rangle$ -Richtungen. Verglichen mit dem Substrat sind die Reflexe der  $(1 \times 1)$ -Struktur von Eisen allerdings verbreitert, was bedingt ist durch das Schichtwachstum von Eisen auf Magnesiumoxid. Dieses genügt dem VOLMER-WEBER-Wachstum und konnte für das behandelte System zum Beispiel von PARK *et al.* [34] festgestellt werden. Beim VOLMER-WEBER-Wachstum entstehen der Theorie nach beim Aufdampfen Inseln, welche stetig an Höhe gewinnen, bevor die aufgedampfte Schicht erst geschlossen ist. Die Inseln bewirken wiederum eine Zunahme der Rauheit der Oberfläche, wodurch die Eisenschicht nicht gut geordnet vorliegt und so die verbreiterten Reflexe verursacht. Ab einer Aufdampftemperatur von  $250^\circ\text{C}$  weisen die Proben im LEED eine zusätzliche  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur auf.

Nach SICOT *et al.* [35] liegt die Ursache der  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur in der Verunreinigung der Eisenschicht durch Kohlenstoff, welches zu der Entstehung der Überstruktur führt. Die durchgeführten XPS-Messungen der hergestellten Proben können diese Vermutung nicht bestätigen. Sie zeigen beispielsweise für die  $350^\circ\text{C}$ -Probe keinen Hinweis auf Kohlenstoff, obwohl bei dieser die  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur zu beobachten ist. Demnach muss für die in dieser Arbeit hergestellten Proben ein anderer Grund für die Überstruktur infrage kommen. Außerdem fanden OKA *et al.* [28] heraus, dass das Auftreten der  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur möglicherweise schichtdickenabhängig ist. Die kritische Schichtdicke hängt dabei von der Aufdampftemperatur ab. Eine Zunahme der Temperatur geht dabei mit einem Sinken der kritische Schichtdicke einher, sodass Proben, deren Eisenschicht bei einer relativ geringen Temperatur aufgedampft worden ist, folglich eine hohe Schichtdicke besitzen müssen, um die Überstruktur bilden zu können. Für die RT- und  $150^\circ\text{C}$ -Probe kann vermutet werden, dass diese die kritische Schichtdicke für ihre Temperatur nicht überschritten haben und deswegen die  $c(2 \times 2)$  nicht zeigen.

Weiter fanden OKA *et al.* heraus, dass sich ebenso die Morphologie der Oberfläche temperaturabhängig verändert. In ihrer Arbeit zeigte sich bei Temperaturen unterhalb von 250 °C pyramidenähnliche Körner auf der Oberfläche und bei Temperaturen oberhalb von 250 °C flache atomare Terrassen, welche mit steigender Temperatur breiter wurden. Die Terrassenkanten verliefen dabei in Fe[100]-Richtung. Diese Beobachtungen sind vereinbar mit den Ergebnissen der *ex situ* durchgeführten AFM-Messungen der 250 °C- und 350 °C-Probe ohne Si. Auf beiden konnten dabei ebenfalls flache terrassenähnliche Strukturen festgestellt werden, welche bei der 350 °C-Probe durch zusätzliche mindestens 6 nm bis 8 nm tiefe Gräben getrennt sind. Die Terrassen sind bei dieser Probe mit 85 nm bis 95 nm doppelt so breit wie bei der 250 °C-Probe. Die Gräben bewirken zudem einen Anstieg der Rauheit um den Faktor fünf und das Vorfinden einer dendritischen Struktur auf der Oberfläche, welche schon von BOUBETA *et al.* [36] beobachtet wurde. Verglichen mit der Rauheit der Eisenoxidschicht aus den XRR-Auswertungen ist nur eine Übereinstimmung der 250 °C-Probe festzustellen. Da bei der 350 °C-Probe die genannten Gräben im XRR-Modell vernachlässigt werden, fällt die Rauheit hier im Gegensatz zur Rauheit aus der AFM-Auswertung kleiner aus.

Ebenso ist ein Anstieg der Rauheit der Eisenschicht mit zunehmender Aufdampftemperatur in den XRR-Messungen zu beobachten, welche sich ab 250 °C bis 550 °C fast verneunfacht. Ab 350 °C ist auch eine Änderung der Dispersion der Eisenschicht zu vermerken. Ab diesen Proben musste zur genaueren Modellierung jeweils ein Vierschichtmodell angenommen werden, während bei den anderen ein Dreischichtsystem genügte. Die Dispersionsprofile ergaben, dass die zusätzliche Schicht zwischen der Eisenschicht und dem Substrat nur zur Modifizierung des Tiefenprofils der optischen Konstanten im Übergang von der Eisenschicht zum Substrat dient. Die ermittelte Dispersion der Eisenschicht zeigt mit steigender Temperatur eine Abnahme bis  $(1.60 \pm 0.10) \cdot 10^{-5}$ . Der Grund dafür wird in einer Durchmischung der Eisenschicht mit Magnesium vermutet, was auch aus den XP-Spektren ab 350 °C abgeleitet werden kann. Der Mg-Anteil steigt dabei mit zunehmender Temperatur von  $(4.3 \pm 0.2) \%$  auf  $(11.4 \pm 0.6) \%$  an. Die Annahme wird unterstützt durch den Anstieg der Schichtdicke ab 450 °C. Im Vergleich zu den restlichen Proben weist die 450 °C-Probe eine um 18.5 % größere Schichtdicke und die 550 °C eine um 61.3 % größere Schichtdicke auf, obwohl die gleiche Menge Eisen aufgedampft wurde. Eine Durchmischung einer Eisenschicht mit Magnesium ab 300 °C konnte auch von KIM-NGAN *et al.* beobachtet werden, wobei in ihrer Arbeit die Eisenschicht als Schutzschicht zwischen dem MgO-Substrat und einer Magnetitschicht diente [37].

Ebenso wirkt sich die mutmaßliche Durchmischung auch auf die kristalline Qualität der Eisenschicht aus. Das Verhältnis  $\frac{D_{\text{XRD}}}{D_{\text{XRR}}}$  steigt bis 250 °C um 15 % an und nimmt danach wieder bis 550 °C um 10 % ab, wodurch angenommen werden kann, dass die 250 °C-Probe mit  $(0.70 \pm 0.06)$  von allen Proben mit einer Siliziumschicht den größten kristallinen Anteil in vertikaler Richtung besitzt. Weiter ergaben die XRD-Messungen, dass die Eisenschicht mit steigender Depositionstemperatur stärker vertikal relaxiert und sich immer mehr dem Literaturwert von Eisen nähert. Die Verspannung beträgt bei Raumtemperatur 0.9 % und bei 550 °C nur noch 0.3 %.

Die Diffusion lässt sich auch mit der Zunahme des Koerzitivfeldes aus den MOKE-Messungen in Verbindung bringen. Bis 250 °C liegt dieses ausgenommen der Probe ohne

Siliziumschicht unter 1 mT, was auf eine hochwertig epitaktisch gewachsene Eisenschicht hindeutet [38]. Bis 450 °C steigt das Koerzitivfeld um einen Faktor von  $> 30$  an. Durch Defekte die durch die Verunreinigung der Eisenschicht mit Magnesium entstanden sind, könnte ein sogenannter *pinning*-Effekt der Domänenwände auftreten. Dadurch, dass die Domänenwände an den Defekten 'haften', benötigt man ein größeres entgegengesetztes Magnetfeld, um die Probe umzumagnetisieren [17]. Der Effekt korreliert dabei mit zunehmender Anzahl von Defekten, sodass mit einer stetigen Zunahme von Magnesium in der Eisenschicht auch die Zahl der Defekte zunimmt, wodurch dementsprechend der *pinning*-Effekt stärker ist und damit das Koerzitivfeld höher wird. Um die Richtigkeit der These zu verifizieren, müssten abschließend weitere XRD-Messungen in lateraler Richtung gemacht werden, welche Aufschluss auf die vorliegende Defektdichte geben würden.

Im Vergleich zur 450 °C-Probe zeigt das Koerzitivfeld der 550 °C-Probe einen um fast 77 % geringeren Wert. Die Form der entsprechenden Magnetisierungskurve gleicht in allen Richtungen der einer magnetisch schweren Achse, was auch durch die geringer werdende *Squareness* abgeleitet werden kann. Eine ähnliche Magnetisierungskurve konnte von JORDAN *et al.* in ihrer Arbeit bei 422 °C beobachtet werden, wobei sie hier eine Beziehung zu Magnetisierungskurven eines partikelförmigen Systems sehen [38]. Eine andere Möglichkeit wäre, dass sich bei relativ hohen Temperaturen die Magnetisierung weniger in der *in-plane*-Richtung befindet, sondern sich aus der Probe heraus gedreht hat und so mehr bis vollständig *out-of-plane* vorliegt. Die Messung der Magnetisierungskomponente in der *out-of-plane*-Richtung könnte dabei Aufschluss bringen.

Ergänzend zeigen die MOKE-Messungen in den Polarplots bis einschließlich 350 °C die Ausbildung einer vierzähligen magnetischen Anisotropie in der magnetischen Remanenz und zum Teil auch im Koerzitivfeld, welche bedingt ist durch die magnetokristalline Anisotropie eines kubischen Kristallsystems. Dabei zeigte die Winkelabhängigkeit der magnetischen Remanenz magnetisch leichte Achsen entlang der Fe<100>-Richtungen und magnetisch schwere Achsen entlang der Fe<110>-Richtungen. Ab der 350 °C-Probe verschwindet die beobachtete vierzählige magnetische Anisotropie mit zunehmender Aufdampftemperatur, sodass der Effekt der magnetokristallinen Anisotropie nicht mehr zu erkennen ist (vgl. Abb. 5.18 und 5.19). Der Grund für das isotrope Verhalten ist voraussichtlich zurückzuführen auf die Abhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropie von der kristallinen Struktur. Die beschriebene Relaxation des Kristallgitters hat eine Änderung der Spin-Bahn-Kopplung zur Folge und bewirkt so die kleinere Anisotropie [30]. Weiterhin zeigt die 350 °C-Probe ohne Si im Koerzitivfeld zusätzliche Maxima in den magnetisch schweren Achsen. Für die Entstehung dieser Maxima ist einerseits eine Überlagerung der magnetokristallinen Anisotropie der Eisenschicht von der magnetokristallinen Anisotropie einer Eisenoxidschicht zu vermuten. Dabei sind die magnetisch leichten und schweren Achsen der Eisenoxidschicht um 45° gedreht verglichen mit den magnetisch leichten und schweren Achsen der Eisenschicht [32]. Andererseits wäre es bei Magnetfeldern parallel zu den magnetisch schweren Richtungen möglich, dass in den Ummagnetisierungsprozessen Multidomänen entstehen, bei denen die einzelnen magnetischen Momente zum Teil gegen den Uhrzeigersinn und zum Teil mit dem Uhrzeigersinn drehen (inkohärente Drehung) [30]. Die Entstehung dieser Multidomänen kann durch das Phänomen der magnetischen Frustration beschrieben werden. Wenn sich während des Ummagnetisierens die magnetischen Momente in die Richtung einer magnetisch leichten Achse drehen wollen, sich dabei

aber zwischen zwei energetisch gleichen Achsen entscheiden müssen, teilen sich diese entsprechend der beiden Achsen in mehrere Domänen auf [31].

Aufgrund des höchsten kristallinen Anteils in vertikaler Richtung, des kleinen Koerzitivfeldes und der vierzähligen magnetischen Anisotropie in der magnetischen Remanenz wurde die 250 °C-Probe für die Durchführung der *eight-directional-method* ausgewählt.

Die Messung der *eight-directional-method* ergab eine Wellenlängenabhängigkeit des QMOKEs und des LinMOKEs. Da die vier verwendeten Wellenlängen von ihren Werten allerdings zu sehr auseinander liegen und in ihrer Anzahl zu wenig sind, ist eine Aussage über einen vermeintlichen Trend nur bedingt möglich. Um einen eindeutigeren Verlauf der Abhängigkeit des MOKEs von der Wellenlänge zu erhalten, müssten weitere Messungen mit einem kontinuierlichem Wellenlängenspektrum durchgeführt werden.

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung von möglichst kristallinen Eisenschichten auf Magnesiumoxid(001) für die Untersuchung einer Wellenlängenabhängigkeit des QMOKEs mittels der *eight-directional-method*. Es wurde Eisen durch Molekularstrahlepitaxie bei verschiedenen Temperaturen aufgedampft und mit unterschiedliche Messmethoden charakterisiert.

Die LEED- und XRD-Messungen zeigten ein epitaktisches und kristallines Wachstum von Eisen auf Magnesiumoxid, welches bei 250 °C in vertikaler Richtung den größten kristallinen Anteil aufweist. Auch konnte ab dieser Aufdampftemperatur neben der (1 × 1) Struktur die Ausbildung einer  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur im LEED-Bild beobachtet werden. Des Weiteren ergab die Auswertung der spekularen XRD-Messung, dass das aufgedampfte Eisen mit steigender Temperatur stärker vertikal relaxiert und somit weniger verspannt vorliegt.

Es konnte weiterhin durch die XPS-Messungen gezeigt werden, dass Magnesium ab 350 °C an die Oberfläche diffundiert. Eine Vielzahl der Resultate kann dabei auf die Diffusion zurückgeführt werden, wie das stetige Sinken der Dispersion der Eisenschicht, sowie dessen kontinuierlicher Anstieg in der Schichtdicke oder das Steigen des Koerzitivfeldes in den MOKE-Messungen. Für die Simulationen der XRR-Messdaten musste für die Proben, die bei 350 °C aufgedampft wurden und darüber, das optische Profil der Grenzfläche zwischen dem Substrat und der Eisenschicht modifiziert werden, indem eine zusätzliche, relativ raue Schicht eingefügt wurde. Für die Proben, die unter 350 °C aufgedampft wurden, war diese zusätzliche Schicht nicht nötig, um die XRR-Messdaten simulieren zu können.

Des Weiteren konnte mittels AFM-Messungen der 250 °C- und 350 °C-Probe mit Siliziumschicht eine Veränderung der Morphologie festgestellt werden, sowie eine daraus resultierende Zunahme der Rauheit. Während bei einer Aufdampftemperatur von 250 °C eine nahezu glatte Oberfläche beobachtet werden konnte, zeigte sich bei 350 °C dendritische Strukturen. Die steigende Rauheit konnte hier ebenfalls in den XRR-Kurven nachgewiesen werden, welche sich durch geringer werdende Oszillationen in den XRR-Kurven bemerkbar machte.

Zuzüglich ergaben die Anisotropie-Messungen in den Polarplots bis zu einer Aufdampf-temperatur von 350 °C eine vierzählige magnetische Anisotropie in der magnetischen Remanenz und zum Teil auch im Koerzitivfeld, welche bei höheren Temperaturen isotrop wurde. Außerdem zeigte die 350 °C-Probe ohne Si im Koerzitivfeld zusätzliche Maxima in magnetisch schwerer Richtung, welche eventuell durch Domänenzerfälle oder durch eine Überlagerung zweier magnetischer Anisotropien zustande kommt. Die magnetischen Anisotropien liegen dabei einem Winkel von 45° zueinander verdreht vor. In Frage kommen könnte dafür die magnetokristalline Anisotropie der Eisenschicht und die magnetokristalline Anisotropie der Eisenoxidschicht.

Die durchgeführte *eight-directional-method* der 250 °C-Probe mit Si zeigte eine Abhängigkeit des QMOKEs und des LinMOKEs von der Wellenlänge des Lichts, die gut mit den theoretischen Überlegungen vereinbar ist. Verwendet wurde dazu das Licht der Wellenlänge 406 nm, 488 nm, 635 nm und 670 nm, wobei der daraus ermittelte Verlauf nur einen kleinen Ausschnitt des zu untersuchenden Wellenlängenbereichs darstellt.

Darüber hinaus sind weitere spektroskopische QMOKE-Messungen in einem größeren Wellenlängenbereich an der Technischen Universität von Ostrava geplant. Ein Vergleich der experimentellen Ergebnissen mit den theoretischen Rechnungen von HAMRLOVÁ *et al.* [5] wäre so möglich. Bei weiteren Messungen der anderen Proben könnte zudem untersucht werden, inwieweit die Qualität der Eisenschichten die QMOKE-Spektren beeinflussen.

## Literaturverzeichnis

- [1] J. Hamrlová, J. Hamrle, K. Postava, J. Pištora. *Quadratic-in-magnetization permittivity and conductivity tensor in cubic crystals*. Physica Status Solidi B **250**, 2194 (2013).
- [2] M. Veis, L. Beran, R. Antos, D. Legut, J. Hamrle, J. Pištora, Ch. Sterwerf, M. Meinerdt, J.-M. Schmalhorst, T. Kuschel, G. Reiss. *Magneto-optical spectroscopy of  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  Heusler compound*. Journal of Applied Physics **115**, 1 (2014).
- [3] G. Götz. *Simulation und Klassifizierung von magnetischen Anisotropien mit unterschiedlichen Orientierungen und Messung des magnetooptischen Kerr-Effekts erster und zweiter Ordnung in YIG und CeYIG*. Masterarbeit, Universität Bielefeld (2014).
- [4] R. Silber. *Quadratic-in-magnetization magneto-optical spectroscopy*. Masterarbeit, VŠB - Technical University of Ostrava (2014).
- [5] J. Hamrlová, J. Hamrle, D. Legut, J. Pištora. *Principal spectra describing magneto-transport in cubic crystals*. submitted (2015).
- [6] B. Zimmermann. *Epitaktisches Wachstum und Charakterisierung ultra dünner Eisenoxidschichten auf Magnesiumoxid(001)*. Dissertation, Universität Osnabrück (2010).
- [7] D. A. Shirley. *High-resolution x-ray photoemission spectrum of the valence bands of gold*. Physical Review B **5**, 4709 (1972).
- [8] M. P. Seah. *The quantitative analysis of surfaces by xps: A review*. Surface and Interface Analysis **2**, 222 (1980).
- [9] F. Bertram. *Röntgenreflektometrie an ultra dünnen Schichten*. Bachelorarbeit, Universität Osnabrück (2007).
- [10] L. G. Parratt. *Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays*. Physical Review **95**, 359 (1954).
- [11] J. Als-Nielsen, D. McMorrow. *Elements of Modern X-Ray Physics*. John Wiley & Sons, Ltd (2001).
- [12] H. Neff. *Grundlagen und Anwendungen der Röntgen-Feinstruktur-Analyse*. R. Oldenbourg Wissenschaftsverlag (1962).
- [13] O. Schuckmann. *Plasmamodifizierung von Praseodym- und Ceroxidschichten*. Masterarbeit, Universität Osnabrück (2012).
- [14] K. Oura, V. G. Lifshits, A. A. Saranin, A. V. Zotov, M. Katayama. *Surface Science - An Introduction*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2003).
- [15] E. Meyer, H. J. Hug, R. Bennewitz. *Scanning Probe Microscopy*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2004).

- [16] N. Pathé. *Herstellung und Charakterisierung magnetischer Oxidschichtsysteme auf MgO(001) und STO(001)*. Masterarbeit, Universität Osnabrück (2014).
- [17] T. Kuschel. *Magnetic anisotropy of transition metal based thin films investigated by magneto-optic Kerr effect*. Dissertation, Universität Osnabrück (2011).
- [18] C.C. Robinson. *Longitudinal Kerr magneto-optic effect in thin films of iron, nickel, and permalloy*. Journal of the Optical Society of America **53**, 681 (1963).
- [19] T. Kuschel. *Aufbau einer Apparatur zur Messung des magneto-optischen Kerr-Effekts*. Diplomarbeit, Universität Osnabrück (2007).
- [20] T. Kuschel, H. Bardenhagen, H. Wilkens, R. Schubert, J. Hamrle, J. Pistora, J. Wollschläger. *Vectorial magnetometry using magneto-optic Kerr effect including first and second order contributions for thin ferromagnetic films*. Journal of Physics D: Applied Physics **44**, 265003 (2011).
- [21] Š. Višňovský. *Magneto-optical permittivity tensor in crystals*. Czechoslovak Journal of Physics **36**, 1424 (1986).
- [22] J. Hamrle, S. Blomeier, O. Gaier, B. Hillebrands, H. Schneider, G. Jakob, K. Postava, C. Felser. *Huge quadratic magneto-optical Kerr effect and magnetization reversal in the  $\text{Co}_2\text{FeSi}$  Heusler compound*. Journal of Physics D: Applied Physics **40**, 1563 (2007).
- [23] T. Schemme. *Oxidation von Eisenschichten auf MgO(001)-Substraten*. Masterarbeit, Universität Osnabrück (2011).
- [24] M. Morita, T. Ohmi, E. Hasegawa, M. Kawakami, M. Ohwada. *Growth of native oxide on a silicon surface*. Journal of Applied Physics **68**, 1272 (1990).
- [25] O. Höfert. *Herstellung und Charakterisierung von Eisenoxidschichten*. Masterarbeit, Universität Osnabrück (2009).
- [26] J.F. Moulder, W.F. Stickle, P.E. Sobol, K.D. Bomben. *Handbook of X-ray Photoelectron Spectroscopy*. Physical Electronics, Inc. (1992).
- [27] M. Suendorf, T. Schemme, A. Thomas, J. Wollschläger, K. Kuepper. *Link between local iron coordination, Fe 2p XPS core level line shape and Mg segregation into thin magnetite films grown on MgO(001)*. submitted (2015).
- [28] H. Oka, A. Subagy, M. Sawamura, K. Sueoka, K. Mukasa. *Scanning Tunneling Spectroscopy of  $c(2 \times 2)$  Reconstructed Fe Thin-Film Surfaces*. Japanese Journal of Applied Physics **40**, 4334 (2001).
- [29] J.L. Costa-Krämer, J.L. Menéndez, A. Cebollada, F. Briones, D. García, A. Hernandez. *Magnetization reversal asymmetry in Fe/MgO(001) thin films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **210**, 341 (2000).
- [30] T. Kuschel, J. Hamrle, J. Pištora, K. Saito, S. Bosu, Y. Sakuraba, K. Takanashi, J. Wollschläger. *Magnetic characterization of thin  $\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50}$  films by magneto-optic Kerr effect*. Journal of Applied Physics **45**, 495002 (2012).

- [31] J. Hamrle, S. Blomeier, O. Gaier, B. Hillebrands, R. Schäfer, M. Jourdan. *Magnetic anisotropies and magnetization reversal of the  $\text{Co}_2\text{Cr}_{0.6}\text{Fe}_{0.4}\text{Al}$  Heusler compound*. Journal of Applied Physics **100**, 103904 (2006).
- [32] A. Krampf. *MOKE-Untersuchungen ultradünner  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}$ -Schichten auf  $\text{MgO}(001)$* . Bachelorarbeit, Universität Osnabrück (2013).
- [33] R. Schubert. *Entwicklung einer Software zur Analyse von magnetooptischen Daten*. Bachelorarbeit, Universität Osnabrück (2009).
- [34] Y. Park, E. E. Fullerton, S. D. Bade. *Growth-induced uniaxial in-plane magnetic anisotropy for ultrathin Fe deposited on  $\text{MgO}(001)$  by oblique-incidence molecular beam epitaxy*. Applied Physics Letters **66**, 2140 (1995).
- [35] M. Sicot, S. Andrieu, C. Tiusan, F. Montaigne, F. Bertran. *On the quality of molecular-beam epitaxy grown Fe/MgO and Co/MgO(001) interfaces*. Journal of Applied Physics **99**, 1 (2006).
- [36] C. M. Boubeta, J. L. Costa-Krämer, A. Cebollada. *Epitaxy, magnetic and tunnel properties of transition metal/MgO(001) heterostructures*. Journal of Physics: Condensed Matter **15**, 1123 (2003).
- [37] N.-T.H. Kim-Ngan, A.G. Balogh, J.D. Meyer, J. Brötz, M. Zając, T. Ślęzak, J. Korecki. *Thermal and irradiation induced interdiffusion in magnetite thin films grown on magnesium oxide (001) substrates*. Surface Science **603**, 1175 (2009).
- [38] S. M. Jordan, J. F. Lawler, R. Schad, H. van Kempen. *Growth temperature dependence of the magnetic and structural properties of epitaxial Fe layers on  $\text{MgO}(001)$* . Journal of Applied Physics **84**, 1499 (1998).
- [39] M. Henzler, W. Göpel. *Oberflächenphysik des Festkörpers*. B. G. Teubner Stuttgart (1991).



## A. Anhang

### A.1. Abhängigkeit des Kerr-Effekts von der Richtung des Magnetfeldes bei der eight-directional-method

Die Gleichungen A.1a bis A.1h sind aus [3] entnommen.

$$\phi_{s/p}(H_0) = \text{Offset} \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \pm B_{s/p} K \quad (\text{A.1a})$$

$$\phi_{s/p}(H_{45}) = \text{Offset} \pm A_{s/p} \frac{1}{2} \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \cos(4\alpha) \pm \frac{B_{s/p} K}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.1b})$$

$$\phi_{s/p}(H_{90}) = \text{Offset} \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \quad (\text{A.1c})$$

$$\phi_{s/p}(H_{135}) = \text{Offset} \mp A_{s/p} \frac{1}{2} \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \cos(4\alpha) \mp \frac{B_{s/p} K}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.1d})$$

$$\phi_{s/p}(H_{180}) = \text{Offset} \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \mp B_{s/p} K \quad (\text{A.1e})$$

$$\phi_{s/p}(H_{225}) = \text{Offset} \pm A_{s/p} \frac{1}{2} \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \mp A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \cos(4\alpha) \mp \frac{B_{s/p} K}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.1f})$$

$$\phi_{s/p}(H_{270}) = \text{Offset} \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \sin(4\alpha) \quad (\text{A.1g})$$

$$\phi_{s/p}(H_{315}) = \text{Offset} \mp A_{s/p} \frac{1}{2} \left( 2G_A + \frac{\Delta G}{2} - \frac{K^2}{\varepsilon_d} \right) \pm A_{s/p} \frac{\Delta G}{4} \cos(4\alpha) \pm \frac{B_{s/p} K}{\sqrt{2}} \quad (\text{A.1h})$$

### A.2. XRR-Messdaten

Zur Vereinfachung wurde in den folgenden Tabellen das Substrat als 'Sub', die Zwischenschicht als 'Zw', die Eisenschicht als 'Fe', die Siliziumschicht als 'Si' und die Eisenoxidschicht als 'FeO' abgekürzt.

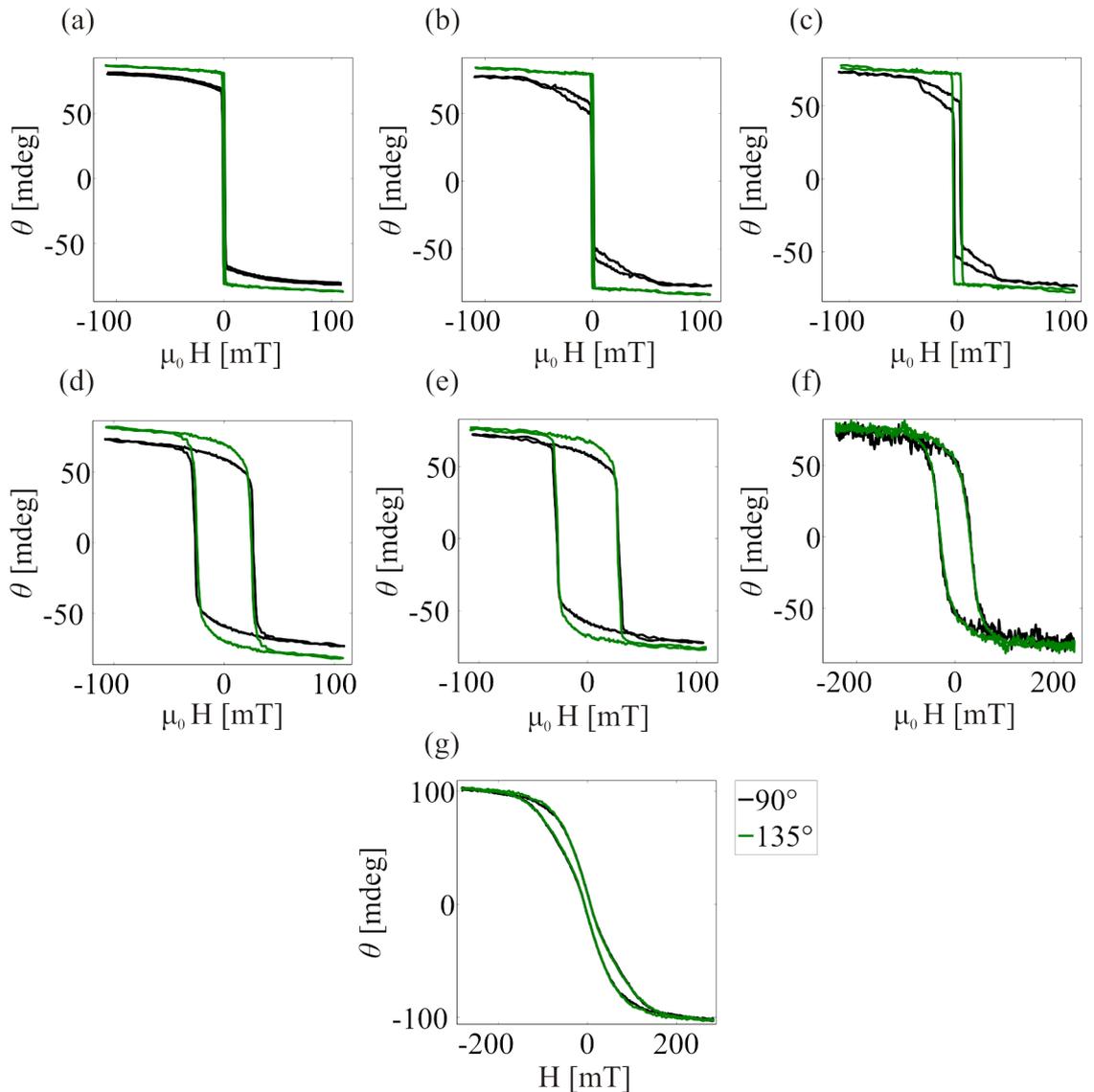
Probe	$\sigma_{\text{sub}}$ [nm]	$\delta z_{\text{w}}$ [ $10^{-5}$ ]	$d z_{\text{w}}$ [nm]	$\sigma z_{\text{w}}$ [nm]	$\delta \text{Fe}$ [ $10^{-5}$ ]	$d \text{Fe}$ [nm]	$\sigma \text{Fe}$ [nm]	$\delta \text{Si}$ [ $10^{-5}$ ]	$d \text{Si}$ [nm]	$\sigma \text{Si}$ [nm]
RT	0.52	-	-	-	2.24	24.00	0.00	0.76	8.92	1.00
150 °C	0.42	-	-	-	2.24	21.02	0.0	0.76	10.42	1.21
250 °C	0.80	-	-	-	2.24	21.34	0.39	0.76	7.71	1.22
350 °C	0.61	0.71	1.40	0.53	2.18	22.71	1.40	0.76	8.33	1.43
450 °C	0.05	0.89	2.32	1.43	2.01	27.00	1.50	0.76	8.42	1.49
550 °C	1.54	0.95	7.21	4.00	1.60	35.50	3.60	0.76	6.31	1.04

**Tabelle A.1.:** Fitparameter für die Proben mit Silizium-Schutzschicht.

Probe	$\sigma_{\text{sub}}$ [nm]	$\delta z_{\text{w}}$ [ $10^{-5}$ ]	$d z_{\text{w}}$ [nm]	$\sigma z_{\text{w}}$ [nm]	$\delta \text{Fe}$ [ $10^{-5}$ ]	$d \text{Fe}$ [nm]	$\sigma \text{Fe}$ [nm]	$\delta \text{FeO}$ [ $10^{-5}$ ]	$d \text{FeO}$ [nm]	$\sigma \text{FeO}$ [nm]
250 °C	0.27	-	-	-	2.24	13.20	0.10	1.82	1.60	0.27
350 °C	0.49	1.59	2.15	0.47	2.11	17.8	0.92	1.56	2.4	0.58

**Tabelle A.2.:** Fitparameter für die Proben ohne Silizium-Schutzschicht.

### A.3. Magnetisierungskurven der einzelnen Proben



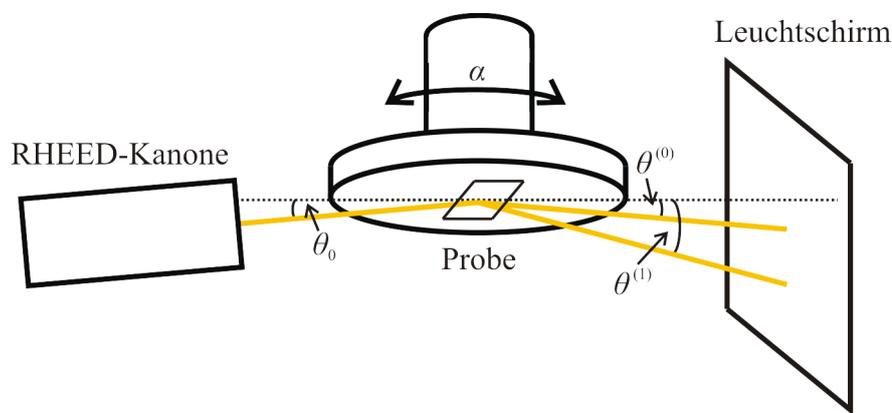
**Abbildung A.1.:** Die Magnetisierungskurven einer magnetisch schweren (schwarz) und einer magnetisch leichten Achse (grün) der (a)  $150^\circ\text{C}$ -, (b)  $250^\circ\text{C}$ -, (d)  $350^\circ\text{C}$ -, (f)  $450^\circ\text{C}$ -, (f)  $550^\circ\text{C}$ -Probe mit Si und der (c)  $250^\circ\text{C}$ - und (e)  $350^\circ\text{C}$ -Probe ohne Si.

### A.4. RHEED - Beugung hochenergetischer Elektronen in Reflexion

#### A.4.1. Theoretische und experimentelle Grundlagen

Wie LEED basiert auch RHEED auf der elastischen Beugung von Elektronen an einer Oberfläche und wird *in situ* durchgeführt. Der wesentliche Unterschied zu LEED ist, dass beim RHEED die Elektronen mit 10 keV bis 50 keV eine deutlich höhere Energie aufweisen. Um dabei eine hohe Oberflächenempfindlichkeit zu erreichen und den Einfluss von

Gitterschwingungen möglichst klein zu halten, werden die Elektronen unter streifendem Einfall auf die Probe beschleunigt [39] (vgl. Abb. A.2). Die Beugungsbilder entstehen analog zu Kapitel 2.4, wobei nach Gleichung 2.17 durch die höhere Energie auch der Radius der EWALD-Kugel wesentlich größer ist. Die auf dem Leuchtschirm abgebildeten Beugungsreflexe sind dabei für eine ideale Oberfläche auf Kreisbögen angeordnet, welche LAUE-Kreise genannt werden. Inseln, Stufen oder Defekte führen zu einer Abweichung des Beugungsmusters, welche sich zum Beispiel bei schwach ausgeprägten Stufen und Defekten als Verbreiterung der Reflexe in vertikaler Richtung bemerkbar machen. 3D-Inseln sind hingegen durch Reflexe zu identifizieren, die nicht mehr auf den LAUE-Kreisen liegen [39]. Diese zusätzlichen Reflexe weisen zudem eine geringere Intensität auf.

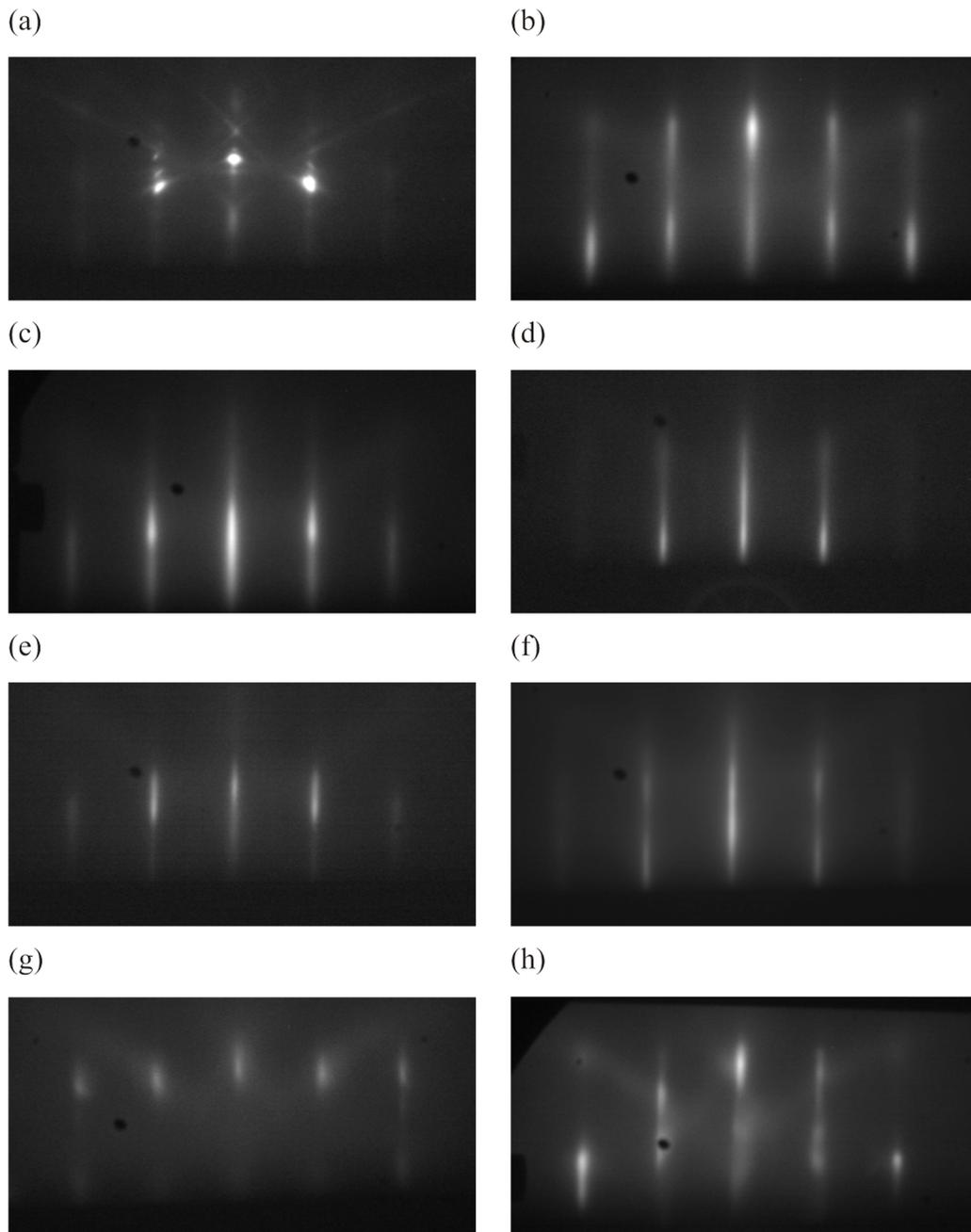


**Abbildung A.2.:** Schematischer Aufbau der RHEED-Messung.  $\theta_0$  ist der Einfallswinkel und  $\theta^{(0)}$  bzw.  $\theta^{(1)}$  der Winkel, unter dem der 0. bzw. 1. LAUE-Kreises entsteht.  $\alpha$  beschreibt die Drehung des Probenhalters.

Für die durchgeführten Messungen wird eine RHEED-Kanone der Firma *Specs* vom Typ *RHD-30* verwendet, dessen Filament mit 1.09 A betrieben wird. Damit die Elektronen die entsprechende kinetische Energie besitzen, wird eine Spannung von 25 kV angelegt.

#### A.4.2. Ergebnis und Diskussion

Die unterschiedlichen Beugungsbilder der jeweiligen Proben aus den RHEED-Messungen sind in Abbildung A.3 dargestellt. Dabei wird für das Substrat exemplarisch nur eine Aufnahme abgebildet. Dieses zeigt scharfe Reflexe, welche alle auf einen Kreisbogen liegen. Dadurch kann davon ausgegangen werden, dass die Oberfläche des Substrats gut geordnet vorliegt. Nach dem Aufdampfen bilden die Reflexe Streifen in vertikaler Richtung, welche bei der 450 °C-Probe weniger stark ausgeprägt sind. Bei der Messung der 450 °C-Probe wurde versehentlich die Erdung weggelassen, was Aufladungseffekte hervorruft. Dies könnte nicht verlässliche RHEED-Bilder zur Folge haben, was die Unterschiede erklären könnte. Die Streifen weisen nach [39] auf die Anwesenheit von Stufen und Defekten hin.



**Abbildung A.3.:** Die RHEED-Beugungsbilder des (a) Substrats, der (b) RT-, (c) 150 °C-, (d) 250 °C-, (f) 350 °C-, (g) 450 °C, (h) 550 °C-Probe mit Si und der (e) 350 °C-Probe ohne Si.

Die Zunahme der Rauheit der Probenoberfläche, welche in den AFM- und XRR-Messungen zusehen war, konnte auch in den RHEED-Messungen beobachtet werden, allerdings nicht in den Aufnahmen, sondern in der Durchführung der Messung. Dabei musste, um die entstehenden Reflexe deutlicher abbilden zu können, das Filament der RHEED-Kanone für steigende Aufdampftemperaturen mit einem höherem Strom betrieben werden. Des Weiteren konnte die von OKA *et al.* [28] beobachtete  $c(2 \times 2)$ -Überstruktur nicht nachgewiesen werden, welche in den LEED-Aufnahmen zu sehen war. In den Beugungsbildern

der RHEED-Messungen würde sich die Überstruktur durch zusätzliche, jedoch von der Intensität abgeschwächte, Reflexe zwischen den Hauptreflexen des Eisens bemerkbar machen.

Ich versichere, dass ich die eingereichte Bachelorarbeit selbstständig und ohne unerlaubte Hilfe verfasst habe. Anderer als der 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.

Osnabrück, 09. Oktober 2015

---

Jannis Thien



## Danksagung

Im letzten Abschnitt dieser Arbeit würde ich gerne den Leuten meinen Dank aussprechen, die es erst ermöglicht haben, dass diese Arbeit überhaupt gelingen konnte.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Wollschläger für die Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe *Dünne Schichten und Grenzflächen*, die es erst ermöglichte, dass diese Arbeit erst geschrieben werden konnte.

Besonderer Dank gilt weiter Dr. Timo Kuschel und meiner Betreuerin Olga Kuschel, die für mich immer hilfreiche und aufschlussreiche Antworten parat hatten auf meine unzähligen Fragen und ihrer unerschöpflichen Geduld beim Korrekturlesen dieser Arbeit.

Danke auch an die restlichen Mitglieder der Arbeitsgruppe für die freundliche Aufnahme, das angenehme Arbeitsklima, den Witzeleien zwischendurch und so manch weiterer Hilfe.

Des Weiteren danke ich Gregor Steinhoff, der feinmechanischen Werkstatt und der Elektronikwerkstatt für die technische Unterstützung.

Ebenfalls danke ich Timo Oberbiermann für die durchgeführte *eight-directional-method* und Alexander Böhnke für die AFM-Messung aus der Arbeitsgruppe *Thin Films and Physics of Nanostructures* in Bielefeld.

Zu guter Letzt danke ich meinen Freunden und ganz besonders meiner Familie für die jahrelange Unterstützung vor und während des Studiums ohne dessen Zutun ich soweit nie gekommen wäre.