

UNTERSUCHUNGEN ZUM  
MAGNETOOPTISCHEN KERR-EFFEKT  
UND ZUR KERR-MIKROSKOPIE

DIPLOMARBEIT

VON

SANI NOOR



RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM  
INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK IV  
ARBEITSGRUPPE OBERFLÄCHENPHYSIK  
PROF. DR. U. KÖHLER

AUGUST 2007



## Verzeichnis der Abkürzungen

AD/DA	<b>A</b> nalog- <b>D</b> igital/ <b>D</b> igital- <b>A</b> nalog
AES	<b>A</b> uger- <b>E</b> lektronen- <b>S</b> pektroskopie
ARMCO	<b>A</b> merican <b>R</b> olling <b>M</b> ill <b>C</b> ompany
CCD	<b>C</b> harge <b>C</b> oupled <b>D</b> evice
Co	<b>C</b> obalt
DPSS	<b>D</b> iode <b>P</b> umped <b>S</b> olid <b>S</b> tate
FeGd	Eisen( <b>F</b> errum)- <b>G</b> adolinium
FMR	<b>f</b> erromagnetische <b>R</b> esonanz
GaAs	<b>G</b> alliumarsenid
HeNe	<b>H</b> elium- <b>N</b> eon
InAs	<b>I</b> ndiumarsenid
Laser	<b>L</b> ight <b>A</b> mplification by <b>S</b> timulated <b>E</b> mission of <b>R</b> adiation
LEED	<b>L</b> ow <b>E</b> nergy <b>E</b> lectron <b>D</b> iffraction
MBE	<b>M</b> olecular <b>B</b> eam <b>E</b> pitaxy
MFM	<b>M</b> agnetic <b>F</b> orce <b>M</b> icroscope
MIBK	<b>M</b> ethylisobutylketon
MOKE	<b>M</b> agnetooptischer <b>K</b> err- <b>E</b> ffekt
MTXM	<b>M</b> agnetic <b>T</b> ransmission <b>X</b> -ray <b>M</b> icroscope
Ni	<b>N</b> ickel
OOMMF	<b>O</b> bject <b>O</b> riented <b>M</b> icromagnetic <b>F</b> ramework
PEEM	<b>P</b> hoto <b>E</b> mission <b>E</b> lectron <b>M</b> icroscope
PMMA	<b>P</b> olymethylmethacrylat
Py	<b>P</b> ermalloy
QMS	<b>Q</b> uadrupol- <b>M</b> assenspektrometer
REM	<b>R</b> asterelektronen <b>m</b> ikroskop
rf	<b>r</b> adio <b>f</b> requency
Si	<b>S</b> ilizium
SQUID	<b>S</b> uperconducting <b>Q</b> uantum <b>I</b> nterference <b>D</b> evice
STED	<b>S</b> timulated <b>E</b> mission <b>D</b> epletion
STM	<b>S</b> canning <b>T</b> unneling <b>M</b> icroscope
UHV	<b>U</b> ltrahochvakuum
USB	<b>U</b> niversal <b>S</b> erial <b>B</b> us
TIF	<b>T</b> agged <b>I</b> mage <b>F</b> ile



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Ferromagnetismus . . . . .	5
2.1.1	Eine phänomenologische Beschreibung . . . . .	5
2.1.2	Die Austauschwechselwirkung . . . . .	7
2.1.3	Der Magnetisierungsprozess . . . . .	10
2.1.4	Magnetische Anisotropien . . . . .	12
2.2	Der magnetooptische Kerr-Effekt . . . . .	16
2.2.1	Erklärung nach Lorentz und Drude . . . . .	18
2.2.2	Quantenmechanische Erklärung . . . . .	20
2.3	Kerr-Mikroskopie . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Integration der UHV-MOKE-Kammer . . . . .	27
3.2	Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen . . . . .	29
3.2.1	Mögliche Lichtquellen für Kerr-Mikroskopie . . . . .	29
3.2.2	Das Distanzmikroskop . . . . .	32
3.2.3	Die Polarisatoren . . . . .	33
3.2.4	Die Magneten . . . . .	34
3.2.5	Steuerung und Bildentstehung . . . . .	36
3.3	Kerr-Mikroskopie unter UHV-Bedingungen . . . . .	45
3.4	Weitere experimentelle Methoden . . . . .	48
3.4.1	LEED . . . . .	48
3.4.2	Das SQUID-Magnetometer . . . . .	49
<b>4</b>	<b>In situ MOKE-Messungen an Eisen auf Indiumarsenid</b>	<b>53</b>
4.1	Die Oberflächenrekonstruktion von InAs . . . . .	53
4.2	Kristall- und Waferorientierungen . . . . .	54
4.3	Probenpräparation . . . . .	56
4.4	In situ MOKE-Messungen . . . . .	57

4.5	Der Einfluss der Silber- und Gold-Deckschichten . . . . .	59
<b>5</b>	<b>In-plane-Kerr-Mikroskopie an Permalloy-Strukturen</b>	<b>63</b>
5.1	Herstellung der Probe . . . . .	63
5.2	Mikromagnetische Simulationen mit OOMMF . . . . .	66
5.3	Quadratische Permalloy-Strukturen . . . . .	67
5.4	Py-Ringe . . . . .	71
<b>6</b>	<b>Polare Kerr-Mikroskopie an FeGd-Multilagen</b>	<b>75</b>
6.1	Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung . . . . .	77
6.2	Kerr-Mikroskopie . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>83</b>
	<b>Anhang</b>	<b>87</b>
A	Liste der verwendeten Komponenten . . . . .	87
B	Parameter und Skript der OOMMF-Simulationen . . . . .	91
B1	<i>mmProbEd</i> -Parameter der quadratischen Py-Strukturen . . . . .	91
B2	<i>Oxsi</i> -Skript der Py-Ringe . . . . .	91
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>95</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE), benannt nach seinem Entdecker John Kerr (1824-1907), beschreibt die Drehung der Polarisations Ebene von Licht, wenn dieses an einer magnetisierten Oberfläche reflektiert wird. Eine alltägliche Anwendung, die auf diesem Effekt basiert, ist die Datenspeicherung in Form der MiniDisk (MD) und der Magneto Optical Disk (MOD). Die dort verwendete Technologie stellt eine Symbiose der Lese- und Schreibvorgänge bei Disketten, die durch die Bewegung einer Spule über einen Ferromagneten erfolgen, und der Streuung eines Laserstrahls an mikrometergroßen Vertiefungen wie bei CDs dar. Bei der MD und der MOD wird ein Ferromagnet mit senkrechter Anisotropie als Speichermedium eingesetzt, der mit einem linear polarisierten Laserstrahl abgetastet wird. Abhängig von der Magnetisierung wird die Polarisationsrichtung des Laserstrahls gedreht und detektiert. Der Schreibvorgang erfolgt über die lokale Aufheizung durch einen Laserstrahl, was das lokale Herabsetzen des Koerzitivfeldes verursacht, und das Ummagnetisieren mit einem Elektromagneten.

Hinsichtlich der Anwendbarkeit des magnetooptischen Kerr-Effekts auf die magnetische Charakterisierung von Proben liegt ein wesentlicher Vorteil darin, dass nur eine kleine Intensität für den einfallenden Strahl benötigt wird, so dass keine Änderungen der Probeneigenschaften durch die Messung auftreten, wie dies bei MFM-Messungen passieren kann. Hinzu kommt eine Sensitivität bereits im Monolagenbereich, so dass der magnetooptische Kerr-Effekt sich hervorragend zur Bestimmung des Ummagnetisierungsvorgangs in dünnen Schichten eignet.

Man unterscheidet heute hauptsächlich drei Messverfahren, die sich den magnetooptischen Kerr-Effekt zu Nutze machen. Am weitesten verbreitet ist das Standard-MOKE, bei dem das Kerr-Signal räumlich integriert wird. Um eine orts aufgelöste Darstellung zu erhalten, wird zum einen das Vollfeld-Kerr-Mikroskop, das im Prinzip ein modifiziertes Lichtmikroskop ist, und das Raster-Kerr-Mikroskop verwendet. Letzteres erlaubt mit einem Laser, der Lichtpulse im Takt von Femtosekunden emittiert, auch die zeitliche Auflösung von Ummagnetisierungsvorgängen, die im Zeitraum von Nanosekunden stattfinden [Cho01].

Im Rahmen des Teilprojekts A2 im SFB 491 beschäftigt sich die AG Oberflächen mit strukturellen und wachstumsphysikalischen Grundlagen relevanter Schichtsysteme, die in situ mit einem MOKE-Aufbau auch magnetisch charakterisiert werden sollen. Bislang waren MOKE-

Messungen bei gleichzeitigem Schichtwachstum nur an Spaltproben möglich, da bei diesen keine UHV-Probenpräparation erforderlich ist [Urb05]. Gleichzeitige strukturelle Untersuchungen in situ waren ausgeschlossen. Proben, an denen kompliziertere Präparationsschritte wie etwa Sputtern erforderlich sind, konnten magnetisch nur ex situ untersucht werden, nachdem sie mit vor Korrosion und Verunreinigungen schützenden Deckschichten versehen wurden.

Ein Ziel dieser Arbeit ist deswegen der Zusammenschluss eines UHV-Messsystems, das vor allem strukturelle Messungen in Form von LEED und STM, die Probenpräparation durch Sputtern und Tempern sowie das Schichtwachstum mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) ermöglicht, mit einer bereits existierenden UHV-MOKE-Kammer. Dabei handelt es sich um die Kammer, die im Rahmen seiner Diplomarbeit von Christian Urban konstruiert, aber noch nicht mit dem UHV-Messsystem verbunden wurde. Diese ermöglicht richtungsabhängige MOKE-Messungen bei gleichzeitigem Schichtwachstum durch MBE-Quellen. Somit soll ein Messsystem entstehen, mit dem die Probenpräparation im UHV und die Schichtabscheidung ermöglicht werden soll. Deren strukturelle und magnetische Eigenschaften können dann in situ untersucht werden. Diese magnetische in-situ-Charakterisierung ist für den SFB 491 von aktuellem Interesse, da hier mit Ausnahme der in situ UHV-FMR- und SQUID-Magnetometrie-Anlagen der Teilprojekte A8 und A9 bislang noch keine derartigen Messapparaturen existieren.

Es ist zu erwarten, dass der Ummagnetisierungsvorgang dieser Schichtsysteme stark mit ihren strukturellen Eigenschaften korreliert. Deswegen ist es ebenfalls erstrebenswert, die magnetischen Domänen bildlich darzustellen. Für eine solche bildliche Darstellung existiert eine Reihe von Messmethoden wie zum Beispiel das PEEM, das MFM oder das MTXM sowie die oben erwähnte Kerr-Mikroskopie. Erstere erlauben Auflösungen im unteren Bereich der Nanometerskala und sind wie beispielsweise das PEEM, das alle drei Komponenten der Magnetisierung bestimmen kann, in der Lage, zusätzliche Informationen zu liefern. Die Kerr-Mikroskopie stellt hingegen eine einfache Erweiterungsmöglichkeit für ein entsprechend ausgelegtes UHV-System dar, die ohne aufwändige Quellen und Detektoren auskommt und die durch die Verwendung eines Distanzmikroskops anders als ein MFM die Probenmagnetisierung aus der Ferne darstellen kann.

Das Hauptziel dieser Arbeit ist deswegen die Konstruktion eines Kerr-Mikroskops auf der Basis eines Distanzmikroskops. Dieses soll zunächst unter Normalbedingungen entwickelt werden. In Bezug auf mögliche Anwendungen soll das Auflösungsvermögen getestet werden. Es soll außerdem festgestellt werden, ob sich bei den durch die Verwendung eines Distanzmikroskops hier vorliegenden optischen Gegebenheiten das Kerr-Signal, das sich aus der üblicherweise sehr kleinen Kerr-Rotation ergibt, gegenüber dem zum Beispiel aus Intensitätsschwankungen resultierenden Rauschen durchsetzen kann. Insbesondere bei dem gegenüber dem Kerr-Signal der polaren Geometrie um eine Größenordnung schwächeren Kerr-Signal der longitudinalen Geometrie stellt dies eine Herausforderung dar.

Weiterhin sollen die Voraussetzungen für den in-situ-Betrieb des Kerr-Mikroskops, für das eine Integrationsmöglichkeit an der UHV-MOKE-Kammer besteht, geschaffen werden. Ein Problem,

das sich hierbei stellt, ist die Realisierung eines für die polare Kerr-Mikroskopie angepassten Magnetfeldes im UHV.

Im folgenden Kapitel sollen zunächst die theoretischen Grundlagen des Ferromagnetismus, des magnetooptischen Kerr-Effekts und der Kerr-Mikroskopie dargelegt werden. Darauf folgt ein Kapitel über den experimentellen Aufbau, das zum größten Teil den Aufbau eines Kerr-Mikroskops und die Steuerung der Hardware beschreibt sowie eine Dokumentation der selbstgeschriebenen Software für die Bildentstehung beinhaltet. In Kapitel 4 werden erste in-situ-Messungen an dem System Eisen auf Indiumarsenid beschrieben, das anders als Eisen in Volumenform eine uniaxiale Anisotropie aufweist. Kapitel 5 befasst sich mit der longitudinalen Kerr-Mikroskopie an Permalloy-Strukturen, die mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie hergestellt wurden. Dabei werden die Resultate der Kerr-Mikroskopie mit denen mikromagnetischer Simulationen verglichen. In Kapitel 6 wird die Domänenstruktur eines Eisen-Gadolinium-Multilagensystems, das eine starke senkrechte Anisotropie aufweist, mit der polaren Kerr-Mikroskopie untersucht. Eine Zusammenfassung der Arbeit sowie der Ausblick folgt in Kapitel 7.



# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

In der historischen Reihenfolge wird in diesem Kapitel der Ferromagnetismus zunächst phänomenologisch nach Weiss und daraufhin auf kausale Weise nach Heisenberg beschrieben. Zur magnetischen Charakterisierung und zur Anwendbarkeit des magnetooptischen Kerr-Effekts werden außerdem der Magnetisierungsprozess und die relevanten magnetischen Anisotropien behandelt. Im Anschluss daran folgt die Theorie des magnetooptischen Kerr-Effekts, der die Grundlage für die Kerr-Mikroskopie bildet.

### 2.1 Ferromagnetismus

#### 2.1.1 Eine phänomenologische Beschreibung

Eine Substanz, deren atomare Bausteine ein permanentes magnetisches Moment aufweisen oder in denen ein magnetisches Moment induziert wird, ist paramagnetisch, solange zwischen den atomaren Momenten keine oder nur eine schwache Wechselwirkung besteht. Es gibt jedoch eine Reihe von Metallen und Legierungen, in denen die Wechselwirkungen zwischen den Elementarmomenten so groß sind, dass die magnetischen Momente von Atomen sich gegen die thermische Bewegung parallel zu den Momenten der Nachbarn ausrichten. Es entsteht eine spontane Magnetisierung, die als Ferromagnetismus bekannt ist. Diese Magnetisierung ist geometrisch an das Kristallgitter gebunden, so dass man beim Ferromagnetismus von einem Festkörpereffekt sprechen kann.

Eine phänomenologische Beschreibung des Ferromagnetismus stammt von Pierre-Ernest Weiss aus dem Jahr 1907 [Kne62]. Dabei verwendete dieser ein hypothetisches inneres Feld (Molekularfeld)  $H_W$ , das im gesamten Kristallgitter homogen ist und die Richtung der spontanen Magnetisierung hat. Weiss selbst ergänzte seine Theorie, indem er das ferromagnetische Material in mikroskopisch kleine Bereiche unterteilte, in denen die spontanen Magnetisierungsrichtungen statistisch verteilt sind, um so den unmagnetisierten Zustand zu erklären. Diese Einteilung in Weiss'sche Bezirke hat sich als richtig erwiesen.

Die Theorie von Weiss wurde von Becker und Bloch weiterentwickelt. Sie kamen zu der Er-

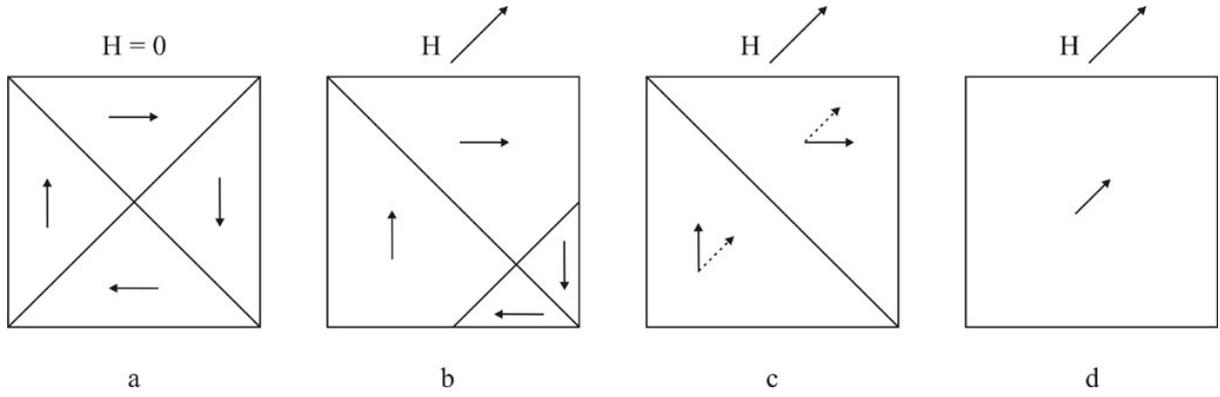


Abbildung 2.1: Magnetisierungsprozess nach der Theorie von Becker und Bloch

klärung des Magnetisierungsprozesses, die mit Hilfe von Abbildung 2.1 dargestellt werden soll. In Abbildung 2.1 a ist das äußere Feld Null und die Weiss'schen Bezirke heben sich nach außen hin auf. Nun wird, wie in Abbildung 2.1 b gezeigt, ein Feld angelegt. Das führt dazu, dass die Bezirke, welche im äußeren Feld die geringere potenzielle Energie haben, wachsen. Die Trennwand zwischen den Bezirken wird verschoben, was aber im Allgemeinen nur eine kleine Energie erfordert. Es verbleiben zwei Bezirke (Abbildung 2.1 c), die im äußeren Feld die gleiche potenzielle Energie haben. Beim Vergrößern des äußeren Feldes werden die Magnetisierungen in Richtung dieses äußeren Feldes gedreht. Ist das äußere Feld groß genug, so ist die Magnetisierung einheitlich (Abbildung 2.1 d).

Die phänomenologische Beschreibung von Weiss ist jedoch nicht in der Lage, die Ursache des Ferromagnetismus zu erklären. Der Einstein-de-Haas-Effekt<sup>1</sup> (1915) zeigt, dass es überwiegend die magnetischen Momente der Elektronen sind, welche an deren Spin koppeln, die für das magnetische Moment ferromagnetischer Materialien verantwortlich sind. Man betrachte das Feld eines magnetischen Dipols  $\vec{\mu}_1$  und die potenzielle Energie eines zweiten magnetischen Dipols  $\vec{\mu}_2$  in diesem Feld:

$$\vec{B}_{\text{Dipol}}(\vec{r}) = \mu_0 \left( \frac{3(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r}) \cdot \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{\mu}_1}{r^3} \right) \quad (2.1)$$

$$E_{\text{pot}} = -\vec{\mu}_2 \cdot \vec{B}_{\text{Dipol}} \quad (2.2)$$

Daraus erhält man die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Dipolen:

$$E_{\text{Dipol-Dipol}} = \mu_0 \left( \frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{r^3} - 3 \cdot \frac{(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})}{r^5} \right) \quad (2.3)$$

Stehen die zwei magnetischen Dipole nebeneinander, so fällt der zweite Term in Gleichung 2.3 weg, da  $\vec{\mu}_1 \perp \vec{r}$  bzw.  $\vec{\mu}_2 \perp \vec{r}$ . Aus dem verbleibenden Term folgt, dass die potenzielle Energie

<sup>1</sup>Beim Einstein-de-Haas-Experiment wird ein Eisenstab ummagnetisiert, wodurch er eine Schwingung ausführt, aus der sich das gyromagnetische Verhältnis  $\frac{\mu}{L}$  bestimmen lässt. Wenn man davon ausgeht, dass der Kreisstrom der Elektronen, der mit dem Bahnmoment verknüpft ist, für die Magnetisierung verantwortlich ist, so würde man  $\frac{\mu}{L} = \frac{e}{2m}$  erwarten. Tatsächlich erhält man etwa  $\frac{\mu}{L} = \frac{e}{m}$ , was dem auf spektroskopischem Weg gefundenen Spinmoment der Elektronen entspricht [Mes01].

minimal ist, wenn die magnetischen Momente entgegengesetzt gerichtet sind. Die magnetischen Momente untereinander wirken also einer spontanen Magnetisierung entgegen.

Heisenberg zeigte, dass es die Austauschwechselwirkung zwischen den Elektronen ist, die für die Bildung der Weiss'schen Bezirke verantwortlich ist [Hei28]. Ein Elektron ist ein Teilchen mit halbzahligen Spin, also ein Fermion, und wird deswegen durch eine antisymmetrische Wellenfunktion beschrieben. Die Gesamtwellenfunktion eines System von  $N$  Elektronen ist  $\Psi(x_1, \dots, x_N)$ . Die Koordinaten  $x_i$  beinhalten Informationen über den Ort  $\vec{r}$  und den Spin  $s_i$  der Elektronen. Man betrachte nun zwei Elektronen mit den Koordinaten  $x_i$  und  $x_j$ . Wenn  $x_i = x_j$  ist, folgt aus der Antisymmetriebedingung, dass  $\Psi = 0$  ist und somit die Wahrscheinlichkeitsdichte  $\rho = \Psi\Psi^* = 0$  ist. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei Elektronen mit parallelem Spin am gleichen Ort befinden, ist also Null. Es lässt sich auch zeigen, dass der mittlere Abstand  $r_{ij}$  zweier Elektronen bei parallelem Spin größer ist als bei antiparallelem Spin. Die Parallelität der Spins führt also zu einer quantenmechanischen Abstoßungskraft. Daraus folgt, dass der Coulomb-Anteil der potenziellen Energie abgesenkt wird. Dieser Anteil ist bei ferromagnetischen Materialien groß gegenüber der Wechselwirkung der magnetischen Momente untereinander, die jedoch langreichweitiger ist. Als Folge bilden sich Domänen, in denen alle magnetischen Momente gleich orientiert sind.

### 2.1.2 Die Austauschwechselwirkung

Im letzten Abschnitt wurde qualitativ gezeigt, dass die Parallelität der Spins in der Hinsicht günstiger ist, als sie für eine Absenkung des Coulomb-Anteils der potenziellen Energie verantwortlich ist. Es stellt sich die Frage, warum die klassischen ferromagnetischen Materialien auf die Übergangsmetalle Eisen, Cobalt und Nickel beschränkt sind. Um das zu erklären, soll in diesem Abschnitt das Heitler-London-Modell des  $H_2$ -Moleküls betrachtet werden [Kös56], in dessen Mittelpunkt das sogenannte Austauschintegral steht. Als Resultat ergibt sich die Bethe-Slater-Kurve, die eine graphische Darstellung des Austauschintegrals für Übergangsmetalle ist. Das Heitler-London-Modell des  $H_2$ -Moleküls stellt eine Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Kernen und Elektronen dar. Dabei wird das Molekül aus Atomen zusammengesetzt und dann deren gegenseitige Störung untersucht. Man beschränkt sich auf das  $H_2$ -Molekül, da hier eine analytische Rechnung noch durchführbar ist. Die Ergebnisse der Heitler-London-Methode lassen sich dann auf kompliziertere Systeme übertragen.

Gemäß des Pauli-Prinzips, nach dem die Wellenfunktion antisymmetrisch unter Vertauschung der Fermionen sein muss, erhält man die Wellenfunktion aus der Slater-Determinante:

$$\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, s_1, s_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_a(\vec{r}_1)u(s_1) & \psi_b(\vec{r}_1)v(s_1) \\ \psi_a(\vec{r}_2)u(s_2) & \psi_b(\vec{r}_2)v(s_2) \end{vmatrix} \quad (2.4)$$

$a$  und  $b$  stehen für die beiden Kerne,  $u$  und  $v$  für die in diesem Ansatz noch lokalisierten Spins. Je nachdem, ob man für  $u$  und  $v$ , also Spin-Up( $\chi_+$ )- oder Spin-Down( $\chi_-$ )-Funktionen einsetzt,

erhält man vier linear unabhängige Eigenfunktionen:

$$\Psi_0(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_a(\vec{r}_1)\chi_+(1) & \psi_b(\vec{r}_1)\chi_+(1) \\ \psi_a(\vec{r}_2)\chi_+(2) & \psi_b(\vec{r}_2)\chi_+(2) \end{vmatrix} \quad (2.5)$$

$$\Psi_{ab}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_a(\vec{r}_1)\chi_-(1) & \psi_b(\vec{r}_1)\chi_-(1) \\ \psi_a(\vec{r}_2)\chi_-(2) & \psi_b(\vec{r}_2)\chi_-(2) \end{vmatrix} \quad (2.6)$$

$$\Psi_a(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_a(\vec{r}_1)\chi_-(1) & \psi_b(\vec{r}_1)\chi_+(1) \\ \psi_a(\vec{r}_2)\chi_-(2) & \psi_b(\vec{r}_2)\chi_+(2) \end{vmatrix} \quad (2.7)$$

$$\Psi_b(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_a(\vec{r}_1)\chi_+(1) & \psi_b(\vec{r}_1)\chi_-(1) \\ \psi_a(\vec{r}_2)\chi_+(2) & \psi_b(\vec{r}_2)\chi_-(2) \end{vmatrix} \quad (2.8)$$

Die Indizes der Wellenfunktionen kennzeichnen dabei, an welchem Atom es Spin-Down-Elektronen gibt. Berücksichtigt man weiter die Nichtlokalisierbarkeit der Spins, ergeben sich vier stationäre Eigenfunktionen. Davon sind drei antisymmetrisch bezüglich der Ortskoordinaten und symmetrisch im Spin und eine symmetrisch bezüglich der Ortskoordinaten und antisymmetrisch im Spin:

$$\Psi_{t_1}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1))\chi_+(1)\chi_+(2) \quad (2.9)$$

$$\Psi_{t_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)) (\chi_-(1)\chi_+(2) + \chi_+(1)\chi_-(2)) \quad (2.10)$$

$$\Psi_{t_3}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1))\chi_-(1)\chi_-(2) \quad (2.11)$$

$$\Psi_s(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} (\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)) (\chi_-(1)\chi_+(2) - \chi_+(1)\chi_-(2)) \quad (2.12)$$

Die Funktionen  $\Psi_{t_1}$ ,  $\Psi_{t_2}$  und  $\Psi_{t_3}$  stellen also Tripletzustände dar, während  $\Psi_s$  einen Singulettzustand darstellt.

Unter Berücksichtigung der Coulomb'schen Wechselwirkung sieht der Hamilton-Operator folgendermaßen aus:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} (\Delta_1 + \Delta_2) + e^2 \left( \frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{a1}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} - \frac{1}{r_{b2}} \right) \quad (2.13)$$

$a$  und  $b$  bezeichnen nach wie vor die Atomkerne, 1 und 2 die Elektronen.

Ohne eine Wechselwirkung zwischen den beiden Atomen wäre die Gesamtenergie  $E = 2E_0$ . Störungsrechnung liefert einen zusätzlichen Energieterm, so dass die Gesamtenergie nun  $E = 2E_0 + \varepsilon$  beträgt. Der Störungsterm nimmt für Triplet- und Singulettzustände unterschiedliche Werte an:

$$\varepsilon_t = \frac{C - A}{1 - S^2} \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_s = \frac{C + A}{1 + S^2} \quad (2.15)$$

Dabei ist  $C$  das Coulombintegral,

$$C = \int |\psi_a(\vec{r}_1)|^2 |\psi_b(\vec{r}_2)|^2 e^2 \left( \frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} \right) d^3r_1 d^3r_2, \quad (2.16)$$

S das Nichtorthogonalitätsintegral,

$$S = \int \psi_a^*(\vec{r})\psi_b(\vec{r})d^3r, \quad (2.17)$$

das Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann, meist jedoch  $S \ll 1$ , und A das Austauschintegral,

$$A = \int \psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2)\psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)e^2 \left( \frac{1}{r_{ab}} + \frac{1}{r_{12}} - \frac{1}{r_{a2}} - \frac{1}{r_{b1}} \right) d^3r_1 d^3r_2. \quad (2.18)$$

Wie man in den Gleichungen 2.14 und 2.15 sehen kann, liegt die Antwort auf die Frage, ob die Spins parallel oder antiparallel sind, im Vorzeichen des Austauschintegrals. Im Fall des  $H_2$ -Moleküls zeigte eine Rechnung von Sugiura [Sug27], dass A negativ ist und sich somit die Spins im stabilen Kernabstand antiparallel einstellen.

Damit ein Material ferromagnetisch sein kann, muss das Austauschintegral einen positiven Wert annehmen. Genau genommen muss  $\varepsilon_t - \varepsilon_s = \frac{2}{1-S^4}(CS^2 - A)$  negativ werden, also  $A > CS^2$ . Man betrachte noch einmal das Austauschintegral (Gleichung 2.18): Damit der positive Term  $\frac{1}{r_{12}}$  einen großen Beitrag liefert, muss die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen zwischen den Kernen groß sein. Gleichzeitig sollen die negativen Terme  $-\frac{1}{r_{a2}}$  und  $-\frac{1}{r_{b1}}$  betragsmäßig einen möglichst kleinen Beitrag liefern. Das bedeutet, dass die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen in Kernnähe klein sein muss. Diese Bedingungen werden erfüllt, je höher die Drehimpulsquantenzahl ist und je größer der Kernabstand ist. Beispielhaft dafür sollen die Radialteile  $R_{nl}(r)$  der Eigenfunktionen eines 3s- und eines 3d-Elektrons betrachtet werden [Alo98]:

$$R_{30} \propto \frac{1}{9\sqrt{3}} (6 - 6r + r^2) e^{-\frac{r}{2}} \quad (2.19)$$

$$R_{32} \propto \frac{1}{9\sqrt{30}} r^2 e^{-\frac{r}{2}} \quad (2.20)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Elektron innerhalb einer Kugelschale mit dem Radien  $r$  und  $r + dr$  zu finden, ist  $r^2 R_{nl}^2(r)$  (siehe Abbildung 2.2). Man erkennt im Fall der 3d-Elektronen, dass der Nachbarkern und der eigene Atomkern bei großem Atomabstand weniger mit der Ladungswolke des Elektrons zusammenfallen wird als bei 3s-Elektronen. Die größte Aufenthaltswahrscheinlichkeit liegt etwa zwischen den Atomkernen, so dass der Term  $\frac{1}{r_{12}}$  im Austauschintegral eine größere Rolle spielt. Da die abgeschlossenen Schalen ein Gesamtmoment von Null haben, sind es die nicht abgeschlossenen 3d-Schalen, die für den Ferromagnetismus wichtig sind.

Zusammenfassend kann man sagen, dass es der Wert des Austauschintegrals ist, der bestimmt, ob ein Material ferromagnetisch ist. Diese Tatsache wird durch die Bethe-Slater-Kurve in Abbildung 2.3 dargestellt [Ber92]. Aus neueren numerischen Rechnungen folgt allerdings, dass das Austauschintegral zwischen lokalisierten d-Elektronen benachbarter Atome zu klein beziehungsweise sogar negativ ist, so dass eine spontane Magnetisierung dadurch nicht begründet werden kann. Stattdessen ist sie der Austauschwechselwirkung nicht lokalisierter Elektronen im periodischen Gitterpotenzial zuzuschreiben. Man spricht hier vom Bandferromagnetismus, dessen Auftreten durch eine von Stoner und Wohlfarth formulierten Bedingung beschrieben wird:

$$JN(E_F)\Omega_0 > 1 \quad (2.21)$$

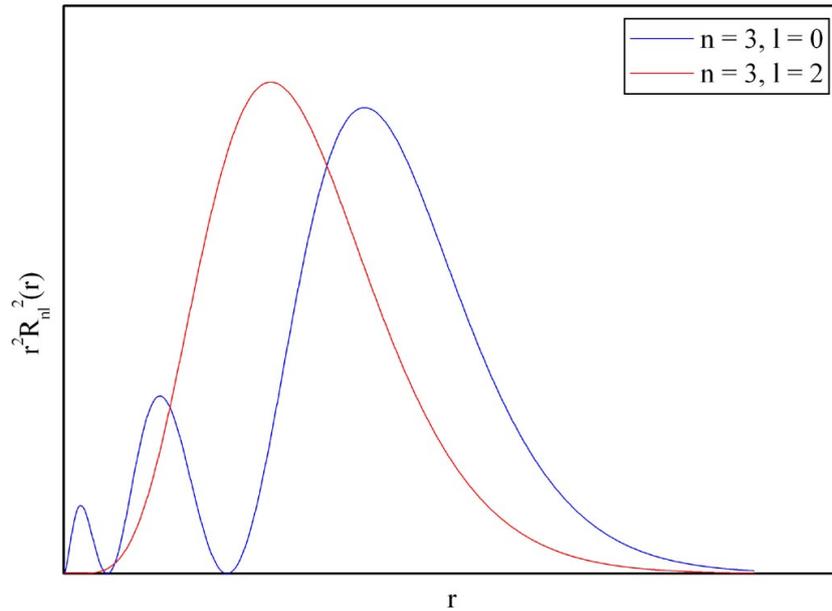


Abbildung 2.2: radiale Wahrscheinlichkeitsverteilungen für 3s- und 3d-Elektronen

Dabei ist  $J$  die Austauschenergie pro Elektron,  $N(E_F)$  die Zustandsdichte an der Fermi-Grenze und  $\Omega_0$  das Atomvolumen. Die Voraussetzung ist wie bei den lokalisierten Elektronen, dass das Austauschintegral positiv ist. Dem parallelen Einstellen der Spins durch Einnehmen höherer Energieniveaus wirkt eine damit verbundene höhere kinetische Energie entgegen. Deswegen begünstigt eine hohe Zustandsdichte an der Fermi-Grenze den ferromagnetischen Grundzustand, da so der Aufwand an kinetischer Energie reduziert wird.

### 2.1.3 Der Magnetisierungsprozess

Der Zusammenhang zwischen der magnetischen Feldstärke  $\vec{H}$  bzw. dem äußeren Magnetfeld  $\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H}$  und dem Magnetfeld  $\vec{B}$  (präziser: magnetische Induktion) ist folgendermaßen gegeben:

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} \quad (2.22)$$

Dabei ist  $\mu_0$  die Permeabilität des Vakuums und  $\vec{M}$  die Magnetisierung. Letztere hängt vom äußeren Magnetfeld und der magnetischen Suszeptibilität  $\chi_m$  des Materials ab:

$$\vec{M} = \chi_m \frac{\vec{B}_0}{\mu_0} \quad (2.23)$$

Allerdings ist  $\chi_m$  bei ferromagnetischen Materialien eine Funktion des äußeren Magnetfeldes. Typische Werte von  $\chi_m \gtrsim 1000$  beziehen sich auf den Anfang der Neukurve [Ber99] (siehe Abbildung 2.4). Die Magnetisierung ergibt sich mikroskopisch gesehen aus der Summe der atomaren

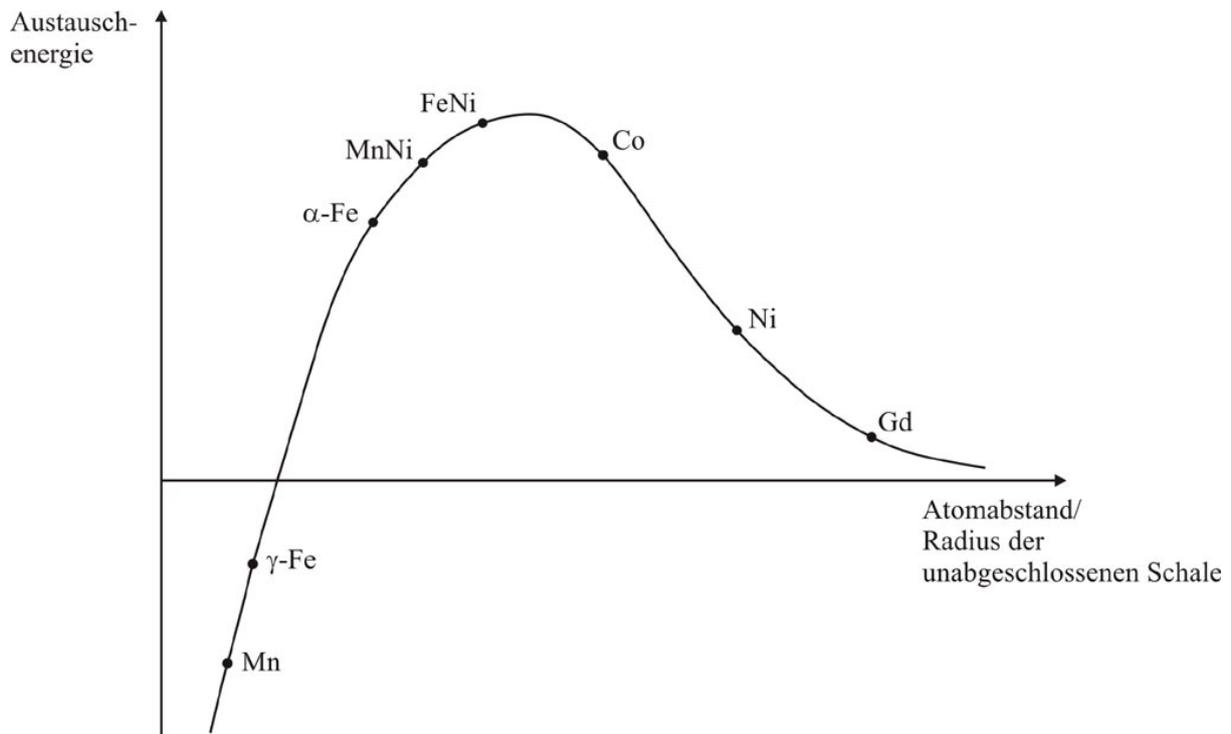


Abbildung 2.3: die Bethe-Slater-Kurve; es ist die Austauschenergie als Funktion des Verhältnisses des Abstandes benachbarter Atome zum Durchmesser der nicht abgeschlossenen Schale aufgetragen

magnetischen Dipolmomente in einem Volumen:

$$\vec{M} = \sum_i \frac{\vec{\mu}_i}{V} \quad (2.24)$$

Aus Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass die Magnetisierung stark von der magnetischen Vorgeschichte eines Materials abhängt, weshalb man bei dieser Kurve auch von einer Hysteresekurve (griech.: *hysteros* = hinterher) spricht. Die einzige Situation, in der die Magnetisierung ohne äußeres Magnetfeld Null ist, findet man am Anfang der Neukurve, also nur bei einer Probe, die keine magnetische Vorgeschichte hat. Erhöht man die Feldstärke bis  $H_s$ , so erreicht die Magnetisierung ihre Sättigung ( $M_s$ ). Beim Zurückfahren der Feldstärke auf Null fällt die Magnetisierung nicht auch auf Null, sondern sie sinkt auf den Wert  $M_r$  ab, der als Remanenz bezeichnet wird. Erst wenn das äußere Magnetfeld auf den Wert  $H_c$ , das sogenannte Koerzitivfeld, umgepolt wird, verschwindet die Magnetisierung. Für die Mehrzahl der Proben, und das betrifft auch die Proben, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, ist die Hysteresekurve symmetrisch. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass es Proben gibt, bei denen die Koerzitivfelder betragsmäßig nicht übereinstimmen. Das ist eine Folge der Austauschasymmetrie (Exchange Bias), die bei ferromagnetischen und antiferromagnetischen Bi- oder Multilagenaufbauten auftritt. Wie in [Kne62] gezeigt wird, berechnet sich die Magnetisierungsarbeit aus dem Integral der Feldstärke

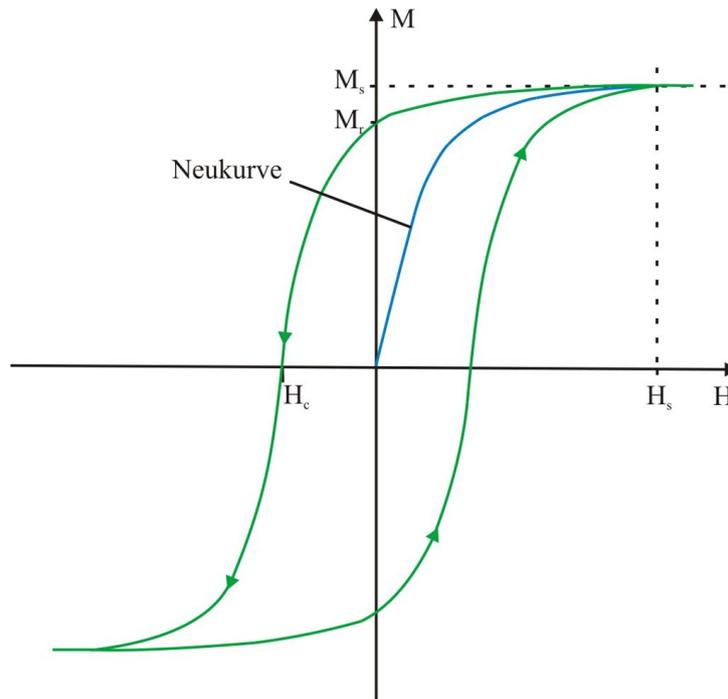


Abbildung 2.4: Eine Hysteresekurve mit ihren charakteristischen Größen

über die Magnetisierung. Für den gesamten Ummagnetisierungsprozess gilt somit für die Magnetisierungsarbeit  $A$ :

$$A = \oint H dM \quad (2.25)$$

Materialien, deren Hysteresekurve eine kleine Fläche einschließt, werden als magnetisch weich bezeichnet, solche, deren Hysteresekurve eine große Fläche einschließt, als magnetisch hart. Erstere werden beispielsweise als Kerne von Elektromagneten oder als Transformatorbleche verwendet, letztere bei Permanentmagneten und bei magnetischen Speichermedien, um eine Umorientierung der magnetischen Momente infolge von Streufeldern zu verhindern.

#### 2.1.4 Magnetische Anisotropien

Im Allgemeinen ist die Beziehung zwischen der Magnetisierung und dem äußeren Magnetfeld nicht so einfach, wie es in Gleichung 2.23 dargestellt wird. Es ist nicht nur die magnetische Suszeptibilität eine Funktion des äußeren Magnetfeldes, vielmehr ist die Magnetisierung ausschlaggebend für den Wert der freien Energie  $F$ , die im Gleichgewichtszustand minimiert werden soll [Ber92].

$$F = F_{\text{Anisotropie}} - \mu_0 \int \vec{M}_s \cdot \vec{H} d^3r \quad (2.26)$$

In obiger Gleichung ist  $\vec{M}_s$  die Sättigungsmagnetisierungsdichte.

Anders herum wird die Magnetisierung durch das Minimum der freien Energie, das vor allem durch die verschiedenen in diesem Abschnitt erläuterten Anisotropiebeiträge bestimmt wird,

festgelegt:

$$\vec{M}(\vec{r}, t, \vec{H}) = |\vec{M}_s| \begin{pmatrix} \gamma_1(\vec{r}, t, \vec{H}) \\ \gamma_2(\vec{r}, t, \vec{H}) \\ \gamma_3(\vec{r}, t, \vec{H}) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

$\gamma_1$ ,  $\gamma_2$  und  $\gamma_3$  sind die Richtungskosinus, die folgendermaßen mit den Kugelkoordinaten zusammenhängen:

$$\gamma_1 = \sin \theta \cos \phi \quad (2.28)$$

$$\gamma_2 = \sin \theta \sin \phi \quad (2.29)$$

$$\gamma_3 = \cos \theta \quad (2.30)$$

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gleichung 2.26 ist die Energie der Magnetisierung im äußeren Magnetfeld, die als Zeemann-Energie bezeichnet wird. Im Folgenden werden die Beiträge zum Term  $F_{\text{Anisotropie}}$  beschrieben.

### Kristallanisotropie

Die Ursache der Kristallanisotropie liegt in der Spin-Bahn-Kopplung. Wie in Abschnitt 2.1.2 gezeigt wurde, sind die für den ferromagnetischen Zustand verantwortlichen Elektronen im Fall von Fe, Ni oder Co im 3d-Zustand (im Fall von Gd sind es die 4f-Elektronen). Durch eine Drehung der Spins werden die anisotrop verteilten d- oder f-Elektronenwolken ebenfalls umorientiert, woraus eine Änderung der Überlappung und damit eine Änderung der elektrostatischen Energie folgt. Dies kann wie in [Ber92] dargestellt werden:

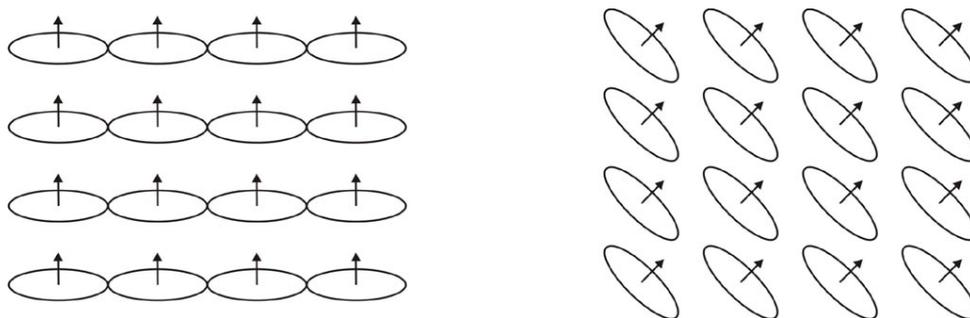


Abbildung 2.5: Zur Ursache der Kristallanisotropie: eine Umorientierung der Spins hat aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung eine Änderung der Elektronenwolken-Überlappungen zur Folge

Für kubische Kristalle ergibt sich folgender Anisotropiebeitrag in Bezug auf die  $[001]$ -Richtung:

$$K_K = K_0 + K_1 (\gamma_1^2 \gamma_2^2 + \gamma_1^2 \gamma_3^2 + \gamma_2^2 \gamma_3^2) + K_2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 \gamma_3^2 + \dots \quad (2.31)$$

Dabei sind die Anisotropiekonstanten  $K_i$  temperaturabhängig. Für Eisen sind  $K_1$  und  $K_2$  positiv, was der Grund dafür ist, dass die magnetisch leichten Richtungen die  $\{100\}$ -Richtungen

sind.

Im Fall hexagonaler Gitter lautet die Kristallanisotropie folgendermaßen:

$$F_K = K_1 \sin^2 \phi + K_2 \sin^4 \phi + \dots \quad (2.32)$$

$\phi$  ist der Winkel zwischen der Magnetisierung und der hexagonalen Achse.

### Oberflächenanisotropie

Die Oberflächenanisotropie kommt dadurch zustande, dass Bindungen mit Nachbaratomen und damit die Wechselwirkungsenergie für ein Oberflächenatom anders aussieht als für ein Atom im Volumen. Nach einem Ansatz von Néel [Kne62] lässt sich die magnetische Kopplungsenergie  $w$  zwischen zwei Atomen im Abstand  $r$  folgendermaßen schreiben:

$$w = g_1(r)P_2(\cos \phi) + g_2(r)P_4(\cos \phi) + \dots \quad (2.33)$$

Dabei sind die  $P_n$  Legendre-Polynome und  $\phi$  der Winkel, der von der Magnetisierung und der Verbindungslinie zwischen den Atommittelpunkten eingeschlossen wird. Es ist  $r = r_0 + \delta r$ , wobei  $r_0$  der Abstand nächst benachbarter Atome ist. Unter Berücksichtigung der Dipol-Dipol-Wechselwirkung kann man Gleichung 2.33 folgendermaßen schreiben:

$$w = \left(-3\frac{\mu^2}{r^3} + l + m\delta r\right)\left(\cos^2 \phi - \frac{1}{3}\right) + (p + q\delta r)\left(\cos^4 \phi - \frac{30}{35}\cos^2 \phi + \frac{3}{35}\right) + \dots \quad (2.34)$$

$l$ ,  $m$ ,  $p$  und  $q$  sind Funktionen von  $r_0$ . Wenn man nun die mittlere Bindungsenergie  $\bar{w}$  für ein Volumenatom berechnet, so kann man zeigen, dass der Term  $\overline{\cos^2 \phi} = \frac{1}{3}$ , also konstant, ist. Das ist nicht der Fall für Oberflächenatome, woraus sich aus Gleichung 2.34 folgende Näherung für die Kopplungsenergie ergibt:

$$w_o = \frac{1}{2} \sum_k l \cos^2 \phi_k \quad (2.35)$$

Die Summe erstreckt sich über die Nachbarn eines Oberflächenatoms.

Der Beitrag zur Anisotropie hängt vom Gittertyp ab und ist im Allgemeinen eine Funktion des Winkels  $\theta$  zwischen der Magnetisierung und der Oberflächennormalen sowie des Winkels  $\phi$  zwischen der Magnetisierung und den Kristallachsen. Für die Oberflächenanisotropie erhält man laut [Zei91]:

$$F_O = \frac{1}{d} (K_1 \cos^2 \theta - K_2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi) \quad (2.36)$$

Der Term  $\frac{1}{d}$  berücksichtigt dabei den Einfluss der Schichtdicke.

### Formanisotropie

Die Formanisotropie spielt insbesondere bei dünnen Schichten eine große Rolle. Hier wird der Beitrag der Kristallanisotropie vernachlässigbar gegenüber der Streufeldenergie, die aufgebracht werden muss, um die magnetischen Momente aus der Ebene der Probenoberfläche heraus zu

drehen. Die Formanisotropie stellt also einen Beitrag dar, der von der Geometrie des Festkörpers abhängig ist. Laut [Zei91] erhält man folgenden Beitrag zur freien Energie:

$$F_F = -\frac{1}{2}\mu_0 \left| \vec{M}_S \right|^2 (N_\perp \cos^2 \theta + N_\parallel \sin^2 \theta) \quad (2.37)$$

$\theta$  ist der Winkel zwischen der Magnetisierung und der Oberflächennormalen.

### Magnetoelastische Anisotropie

Dieser Anisotropiebeitrag entsteht durch die Beeinflussung der Richtung der Magnetisierung beim Auftreten mechanischer Spannungen. Der inverse Effekt, die so genannte Magnetostriktion, ist die Deformation eines ferromagnetischen Stoffes in Abhängigkeit eines angelegten magnetischen Feldes. Ähnlich wie die Kristallanisotropie ist auch die magnetoelastische Anisotropie auf die Spin-Bahn-Kopplung zurückzuführen, da diese von der Magnetisierung und den Atomabständen abhängig ist. Der Zusammenhang zwischen Spannungstensor  $\sigma$ , der Magnetisierungsrichtung und dem Beitrag der magnetoelastischen Anisotropie zur freien Energie lautet für kubische Kristalle [Ber92]:

$$F_\sigma = -\frac{3}{2}\lambda_{100} \sum \sigma_{ii} \gamma_i^2 - \frac{3}{2}\lambda_{111} \sum_{i \neq j} \sigma_{ij} \gamma_i \gamma_j \quad (2.38)$$

Die Richtungskosinus  $\gamma_i$  stimmen mit denen der Kristallanisotropie überein.  $\lambda_{100}$  und  $\lambda_{111}$  sind die Magnetostriktionskonstanten parallel zu den  $\langle 100 \rangle$ - bzw. den  $\langle 111 \rangle$ -Richtungen.

Die oben aufgeführten Phänomene stellen nur einen Teil aller existierenden Anisotropiebeiträge dar. Weitere Beiträge sind z.B. die Spannungsanisotropie, die die Wechselwirkung zwischen der durch ein äußeres Magnetfeld verursachten Magnetostriktion mit eben diesem Magnetfeld selbst berücksichtigt, die Domänenwandenergie, die in Konkurrenz zur Streufeldenergie tritt, oder die Austauschenergie, die eine Abweichung vom ferromagnetischen Grundzustand berücksichtigt. Jedoch sollten diese Anisotropiebeiträge ausreichen, um das magnetische Verhalten der in dieser Arbeit untersuchten Proben zu charakterisieren.

Zum Abschluss sei noch einmal die freie Energie wiederholt:

$$F = \underbrace{F_K}_{\text{Kristall-anisotropie}} + \underbrace{F_O}_{\text{Oberflächen-anisotropie}} + \underbrace{F_F}_{\text{Form-anisotropie}} + \underbrace{F_\sigma}_{\text{Magnetoelastische Anisotropie}} \quad (2.39)$$

$$+ \underbrace{\dots}_{\text{weitere Anisotropien}} - \underbrace{\mu_0 \int \vec{M}_S \cdot \vec{H} d^3r}_{\text{Zeemann-Energie}}$$

## 2.2 Der magnetooptische Kerr-Effekt

Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) wurde 1876 vom schottischen Physiker John Kerr entdeckt, als er die Polarisation von Licht untersuchte, das an den polierten Polschuhen eines Elektromagneten reflektiert wurde. Dabei stellte er fest, dass die Polarisationsrichtung von linear polarisiertem Licht in Abhängigkeit der Stärke des von dem Magneten erzeugten Feldes gedreht wird. Der ähnliche Faraday-Effekt, der allerdings in Transmission auftritt, wurde bereits 1845 entdeckt.

Beim magnetooptischen Kerr-Effekt handelt es sich also um einen Effekt, der in Reflexion auftritt. Je nach Geometrie beobachtet man eine Änderung der Polarisation oder der Intensität als Folge der Wechselwirkung zwischen dem elektrischen Feld des Lichts und der Magnetisierung einer ferromagnetischen Oberfläche. Das Licht kann innerhalb der Eindringtiefe, die je nach verwendeter Wellenlänge zwischen 50 und 100 nm liegt, mit einer Probe in Wechselwirkung treten. Wie in [Urb05] gezeigt, ist der Effekt stark genug, um die Magnetisierung von wenigen Monolagen eines ferromagnetischen Materials nachzuweisen. Es handelt sich also um eine Messmethode, die für dünne Schichten gut geeignet ist.

Der magnetooptische Kerr-Effekt kann nach der Lorentz-Drude-Theorie anschaulich dargestellt werden. Dazu stellt man sich vor, dass die Elektronen in der Probe parallel zur Polarisationsrichtung zur Schwingung angeregt werden. Wenn keine Magnetisierung vorliegt, wird das reflektierte wie das einfallende Licht polarisiert sein. Liegt jedoch eine Magnetisierung vor, so wird eine Lorentz-Kraft auf die Elektronen ausgeübt. Daraus resultiert eine zweite Bewegungskomponente, die senkrecht zur ersten steht und die sich als Änderung der Polarisationsrichtung der reflektierten Welle bemerkbar macht. Beim quantenmechanischen Ansatz betrachtet man das 3d-Band in der Nähe der Fermienergie. Dieses Band ist im Fall der Magnetisierung nicht gleichermaßen von Spin-Up- und Spin-Down-Elektronen besetzt. Weiterhin nutzt man aus, dass sich linear polarisiertes Licht als Überlagerung von rechts- und links-zirkular polarisiertem Eigenmoden darstellen lässt, die verschiedene quantenmechanische Wahrscheinlichkeiten besitzen, um Spin-Up- oder Spin-Down-Elektronen anzuregen. Die so angeregten Elektronen emittieren zirkular polarisiertes Licht in Abhängigkeit von ihrem Spin-Zustand [Sch02]. Die Überlagerung ergibt den reflektierten Lichtstrahl, der im Allgemeinen elliptisch polarisiert ist.

Die für den magnetooptischen Kerr-Effekt wichtigen Größen sind der Kerr-Winkel oder die Kerr-Rotation  $\theta_k$ , also der Winkel zwischen der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtstrahls und der großen Halbachse des elliptisch polarisierten reflektierten Lichtstrahls, und die Kerr-Elliptizität  $\varepsilon_k$ , deren Tangens das Verhältnis von kleiner Halbachse zu großer Halbachse angibt (Abbildung 2.6).

Alle MOKE-Anordnungen sind Kombinationen der drei grundlegenden Geometrien, die in Abbildung 2.7 zu sehen sind. Links ist die polare Geometrie zu sehen, bei der die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche steht (out of plane). Das reflektierte Licht ist elliptisch polarisiert. Die longitudinale Anordnung ist in der Mitte zu sehen. Dabei ist die Magnetisierung

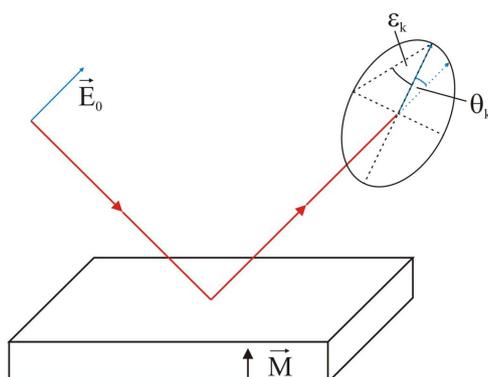


Abbildung 2.6: Einfallender und reflektierter Lichtstrahl im Fall des polaren MOKE

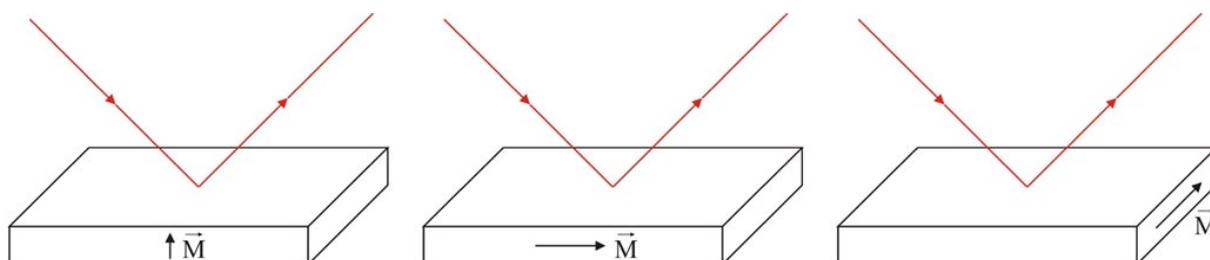


Abbildung 2.7: links: polarer MOKE, Mitte: longitudinaler MOKE, rechts: transversaler MOKE

parallel zur Probenoberfläche (in plane) und parallel zu der Ebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Lichtstrahl gebildet wird. Auch hier ist das reflektierte Licht elliptisch polarisiert, jedoch ist die Kerr-Rotation etwa um den Faktor 4 kleiner als bei der polaren Anordnung. Die Kerr-Rotation ist für einen Einfallswinkel von  $60^\circ$  am stärksten [Kne62]. Die dritte mögliche grundlegende Geometrie, nämlich die transversale, ist rechts in Abbildung 2.7 zu sehen. Hier ist die Magnetisierung parallel zur Probenoberfläche, sie steht jedoch senkrecht zu der Ebene, die durch den einfallenden und den reflektierten Lichtstrahl gebildet wird. Man beobachtet hier keine Kerr-Rotation, sondern eine Modulation der Intensität.

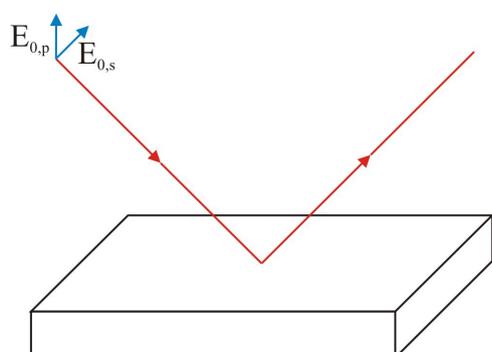


Abbildung 2.8: s- und p-polarisiertes Licht

Neben diesen Anordnungen unterscheidet man auch noch nach der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes (siehe Abbildung 2.8). Ist das Licht parallel zur Streuebene polarisiert, so spricht man von p-polarisiertem Licht. Steht die Polarisationsrichtung senkrecht zur Streuebene, so handelt es sich um s-polarisiertes Licht. Im Fall der polaren Geometrie spielt die Polarisationsrichtung für senkrechten oder nahezu senkrechten Einfall keine Rolle. Bei der longitudinalen Geometrie hingegen ist die Kerr-Rotation für s-polarisiertes Licht größer, da es bei p-polarisiertem

Licht und beim oben erwähnten optimalen Einfallswinkel von  $60^\circ$  eine große Komponente parallel zur Magnetisierung gibt, auf die keine Lorentz-Kraft wirkt.

### 2.2.1 Erklärung nach Lorentz und Drude

Wie oben erwähnt, kann der magnetooptische Kerr-Effekt durch die klassische Lorentz-Drude-Theorie erklärt werden. Dies soll hier im Fall der polaren Geometrie und für den senkrechten Einfall demonstriert werden. Die Vorgehensweise ist dabei ähnlich wie in [Zei91], [Wes02] und [Urb05].

Man betrachte eine Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet und die linear in  $x$ -Richtung polarisiert ist. Eine solche Welle lässt sich aus einer links- und einer rechts-zirkular polarisierten Welle zusammensetzen:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \frac{1}{2}(\vec{E}_+ + \vec{E}_-) \\ &= \frac{1}{2}E_0 \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \right]\end{aligned}\quad (2.40)$$

Das Ziel soll zunächst sein, den Polarisationszustand der reflektierten Welle durch die im Allgemeinen komplexwertigen Brechungsindizes  $n_\pm = n'_\pm + in''_\pm$  auszudrücken. Weiterhin ist der Zusammenhang zwischen dem Polarisationszustand und dem Kerr-Winkel und der Kerr-Elliptizität bekannt, so dass sich diese Größen ebenfalls durch die Brechungsindizes ausdrücken lassen. Da der Brechungsindex im Fall der oben betrachteten Welle durch  $n_\pm^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$  vom Dielektrizitätstensor abhängt [Jac93], können der Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität letztendlich in Abhängigkeit des Magnetfeldes, das zu den Nichtdiagonalelementen im Dielektrizitätstensor führt, bestimmt werden. Diese Elemente lassen sich durch das Lösen einer Bewegungsgleichung für die Elektronen im Sinne von Lorentz und Drude berechnen.

Im Fall des senkrechten Einfalls ergeben die Fresnel'schen Formeln folgende Reflexionskoeffizienten [Fli97]:

$$R_\pm = \frac{E_{\pm, \text{refl}}}{E_{\pm, \text{ein}}} = \frac{1 - n_\pm}{1 + n_\pm}\quad (2.41)$$

Damit ergibt sich die reflektierte Welle zu

$$\vec{E} = \frac{1}{2}E_0 \left[ R_+ \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} + R_- \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \right].\quad (2.42)$$

Der Polarisationszustand, der durch  $\chi = \frac{E_y}{E_x}$  gegeben ist, wird somit durch die Reflexionskoeffizienten und gemäß Gleichung 2.41 durch die Brechungsindizes bestimmt:

$$\chi = i \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-} = i \frac{n_- - n_+}{1 - n_+ n_-}\quad (2.43)$$

In [Azz96] wird folgende Beziehung zwischen dem Polarisationszustand und dem Kerr-Winkel und der Kerr-Elliptizität hergeleitet:

$$\chi = \frac{\tan \theta_k + i \tan \varepsilon_k}{1 - i \tan \theta_k \tan \varepsilon_k} \quad (2.44)$$

Für kleine Winkel vereinfacht sie sich zu

$$\chi \approx \theta_k + i\varepsilon_k. \quad (2.45)$$

Durch Einsetzen der komplexwertigen Brechungsindizes in Gleichung 2.43 erhält man

$$\chi = i \frac{(n'_- - n'_+) - i(n''_- - n''_+)}{1 - (n'_+ - in''_+)(n'_- - in''_-)} \approx \theta_k + i\varepsilon_k \quad (2.46)$$

und durch Aufspalten in Real- und Imaginärteil den Kerr-Winkel sowie die Kerr-Elliptizität. Es bleibt noch, die Komponenten des Dielektrizitätstensors zu bestimmen. Dazu betrachte man die Bewegungsgleichung für ein Elektron, das durch eine harmonische Kraft mit zusätzlicher Dämpfung gebunden ist und unter Wirkung eines elektrischen Feldes  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$  und eines Magnetfeldes  $\vec{B}$  steht:

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \gamma \dot{\vec{r}} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = -e\vec{E} - e\dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad (2.47)$$

In der hier behandelten Situation gilt die Vereinfachung  $\vec{B} = B\vec{e}_z$ . Gleichung 2.47 ist ein System gekoppelter Differentialgleichungen, das komponentenweise folgende Form annimmt:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{m_e} E_x - \omega_c \dot{y} \quad (2.48)$$

$$\ddot{y} + \gamma \dot{y} + \omega_0^2 y = -\frac{e}{m_e} E_y + \omega_c \dot{x} \quad (2.49)$$

$$\ddot{z} + \gamma \dot{z} + \omega_0^2 z = 0 \quad (2.50)$$

Dabei ist  $\omega_0 = \frac{eB}{m_e}$  die Zyklotronfrequenz. Dieses System kann durch das Einführen der Koordinaten  $x_{\pm} = x \pm iy$  und  $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$  entkoppelt werden. Als Lösung erhält man

$$x_{\pm} = \frac{-eE_{\pm}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2) + im\omega\gamma \mp e\omega B}. \quad (2.51)$$

Durch die Rücktransformation ergeben sich Ausdrücke für  $x$  und  $y$ , mit denen sich unter Verwendung des Polarisationsensors  $\alpha$  das Dipolmoment  $\vec{p} = \alpha\vec{E}$  bestimmen lässt:

$$\begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{e^2}{X} & i\frac{e^3\omega B}{X^2} \\ -i\frac{e^3\omega B}{X^2} & \frac{e^2}{X} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad \text{mit } X = m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma) \quad (2.52)$$

Nutzt man die Beziehung  $\varepsilon_{ij} = \frac{n\alpha_{ij}}{\varepsilon_0} + \delta_{ij}$ , so erhält man folgenden Dielektrizitätstensor:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} -\frac{C}{X} + 1 & -i\frac{e\omega BC}{X^2} & 0 \\ i\frac{e\omega BC}{X^2} & -\frac{C}{X} + 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.53)$$

Dabei ist  $C = \frac{ne^2}{\varepsilon_0}$ . Man sieht, dass der Dielektrizitätstensor Nichtdiagonalelemente enthält, die von Null verschieden sind, was dazu führt, dass der elektrische Verschiebungsvektor und das elektrische Feld nicht parallel sind.

Setzt man  $n_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$  unter der Voraussetzung, dass  $\varepsilon_{xx} \gg \varepsilon_{xy}$ , in Gleichung 2.46 ein, so erhält man den Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität als Funktion der Komponenten des Dielektrizitätstensors:

$$\theta_k = \Re\left(\frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}(\varepsilon_{xx} - 1)}}\right) \quad (2.54)$$

$$\varepsilon_k = \Im\left(\frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}(\varepsilon_{xx} - 1)}}\right) \quad (2.55)$$

### 2.2.2 Quantenmechanische Erklärung

Die Erklärung des magnetooptischen Kerr-Effekts nach dem Lorentz-Drude-Modell ist zwar anschaulich, jedoch hat sie im Vergleich mit den experimentellen Erkenntnissen sowohl quantitative als auch qualitative Mängel. Zum einen wird die Kerr-Rotation, was aus den Gleichungen 2.53 und 2.54 ersichtlich ist, in Abhängigkeit des Magnetfeldes  $\vec{B}$  und nicht in Abhängigkeit der Magnetisierung  $\vec{M}$  beschrieben. Dass das falsch ist, kann man schon daran sehen, dass der Kerr-Effekt für Temperaturen oberhalb der Curie-Temperatur verschwindet. Zum anderen müsste das Magnetfeld laut Rechnungen von Voigt  $10^2$  bis  $10^3$  T betragen, um die beobachteten Effekte zu erzielen.

Da der Ferromagnetismus ein quantenmechanischer Effekt ist, ist es naheliegend, für eine exakte Rechnung eine quantenmechanische Behandlung zu verwenden. Dies wurde von Argyres [Arg55] ausgeführt, wobei der größte Teil seiner Arbeit die Berechnung des Leitfähigkeitstensors und des Polarisationsensors umfasst, woraus sich wieder der Dielektrizitätstensor und damit die Kerr-Rotation und die Kerr-Elliptizität berechnen lassen.

Die Grundlage der Rechnung von Argyres ist die Ein-Elektron-Näherung mit folgendem Hamilton-Operator:

$$H = H_0 + H' + H'' \quad (2.56)$$

mit

$$H_0 = \frac{1}{2m} \vec{p}^2 + V(\vec{r}) \quad (2.57)$$

$$H' = \frac{1}{2m^2 c^2} (\nabla V(\vec{r}) \times \vec{p}) \cdot \vec{s} \quad (2.58)$$

$$H'' = \frac{e}{mc} \vec{A}(\vec{r}, t) \cdot \vec{p} \quad (2.59)$$

$H_0$  ist der Hamiltonoperator für ein Elektron im Kristallpotential  $V(\vec{r})$ . Der Term  $H'$  beschreibt die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Hier taucht der Elektronenspin und damit das magnetische Moment des Elektrons auf, was darauf hindeutet, dass es dieser Term ist, der für den Zusammenhang zwischen den optischen und ferromagnetischen Eigenschaften verantwortlich ist. Das

Vektorpotential des elektromagnetischen Feldes wird in  $H''$  berücksichtigt.

Die zu lösende Gleichung lautet

$$H\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (2.60)$$

wobei Argyres  $H''$  als Störungsterm behandelt. Um zu dem Leitfähigkeitstensor und dem Polarisationsstensor zu gelangen, werden die klassischen Zusammenhänge

$$\vec{j}^{(0)} = \sigma^{(0)}\vec{E} + \alpha^{(0)}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (2.61)$$

und

$$\vec{j}^{(1)} = \sigma^{(1)}\vec{E} + \alpha^{(1)}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (2.62)$$

für die Leitungsstromdichte  $\vec{j}^{(0)}$  und die Polarisationsstromdichte  $\vec{j}^{(1)}$  verwendet. Die Stromdichte wird auf quantenmechanischem Wege für ein Elektron im Vektorpotential  $\vec{A}(\vec{r}, t)$  berechnet:

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = \frac{ie\hbar}{2m_e} (\Psi^*\nabla\Psi - \Psi\nabla\Psi^*) - \frac{e^2}{m_e c} \vec{A}\Psi^*\Psi \quad (2.63)$$

Argyres erhält aus seiner Rechnung

$$\sigma_{ij}^{(0)} = \frac{e^2\hbar}{8\pi^2 m_e^2} \sum_{m>n} \int_V \frac{\delta(\omega_{mn} - \omega)}{\omega} P_{mn}^{ij}(\vec{k}) d\vec{k} \quad (2.64)$$

$$\alpha_{ij}^{(0)} = -\frac{e^2\hbar}{4\pi^3 m_e^2} \int_V \left( \frac{m}{2\hbar\omega^2} \delta_{ij} - \sum_{m>n} \frac{\omega_{mn}(\vec{k})}{\omega^2(\omega_{mn}^2 - \omega^2)} P_{mn}^{ij}(\vec{k}) \right) d\vec{k} \quad (2.65)$$

$$\sigma_{ij}^{(1)} = \frac{e^2\hbar}{4\pi^3 m_e^2} \sum_{m>n} \int_V \frac{1}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} Q_{mn}^{ij}(\vec{k}) d\vec{k} \quad (2.66)$$

$$\alpha_{ij}^{(1)} = -\frac{e^2\hbar}{8\pi^2 m_e^2} \sum_{m>n} \int_V \frac{\delta(\omega_{mn} - \omega)}{\omega} Q_{mn}^{ij}(\vec{k}) d\vec{k}. \quad (2.67)$$

Dabei sind  $Q_{mn}$  und  $P_{mn}$  die Wahrscheinlichkeiten für die jeweiligen optischen Übergänge.

Der Leitfähigkeitstensor und der Polarisationsstensor ergeben sich aus

$$\sigma_{ij} = \sigma^{(0)}\delta_{ij} + \sigma^{(1)}\beta_{ij} \quad (2.68)$$

und

$$\alpha_{ij} = \alpha^{(0)}\delta_{ij} + \alpha^{(1)}\beta_{ij}, \quad (2.69)$$

wobei  $\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$  und  $\beta = \begin{pmatrix} 0 & -\beta_3 & \beta_2 \\ \beta_3 & 0 & -\beta_1 \\ -\beta_2 & \beta_1 & 0 \end{pmatrix}$  mit den Richtungskosinus

$\beta_i (i = 1, 2, 3)$ . Im Fall der Magnetisierung in  $z$ -Richtung nehmen die Tensoren folgende Form

an:

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_0 & -\sigma_1 & 0 \\ \sigma_1 & \sigma_0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.70)$$

$$\alpha = \begin{pmatrix} \alpha_0 & -\alpha_1 & 0 \\ \alpha_1 & \alpha_0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_0 \end{pmatrix} \quad (2.71)$$

Durch Lösen der relevanten Maxwell-Gleichungen für  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(Nkz - \omega t)}$  und  $\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i(Nkz - \omega t)}$  mit dem komplexen Brechungsindex  $N$  erhält man die Gleichung

$$\mathfrak{A}\vec{E} = N^2 \left( \vec{E} - \vec{k}(\vec{E} \cdot \vec{k}) \right). \quad (2.72)$$

Dabei ist  $\vec{k}$  der Einheitsvektor in  $z$ -Richtung und  $\mathfrak{A}$  der Dielektrizitätstensor in der Notation von Argyres, der über  $\mathfrak{A} = 1 + 4\pi\alpha + \frac{4\pi}{i\omega}\sigma$  mit dem Polarisationsensor und dem Leitfähigkeitstensor verknüpft ist. Die Einträge des Dielektrizitätstensors sind gegeben durch

$$A_0 = 1 + 4\pi\alpha_0 + \frac{4\pi}{i\omega}\sigma_0 \quad (2.73)$$

und

$$A_1 = 4\pi\alpha_1 + \frac{4\pi}{i\omega}\sigma_1. \quad (2.74)$$

Die Lösungen von Gleichung 2.72 lauten

$$N_+^2 = A_0 - iA_1 \quad (2.75)$$

und

$$N_-^2 = A_0 + iA_1, \quad (2.76)$$

wobei  $N_+$  und  $N_-$  wieder die komplexwertigen Brechungsindizes für rechts- und links-zirkular polarisierte Wellen sind.

Man kann wieder die Beziehung aus Gleichung 2.46 verwenden, um die Kerr-Rotation und die Kerr-Elliptizität aus den komplexwertigen Brechungsindizes zu bestimmen. Formal erhält man

$$\theta_k = \Re\left(-\frac{iA_1}{\sqrt{A_0}(A_0 - 1)}\right) \quad (2.77)$$

und

$$\varepsilon_k = \Im\left(-\frac{iA_1}{\sqrt{A_0}(A_0 - 1)}\right). \quad (2.78)$$

Dabei entsprechen  $A_0$  und  $-A_1$  aus der Notation von Argyres den üblicheren Bezeichnungen  $\varepsilon_{xx}$  und  $\varepsilon_{xy}$  der Komponenten des Dielektrizitätstensors.

Es steht noch aus, die Abhängigkeit der Kerr-Rotation und der Kerr-Elliptizität von der Magnetisierung zu zeigen.  $A_1$  hängt, wie in Gleichung 2.74 zu sehen ist, von  $\alpha_1$  und  $\sigma_1$  ab. Für diese Terme erhält man die folgenden Näherungen:

$$\sigma_1 = -\frac{4ec}{m_e} \left( \sum_{m>n} \left\langle \frac{Q_{mn}}{\omega_{mn}^2 - \omega^2} \right\rangle \right) M \quad (2.79)$$

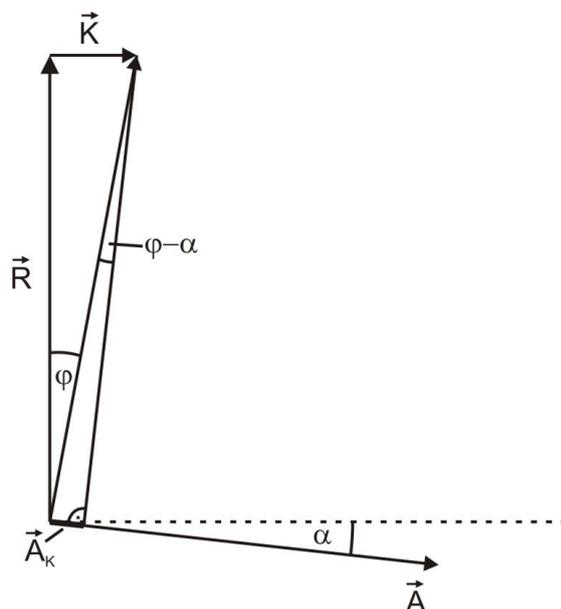
$$\alpha_1 = \frac{2\pi ec}{m_e} \left( \frac{1}{\omega^2} \sum_{m>n} \langle \delta(\omega_{mn} - \omega) Q_{mn} \rangle \right) M \quad (2.80)$$

Daran erkennt man, dass der Kerr-Winkel proportional zur Magnetisierung ist.

### 2.3 Kerr-Mikroskopie

Anders als bei einem konventionellen MOKE-Aufbau wird bei der Kerr-Mikroskopie nicht räumlich über das Signal integriert, sondern es wird dieses orts aufgelöst dargestellt. Interessant ist also der Kontrast zwischen Domänen mit verschiedenen magnetischen Orientierungen. Hier soll dargestellt werden, wie dieser Kontrast von der relativen Orientierung von Polarisator und Analysator abhängt.

Zunächst betrachte man dazu die registrierte Intensität für eine bestimmte Kerr-Rotation  $\theta_k$  in Abhängigkeit des Analysatorwinkels  $\alpha$  relativ zur Auslöschung (Abbildung 2.9).



- $\vec{R}$ : Reflektierte Komponente in ursprünglicher Polarisationsrichtung
- $\vec{K}$ : Kerr-Komponente
- $\vec{A}$ : Polarisationsrichtung des Analysators
- $\vec{A}_K$ : resultierende Amplitude in Richtung des Analysators
- $\theta_k$ : Kerr-Rotation
- $\alpha$ : Analysatorwinkel relativ zur Auslöschung

Abbildung 2.9: Amplitude nach Kerr-Rotation in Abhängigkeit des Analysatorwinkels  $\alpha$

Ohne Magnetisierung wäre die Amplitude der reflektierten Welle  $\vec{R}$ . Im Fall der Magnetisierung wird die Kerr-Komponente  $\vec{K}$  hinzuaddiert. Der Betrag des resultierenden Vektors ist für kleine

Winkel  $\theta_k$ , wie man sie beim Kerr-Effekt findet, etwa gleich dem Betrag des ursprünglichen Vektors  $\vec{R}$ . Die Amplitude in Richtung des Analysatorwinkels ergibt sich deswegen aus der Projektion  $\vec{A}_K \approx \vec{R} \sin(\theta_k - \alpha)$ . Da  $I \propto A^2$ , folgt für die Intensität unter Berücksichtigung der Intensität des Streulichts  $I_S$ :

$$I \propto R^2 \sin^2(\theta_k - \alpha) + I_S \quad (2.81)$$

Man erwartet, den maximalen Kontrast nahe der Auslöschung zu finden, weswegen  $\alpha$  klein ist. Wie oben bereits dargelegt, ist die Kerr-Rotation  $\theta_k$  sehr klein. Daraus ergibt sich, dass die Näherung  $\sin(\theta_k - \alpha) \approx \theta_k - \alpha$  zulässig ist. Es folgt für die Intensität in Abhängigkeit des Analysatorwinkels:

$$\begin{aligned} I(\alpha) &\propto R^2(\theta_k^2 - 2\theta_k\alpha + \alpha^2) + I_S \\ &= R^2\alpha^2 - 2R^2\theta_k\alpha + (I_S + R^2) \end{aligned} \quad (2.82)$$

Der Kontrast lässt sich folgendermaßen definieren:

$$C(\alpha) = \frac{|I^+(\alpha) - I^-(\alpha)|}{I^+(\alpha) + I^-(\alpha)} \quad (2.83)$$

Dabei stehen  $I^+$  und  $I^-$  für die Intensitäten entgegengesetzt gerichteter Domänen. Setzt man nun das zuvor berechnete Ergebnis für die Intensitäten ein, so erhält man den Kontrast als Funktion des Analysatorwinkels:

$$\begin{aligned} C(\alpha) &= \frac{|4R^2\theta_k\alpha|}{2R^2\alpha^2 + 2I_S + 2R^2\theta_k^2} \\ &= \frac{|2\theta_k\alpha|}{\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R^2}} \end{aligned} \quad (2.84)$$

Der Verlauf dieser Funktion wird in Abbildung 2.10 dargestellt.

Durch Nullsetzen der Ableitung lässt sich nun der optimale Analysatorwinkel bestimmen:

$$\frac{dC(\alpha)}{d\alpha} = \frac{2\theta_k(\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R^2}) - 2\theta_k\alpha \cdot 2\alpha}{(\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R^2})^2} \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.85)$$

$$\Rightarrow \alpha_0^2 = \theta_k^2 + \frac{I_S}{R^2} \quad (2.86)$$

Man findet den optimalen Analysatorwinkel  $\alpha_0$  also bei  $\sqrt{\theta_k^2 + \frac{I_S}{R^2}}$ . Das entspricht im Wesentlichen dem Kerr-Winkel korrigiert um einen Term, der von der Intensität des Streulichts und der Intensität des reflektierten Lichts abhängt. Ist die Intensität des Streulichts klein gegenüber der Intensität des reflektierten Lichts, so ist der optimale Analysatorwinkel genau so groß wie der Kerr-Winkel. Allerdings ist zu beachten, dass der Kerr-Winkel selbst sehr klein ist. In Abbildung 2.10 erkennt man, dass der Kontrast für  $\alpha = 0$  am kleinsten, nämlich Null, ist. In dieser Analysatorposition tritt die Intensität aufgrund der Kerr-Rotation für entgegengesetzt gerichtete magnetische Orientierungen gleichermaßen aus der Auslöschung hervor.

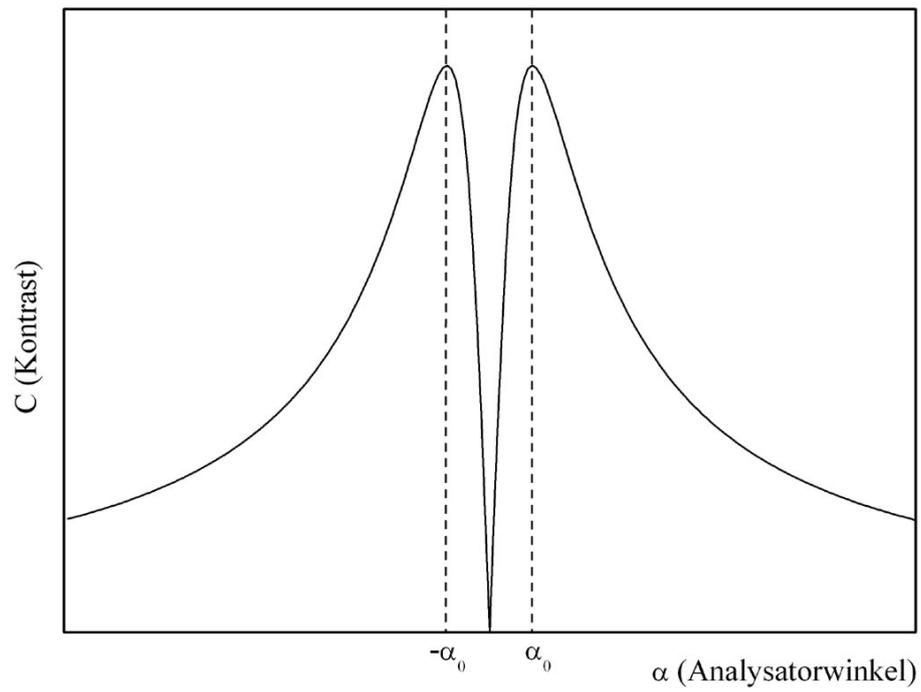


Abbildung 2.10: Kontrast entgegengesetzt orientierter Domänen als Funktion des Analysatorwinkels



## Kapitel 3

# Experimenteller Aufbau

Bereits in der Diplomarbeit von Christian Urban [Urb05] wurde eine UHV-Kammer konstruiert, die ein longitudinales MOKE-Messsystem enthält, das die magnetische Charakterisierung von Proben bei gleichzeitigem Schichtwachstum mittels MBE ermöglicht. Des Weiteren bietet die Kammer die Integrationsmöglichkeit an eine weitere UHV-Kammer, die hauptsächlich der strukturellen Oberflächenanalyse mittels STM und LEED dient und die zusätzliche MBE-Quellen bereitstellt, sowie die Anschlussmöglichkeit eines polaren Kerr-Mikroskops, dessen Konstruktion den Hauptteil dieser Arbeit darstellt.

Im Folgenden soll zunächst die Integration der UHV-MOKE-Kammer beschrieben werden, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurde. Darauf folgt die Entwicklung eines Kerr-Mikroskops zunächst unter Normalbedingungen<sup>1</sup>, um die Eigenschaften eines solchen Messsystems kennenzulernen, und hiernach die Kerr-Mikroskopie im UHV. Am Ende dieses Kapitels werden die weiteren experimentellen Methoden beschrieben, die im Rahmen von Messungen in dieser Arbeit verwendet wurden.

### 3.1 Integration der UHV-MOKE-Kammer

Um die MOKE-Kammer mit der STM-Kammer zu verbinden, war die Konstruktion eines Adapterflansches von der DN200CF auf DN63CF erforderlich, der die nötigen Befestigungsmöglichkeiten für die Probenablagen und eine elektrische Durchführung für eine heizbare Probenablage bietet. Außerdem musste das Gestell der Kammer aus geometrischen Gründen und zur gleichmäßigen Verteilung der Kammermasse auf die Schwingungsdämpfer umgebaut werden. Um die Stabilität der MOKE-Kammer sicherzustellen, wurde sie zusätzlich mit Winkeln am Gestell befestigt.

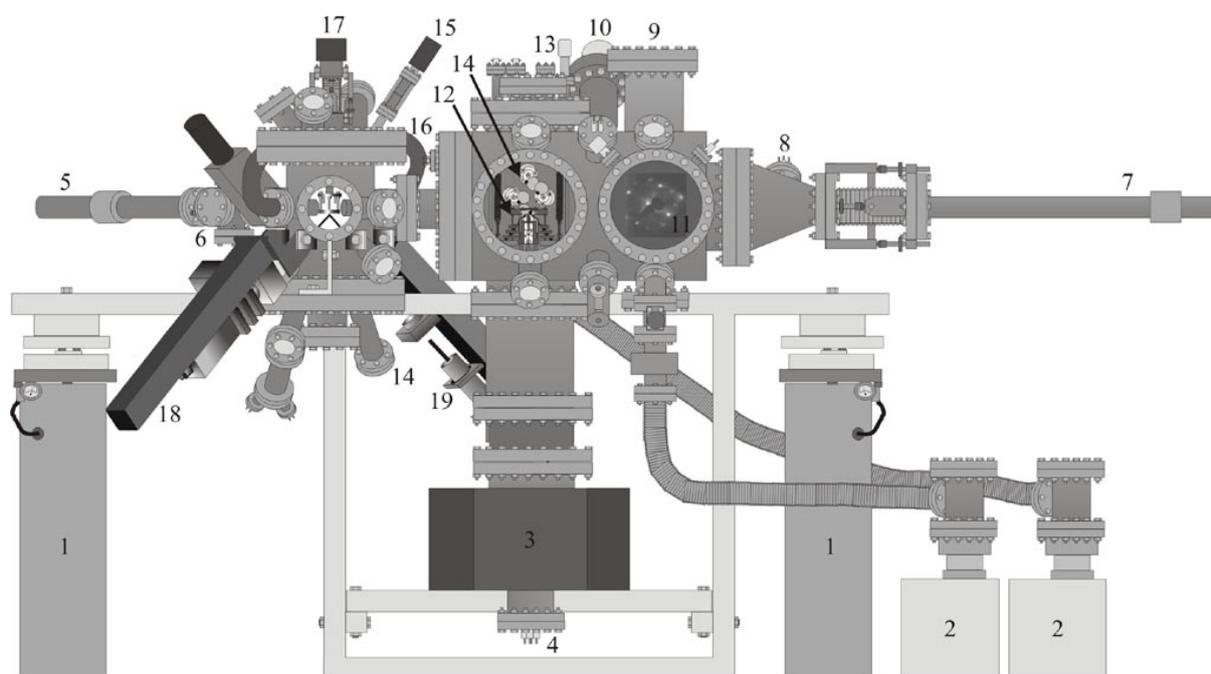
Die gesamte UHV-Kammer, die aus dem Anbau der MOKE-Kammer an die STM-Kammer resultiert, ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Beim Aufbau war darauf zu achten, die optischen Bänke mit der Lichtquelle beziehungsweise mit der Detektoreinheit parallel zum Magnetfeld zu

---

<sup>1</sup>„Normalbedingungen“ sollen in dieser Arbeit Raumtemperatur und Atmosphärendruck bedeuten.

befestigen, da üblicherweise mit dem longitudinalen und nicht mit dem transversalen MOKE gemessen wird.

Wie oben erwähnt, konnten bereits mit der MOKE-Kammer alleine Testmessungen gemacht werden. Diese beschränkten sich jedoch auf Spaltproben oder die ex-situ-Messungen von Proben, die mit Deckschichten versehen wurden. Durch die Vereinigung der Kammern entstand nun die Möglichkeit der richtungsabhängigen in-situ-MOKE-Messung an Proben, die mit Standardtechniken wie Sputtern oder Tempern präpariert wurden. Dabei stehen weiterhin alle Möglichkeiten der STM-Kammer zur Verfügung, die neben den strukturellen Messmethoden STM und LEED vier weitere MBE-Quellen enthält sowie zusätzliche Anschlussmöglichkeiten für beispielsweise die Auger-Elektronen-Spektroskopie bietet.



- |                                     |  |
|-------------------------------------|--|
| 1: pneumatische Schwingungsdämpfer  | 11: LEED   |
| 2: Turbomolekularpumpenstand        | 12: STM  |
| 3: Ionengetterpumpe                 | 13: Sputtergun   |
| 4: Titansublimationspumpe           | 14: MBE-Quellen  |
| 5: Transferstange                   | 15: UHV-Schraubendreher  |
| 6: Schleuse                         | 16: Magnet für longitudinalen MOKE   |
| 7: Manipulator                      | 17: drehbare Ablage  |
| 8: Kontaktierung der Transferstange | 18: optische Bank mit PEM, Analysator, Linse, Interferenzfilter und Detektor |
| 9: AES                              | 19: optische Bank mit Laser, Polarisator und Linse                           |
| 10: QMS                             |  |

Abbildung 3.1: Ansicht der UHV-Kammer, die aus dem Anbau der MOKE-Kammer an die STM-Kammer entstand

## 3.2 Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen

Um den Einfluss der für die Kerr-Mikroskopie wichtigen Größen wie zum Beispiel die Polarisator- und Analysatorpositionen experimentell zu studieren, wurde das Kerr-Mikroskop zunächst unter Normalbedingungen entwickelt. Dadurch fiel insbesondere das Problem der schwierigeren Justierbarkeit der Probe im UHV zunächst weg. Obwohl für die UHV-Apparatur nur eine polare Anordnung vorgesehen war, wurden unter Normalbedingungen auch in-plane-Messungen vorgenommen.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des Kerr-Mikroskops beschrieben.

### 3.2.1 Mögliche Lichtquellen für Kerr-Mikroskopie

Für die Beleuchtung einer Probe im Kerr-Mikroskop stehen verschiedene mögliche Lichtquellen zur Wahl. So wird zum Beispiel in [Gie96] ein UHV-Kerr-Mikroskop beschrieben, das eine Quecksilberdampfampe verwendet. Im Kerr-Mikroskop des Teilprojekts A7 des SFB 491 kommt hingegen eine Power-LED zum Einsatz. Power-LEDs können bei einer Leistung von 3 W einen Lichtstrom von circa 100 lm erreichen, Quecksilberdampflampen haben bei 100 W einen Lichtstrom von etwa 5000 lm. Die Wirkungsgrade sind also vergleichbar. Sowohl die Quecksilberdampfampe als auch die Power-LED haben eine sehr große Strahldivergenz. Bei Quecksilberdampflampen muss man Kollimatoren verwenden, bei Power-LEDs gibt es die Möglichkeit, das Licht in eine Glasfaser einzukoppeln und so zur Probe zu leiten.

Eine alternative Lichtquelle ist der Laser, der auch in diesem Aufbau verwendet wurde. Die Vorteile eines Lasers sind die hohe Intensität und die kleine Strahldivergenz, die Nachteile die Kohärenz und eventuelle Intensitätsschwankungen. Die Kohärenz bewirkt letztendlich, dass der Lichtpunkt eines Lasers nicht einheitlich hell, sondern granuliert als so genanntes Specklemuster erscheint. Was man wahrnimmt, sind die Interferenzmaxima, die durch die Reflexion des Laserstrahls an einer nicht ideal reflektierenden Oberfläche entstehen.

Um das Speckleproblem zu lösen, wird eine ähnliche Vorrichtung verwendet wie sie in [Arg00] beschrieben wird. Diese Vorrichtung wird im folgenden als Dekohärenz-Vorrichtung bezeichnet, obwohl dieser Ausdruck nicht ganz korrekt ist, da die Kohärenz durch Scheiben, bei denen die Bahngeschwindigkeiten gegenüber der Lichtgeschwindigkeit vernachlässigbar sind, nicht zerstört werden kann. Vielmehr verschmieren die Scheiben das Specklemuster, so dass die Intensität der beleuchteten Fläche in Hinblick auf die typischen Belichtungszeiten des Kerr-Mikroskops, die in der Größenordnung von Sekunden liegen, homogen ist. Die Funktionsweise der Dekohärenz-Vorrichtung wird in Abbildung 3.2 dargestellt. Links und in der mittleren Abbildung ist eine Plexiglasscheibe zu sehen, deren Oberfläche durch Sandstrahlen aufgeraut ist. Durch diese Scheibe läuft der von einem Linsensystem aufgeweitete Laserstrahl. Je nachdem, welchen Teil der Scheibe die Teilbündel des Laserstrahls passieren, ändert sich die optische Weglänge, was dazu führt, dass die Teilbündel verschiedene Phasendifferenzen zueinander haben. Für eine bestimmte Position der Scheibe entstehen somit Interferenzmaxima unter bestimmten Winkeln. Rotiert

die Scheibe wie etwa von der Position im linken Bild zu der Position im mittleren Bild, so entstehen die Interferenzmaxima unter anderen Winkeln. Die Dekohärenz-Vorrichtung besteht zusätzlich aus einer weiteren Scheibe, deren Querschnitt leicht keilförmig ist. Die Wirkung wird rechts in Abbildung 3.2 veranschaulicht. In Abhängigkeit von der Orientierung der Scheibe wird der Laserstrahl in leicht verschiedene Richtungen gebrochen, wodurch sich der Fleck, der die Probe beleuchtet, hin- und herbewegt. Der Übersichtlichkeit halber wurde hier die Aufweitung des Laserstrahls nicht dargestellt und außerdem in allen Teilabbildungen die fokussierende Linse weggelassen.

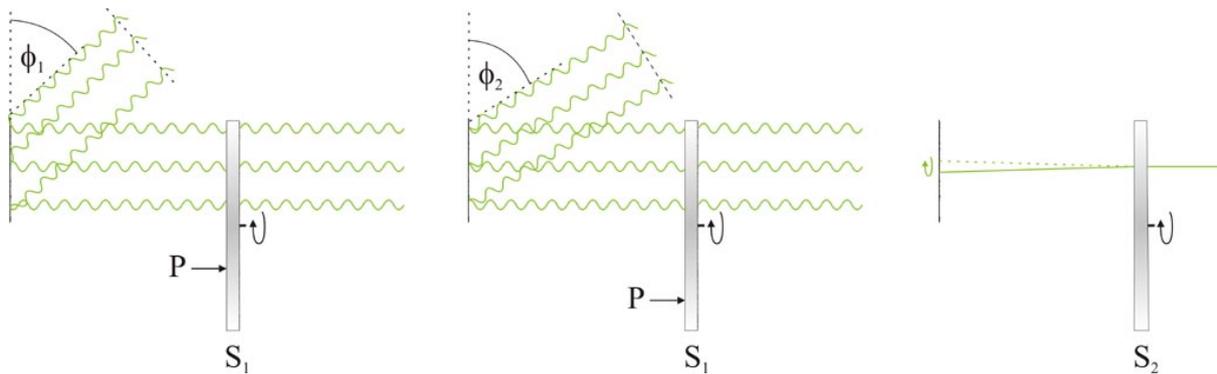


Abbildung 3.2: zur Dekohärenz-Vorrichtung des Lasers: links und in der Mitte ist die Wirkung der Scheibe mit aufgerauter Oberfläche  $S_1$  zu sehen; rotiert die Scheibe, was durch die Verschiebung des Punktes  $P$  angedeutet wird, so ändern sich die Phasenbeziehungen der Teilbündel des Lichtstrahls untereinander, wodurch sich der Winkel, unter dem ein bestimmtes Maximum erscheint, von  $\phi_1$  zu  $\phi_2$  ändert; rechts ist der Einfluss der keilförmigen Scheibe  $S_2$  zu sehen; je nach der Position der Scheibe ändert sich der Winkel, unter dem der Lichtstrahl abgelenkt wird

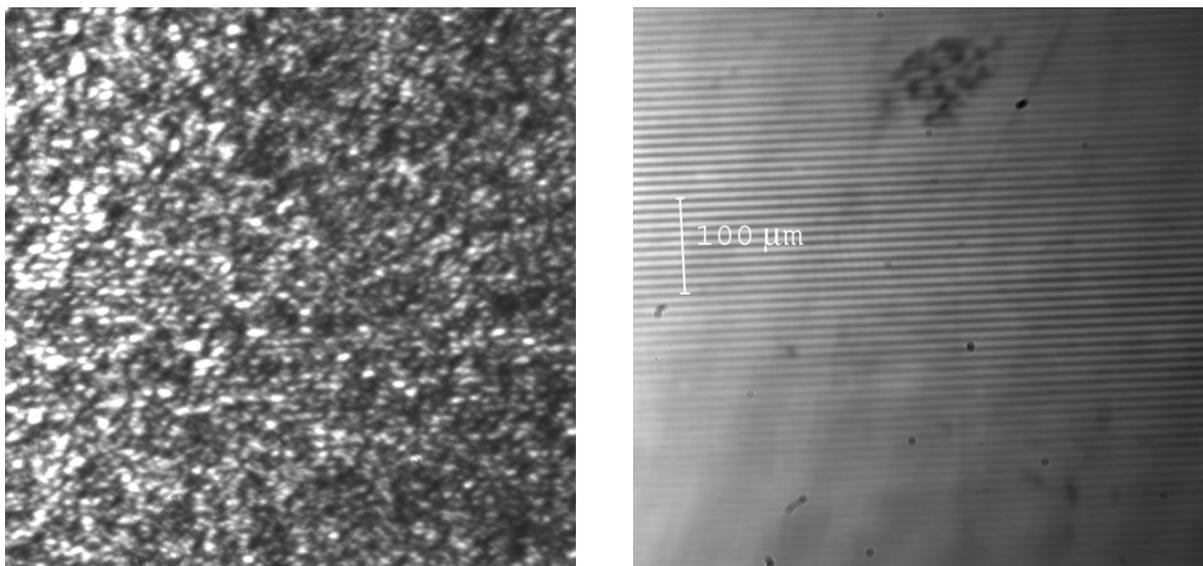


Abbildung 3.3: Abbildung eines Strichgitters ohne (links) und mit (rechts) Dekohärenz-Vorrichtung

Der Einfluss der Dekohärenz-Vorrichtung ist exemplarisch in Abbildung 3.3 zu sehen. Es wird jeweils ein Strichgitter, links ohne und rechts mit rotierenden Scheiben, abgebildet. Im linken Bild ist das Strichgitter aufgrund des Specklemusters fast nicht zu sehen. Rotieren die Scheiben der Dekohärenzvorrichtung jedoch schnell genug, so verschwindet das Specklemuster komplett.

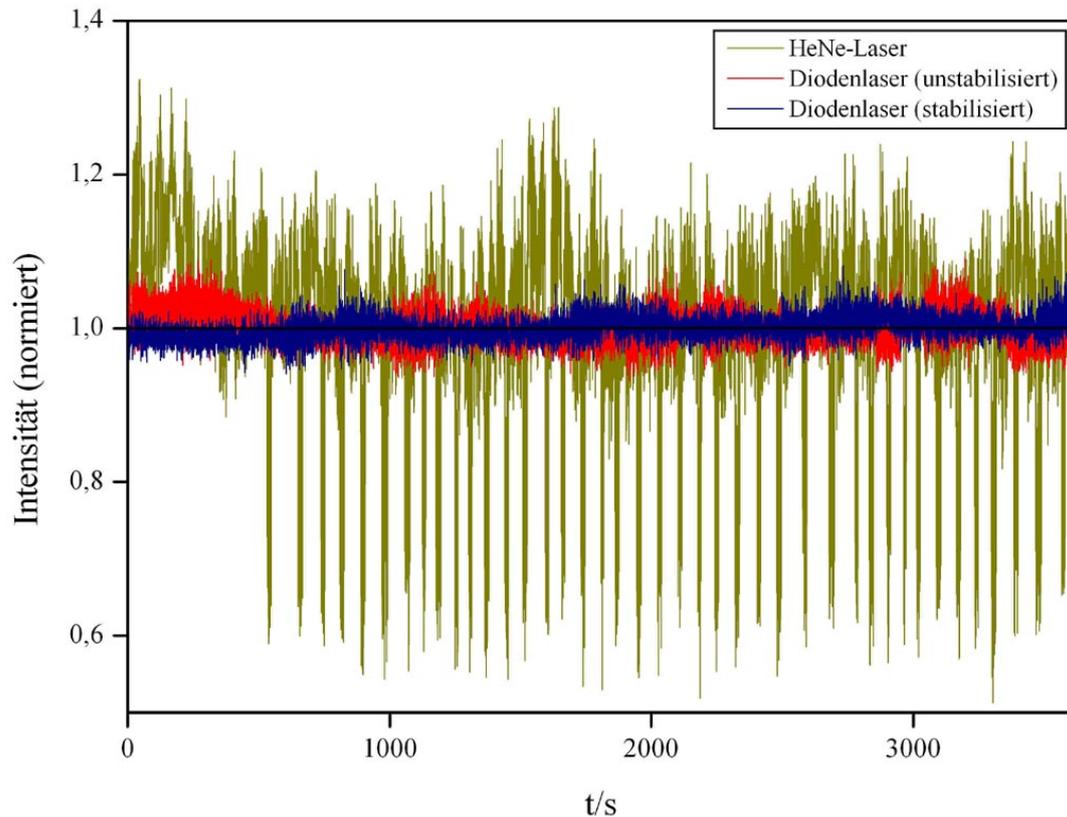


Abbildung 3.4: Messung der Stabilität der Laserintensität für einen HeNe-Laser, einen unstabilisierten und einen stabilisierten Diodenlaser

Ein weiteres Problem, das bei der Verwendung eines Lasers als Lichtquelle auftritt, sind die Intensitätsschwankungen. Insbesondere in-plane-Messungen, bei denen der magnetooptische Kerr-Effekt etwa um den Faktor 4 schwächer ist als bei out-of-plane-Messungen, erfordern Stabilitäten der Laserintensität von  $\lesssim 1\%$ , damit sich das Kerr-Signal noch von den Intensitätsschwankungen abhebt. Es wurde mit einem grünen HeNe-Laser ( $\lambda = 543.3 \text{ nm}$ ) und einem unstabilisierten DPSS-Diodenlaser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) experimentiert, deren Intensitätsschwankungen jedoch zu groß waren, um in-plane-Kerr-Mikroskopie damit zu betreiben. Im Fall des HeNe-Lasers wurden über einen Zeitraum von einer Stunde Schwankungen von  $12.6 \%$ , im Fall des unstabilisierten Diodenlasers  $1.8 \%$  gemessen (siehe Abbildung 3.4). Als Lichtquelle wurde letztendlich ein stabilisierter DPSS-Diodenlaser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) eingesetzt, dessen Stabilität isoliert zunächst auch nur  $1.4 \%$  betrug. Durch thermische Kopplung des Gehäuses des Lasers mit dem Tisch zur Befestigung der optischen Komponenten über ein dickes Kupferkabel weisen spätere Messun-

gen jedoch eine Stabilität von  $\lesssim 1\%$  auf. Die Leistung des stabilisierten Lasers beträgt 5 mW und der Strahldurchmesser 1.2 mm, woraus sich eine Intensität von  $0.44 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  ergibt, so dass Glan-Thomson-Prismen (siehe Kapitel 3.2.3), deren Zerstörschwelle bei etwa  $1 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  liegt, als Polarisatoren verwendet werden können.

### 3.2.2 Das Distanzmikroskop

Ziel sollte es sein, ein Kerr-Mikroskop zur in-situ-Darstellung von magnetischen Domänen in Filmen, die im UHV präpariert wurden, zu konstruieren. Eine Prinzipskizze dazu ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Die Distanz zwischen Probe und Fensterflansch beträgt etwa 25 cm.

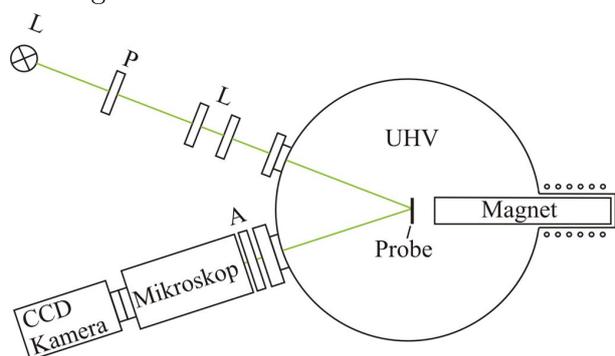


Abbildung 3.5: Skizze zur UHV-Kerr-Mikroskopie

Um die Probenoberfläche bei dieser Entfernung noch abbilden zu können, wird ein Distanzmikroskop (Questar QM100) verwendet. Die Gegenstandsweite ist zwischen 102 und 355 mm variabel. Die zugehörigen numerischen Aperturen sind dem Anhang A zu entnehmen. Das Distanzmikroskop ist ein Maksutov-Cassegrain-System (siehe Abbildung 3.6). Dabei tritt der Lichtstrahl erst durch die Maksutov-Linse, wonach er vom Primärspiegel auf den Sekundärspiegel und von dort in Richtung des Detektors reflektiert wird.

Dieses System ist dem bekannteren Schmidt-Cassegrain-System sehr ähnlich, in dem statt der Meniskus-Linse eine asphärische Schmidt-Korrektur-Linse verwendet wird.

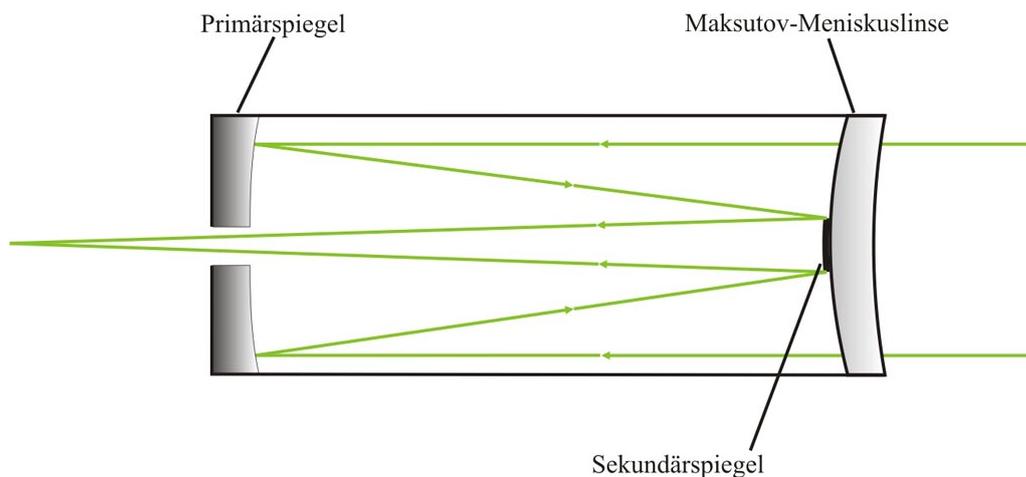


Abbildung 3.6: Schema des Maksutov-Cassegrain-Systems, das im Distanzmikroskop verwendet wird

Mit einer Wellenlänge von 532 nm, was der des verwendeten Laserlichts entspricht, einer nu-

merischen Apertur von 0.115 bei einer von der UHV-Kammer vorgegebenen Gegenstandsweite von 25 cm und unter Verwendung des Auflösungskriteriums<sup>2</sup>

$$d = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha} \quad (3.1)$$

erhält man eine theoretische Auflösung von  $2.3 \mu\text{m}$ . Für den Aufbau unter Normalbedingungen, bei dem die Gegenstandsweite etwa 15 cm und die numerische Apertur 0.14 beträgt, erreicht man eine theoretische Auflösung von  $1.9 \mu\text{m}$ .

Die Auflösung wurde an einer mit Elektronenstrahlolithographie hergestellten Probe überprüft. Abbildung 3.7 kann man entnehmen, dass die Grenze der Auflösung bei etwa  $1 \mu\text{m}$  liegt. Das ist kleiner als die theoretische Auflösung. Allerdings ist es möglich, dass durch den Lithographieprozess Abweichungen der Abstände entstanden sind.

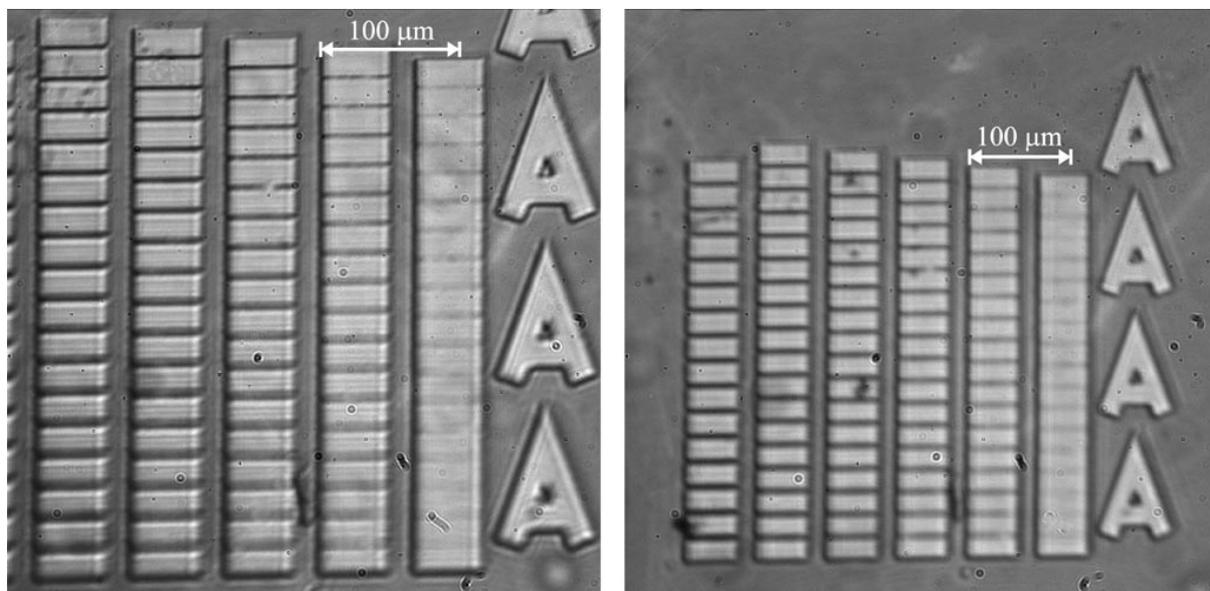


Abbildung 3.7: links betrug der Abstand des Mikroskops zur Probe 15 cm, rechts 25 cm; die Abstände der Rechtecke sind von rechts  $1 \mu\text{m}$ ,  $1.5 \mu\text{m}$ ,  $2 \mu\text{m}$ ,  $2.5 \mu\text{m}$ ,  $3 \mu\text{m}$  und  $5 \mu\text{m}$

### 3.2.3 Die Polarisatoren

Aufgrund des kleinen Strahldurchmessers des Lasers ist ein Glan-Thompson-Prisma mit einer Apertur von 10 mm als Polarisator gut geeignet. Beim Glan-Thompson-Prisma handelt es sich um zwei Kalkspatprismen, die durch ein Harz, das einen Brechungsindex leicht unterhalb dem der Prismen hat, zusammengekittet werden. Die Kalkspate sind so geschnitten, dass eine Kristallachse senkrecht zur diagonal verlaufenden Kittfläche steht [Ber93]. Abbildung 3.8 soll die Funktionsweise veranschaulichen.

<sup>2</sup> 1990 wurde die Formel für das Auflösungskriterium durch Stefan Hell zu  $d = \frac{\lambda}{2n \sin \alpha \sqrt{1+I/I_{\text{sat}}}}$  erweitert. Der zusätzliche Wurzelterm, in dem  $I$  die Intensität des abregenden Strahls und  $I_{\text{sat}}$  eine charakteristische Größe für den verwendeten Marker bedeutet, stammt aus der STED(Stimulated Emission Depletion)-Mikroskopie [Eim06].

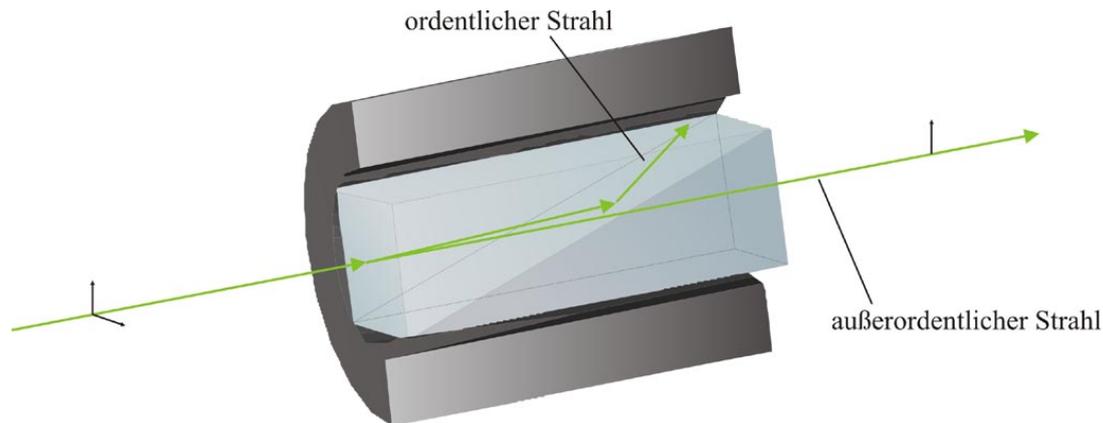


Abbildung 3.8: Polarisierung in einem Glan-Thompson-Prisma durch Aufspaltung des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls

Vor dem Eintreten in das Prisma sei das Licht bis auf eine leichte Vorpolarisation des Lasers vollständig unpolarisiert. Tritt der Lichtstrahl in das Prisma ein, so teilt er sich aufgrund der doppelbrechenden Eigenschaften des Kalkspats in den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl. Der ordentliche Strahl wird abgelenkt und trifft gegenüber dem außerordentlichen Strahl unter einem leicht anderen Winkel auf die Grenzfläche. Dieser leicht andere Winkel reicht jedoch schon aus, damit der ordentliche Strahl totalreflektiert und im Idealfall vollständig von der Fassung absorbiert wird. Der außerordentliche Strahl tritt nur leicht versetzt aus dem Glan-Thompson-Prisma aus. Es kann ein Extinktionsverhältnis von über 100,000:1 erreicht werden. Zu Beginn der Konstruktion des Kerr-Mikroskops war ein Glan-Thompson-Prisma auch als Analysator, der sich aufgrund der kleinen Apertur allerdings direkt vor der CCD-Kamera befinden sollte, vorgesehen. In der Praxis ließ sich das allerdings nicht umsetzen, da zu viel Streulicht, insbesondere aufgrund der Tatsache, dass Polarisator und Analysator beim Kerr-Mikroskop nahezu gekreuzt sind, in den Detektor gelangte. Statt dessen wurde ein linearer Polarisationsfilter aus der Fotografie verwendet, der ein Folienpolarisator mit einer geringen Wellenfrontverzerrung ist. Das Extinktionsvermögen eines solchen Polarisators ist nicht so hoch wie das des Glan-Thompson-Prismas, jedoch immer noch gut genug, um den Kontrast zwischen verschiedenen orientierten magnetischen Domänen zu beobachten. Da sich der Folienpolarisator vor dem Mikroskop befestigen lässt, ergibt sich der Vorteil, dass eine Verfälschung des Kerr-Signals durch den Faraday-Effekt, der bei den abbildenden Linsen auftreten könnte, auszuschließen ist.

### 3.2.4 Die Magneten

Für die Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen wurden zwei Magneten verwendet, deren Kerne jeweils aus dem Weicheisen ARMCO bestehen. Bei den in-plane-Messungen wurde ein toroidaler Magnet verwendet, dessen Herstellung in [Urb05] beschrieben wird. Für diesen musste eine neue Halterung konstruiert werden, die dem für die Kerr-Mikroskopie verwendeten Sys-

tem, bei dem die optische Achse in einer Höhe von 65 mm verläuft, angepasst wurde. Um das Streufeld des Magneten zu minimieren, wurde die Aussparung möglichst klein gehalten, jedoch noch groß genug, damit Proben mit einer Kantenlänge von 10 mm zwischen den Polschuhen positioniert werden können.

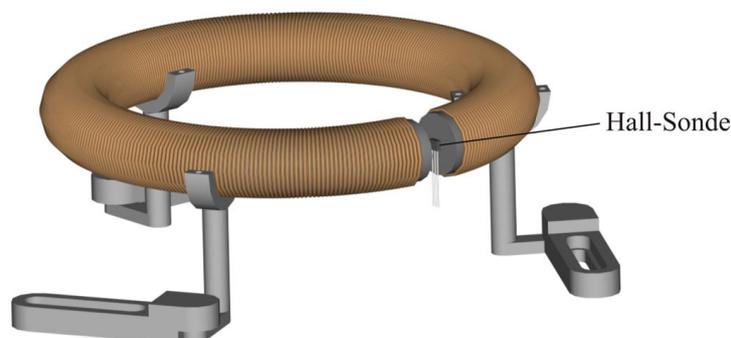


Abbildung 3.9: Magnet für in-plane-Messungen; zwischen den Polschuhen können die Proben positioniert werden; dort wird auch das Magnetfeld von einer Hall-Sonde gemessen

Der Magnet, der für die polare Kerr-Mikroskopie einen Kern von 29 mm Durchmesser und ein Magnetfeld, das benötigt wird, um Proben out of plane in die magnetische Sättigung zu bringen, im Vergleich zum Magnetfeld bei der in-plane-Magnetisierung relativ groß sein wird (im Fall der Fe/Gd-Multilayer-Proben ist das nicht der Fall), war es erstrebenswert, einen möglichst starken Magneten zu konstruieren. Mit der Formel  $B = \frac{1}{2}\mu_0\mu_r \frac{NI}{d}$  für das Magnetfeld am Rand einer Zylinderspule ließ sich das erreichbare Feld allerdings schlecht abschätzen, da die relative Permeabilität von ARMCO sehr stark von der magnetischen Feldstärke abhängt [Ost95]. Mit etwa 600 Windungen (mehrlagige Wicklung) auf einer Länge von 0.078 m und einer Stromstärke von 14 A wird ein Magnetfeld von etwa 340 mT erreicht (siehe Abbildung 3.10). Aufgrund der Erwärmung kann der Magnet nicht dauerhaft mit dieser Stromstärke betrieben werden, was sich aber nicht störend auswirkt, da die Proben nur kurzzeitig in die Sättigung gebracht werden müssen. Die Erwärmung bewirkt zudem eine Erhöhung des Widerstands des Drahtes und damit eine Erhöhung der Spannung, die an ihm abfällt, was sich jedoch nicht auf das Magnetfeld auswirkt.

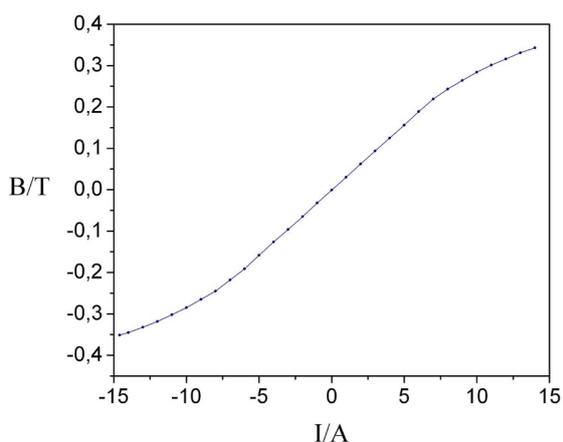


Abbildung 3.10: Messung des Magnetfeldes in Abhängigkeit des Spulenstroms bei dem Magneten für die polare Kerr-Mikroskopie

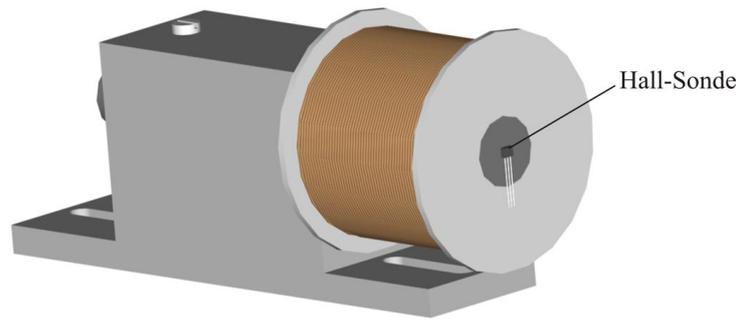
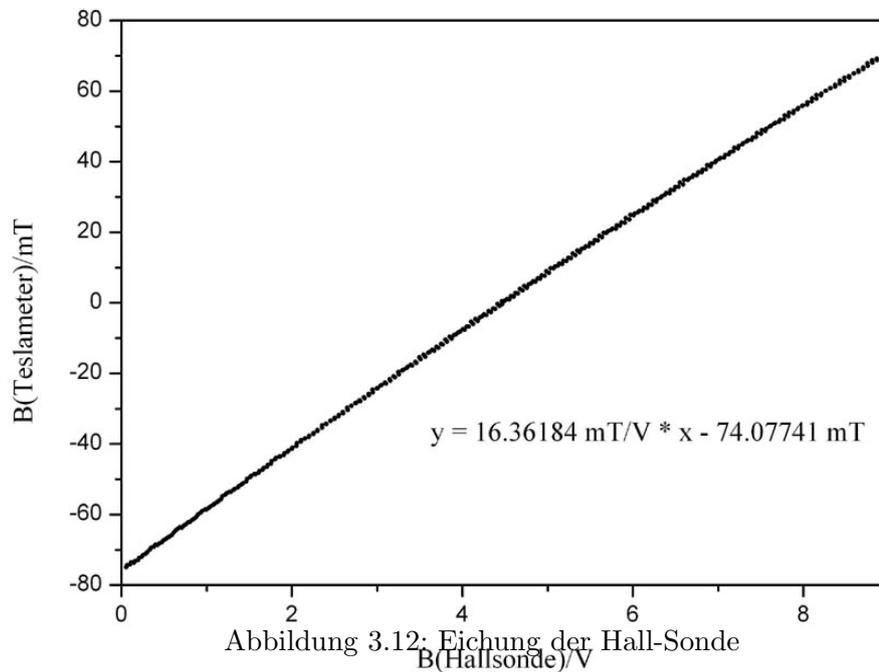


Abbildung 3.11: Magnet, der bei der polaren Kerr-Mikroskopie verwendet wird; während der Messung befindet sich die Probe etwa 5 mm vor der Hall-Sonde

Zur Bestimmung des Magnetfeldes wurden Hall-Sonden mit integriertem Verstärker vom Typ Honeywell SS496 verwendet. Zur Eichung der Hall-Sonden wurde ein Teslameter verwendet, dessen Sonde sich dabei an der späteren Probenposition befand. Bei einer Betriebsspannung der Hall-Sonde von 9 V erhält man den in Abbildung 3.12 dargestellten Zusammenhang zwischen der Ausgangsspannung und dem Magnetfeld:



### 3.2.5 Steuerung und Bildentstehung

Zur Bildaufnahme wird eine FLI (Finger Lakes Instrumentation) CCD-Kamera verwendet. Diese hat eine Auflösung von  $512 \times 512$  Pixeln, eine Farbtiefe von 16 Bit und wird per USB mit dem

Messrechner verbunden. Um die 16 Bit Graustufen-Bilder abzuspeichern, wird das TIF(Tagged Image File)-Format benutzt. Es war bereits ein Programm zur Steuerung der Kamera vorhanden, das jedoch nicht die ausreichenden Einstellungs- und Bildbearbeitungsmöglichkeiten für die Kerr-Mikroskopie bot. Da jedoch zusätzlich eine Software-Bibliothek in C vorhanden war, konnte ein Programm geschrieben werden, aus dem heraus sich die Kamera steuern lässt. Es wurde die Entwicklungsumgebung von *Visual Studio* verwendet, was ohne allzu großen Aufwand auch die Programmierung der grafischen Oberfläche erlaubte. Da es sich um ein relativ umfangreiches Projekt handelte, wurde das Programm objektorientiert in C++ geschrieben, das zu C abwärtskompatibel ist. Dabei liegt der Vorteil darin, dass Objekte und ihre Elemente und Methoden ähnlich wie in der realen Welt zusammengeführt werden. So besteht etwa für ein Objekt der Klasse *Kamera* die Möglichkeit, die Belichtungszeit einzustellen. Diese Methode ist bereits in dem Objekt selbst enthalten, so dass dafür in der Hauptanwendung nicht eine zusätzliche Funktion geschrieben werden muss, was letztendlich zu Übersichtlichkeit des Codes beiträgt. Es sei an dieser Stelle noch angemerkt, dass die C-Bibliothek der Kamera in eine Klasse im C++-Stil umgeschrieben wurde.

Das Programm ist zu umfangreich, um hier vollständig dargestellt zu werden. Ein Überblick über die Klassenstruktur kann jedoch in Abbildung 3.13 vermittelt werden. Die Klassen sind nach Arbeitsbereichen getrennt. So ist zum Beispiel die Klasse *Datei*, besser ausgedrückt ein Objekt dieser Klasse, das aus der Anwendung heraus instanziiert wird, allein für das Lesen und Schreiben von Dateien verantwortlich. Dazu greift die Klasse auf bereits vordefinierte Klassen wie zum Beispiel die C++-Versionen *IOstream* von Datenströmen zurück.

Exemplarisch soll hier die Header-Datei der Klasse *Bild* gelistet werden:

```
#ifndef KM.BILD
#define KM.BILD

#include "stdafx.h"
#include <math.h>
#include <iomanip>
#include <string>

#define LMIN 0
#define LMAX 65535
#define PI 3.1416

class Bild
{
public:
    unsigned short Pixel[512][512];
    string Kommentar;

    Bild()

```

```

    {
        for (int i = 0; i < 512; i++)
        {
            for (int j = 0; j < 512; j++)
            {
                Pixel[i][j] = 0;
            }
        }
    }
    Bild(short Vorlage[512][512])
    {
        for (int i = 0; i < 512; i++)
        {
            for (int j = 0; j < 512; j++)
            {
                Pixel[i][j] = Vorlage[i][j];
            }
        }
    }
}

Bild* Invertiere(void);
Bild* Kontrast(double dKon);
Bild* Weichzeichnen(double Rad);
Bild* Kantendetektion(void);
Bild* MSubtrahiere(int iMinus);
Bild* MMultipliziere(double dMal);
Bild* Subtrahiere(Bild* Referenz);
Bild* KerrSubtrahiere(Bild* Referenz);
int GesamtKontrast(void);
int Intensitaet(void);
};

```

**#endif**

Die Datei beginnt mit den Präprozessordirektiven *ifndef* und *define*. Dadurch wird verhindert, dass Klassen insbesondere durch gegenseitiges Aufrufen mehrfach eingebunden werden. Es folgt das Aufrufen weiterer Klassen, die zum Beispiel für mathematische Operationen auf den Bilddaten gebraucht werden, sowie einige Definitionen. Erst dann beginnt die Deklaration der Klasse *Bild*. Es gibt nur zwei Klassenelemente, nämlich ein *short*-Array für die Pixelwerte und ein String, der für das spätere Speichern eines Kommentars vorgesehen ist. Die Konstruktoren *Bild(...)* sind überladen. Wie man an den verschachtelten *for*-Schleifen erkennen kann, wird beim ersten Konstruktor allen Pixelwerten der Wert 0 zugewiesen. Dieser Konstruktor wird zum Beispiel bei der Deklaration eines *Bild*-Objekts verwendet, das zeilenweise die Pixelwerte des CCDs erhält. Der zweite Konstruktor wird verwendet, wenn einem *Bild*-Objekt direkt bei

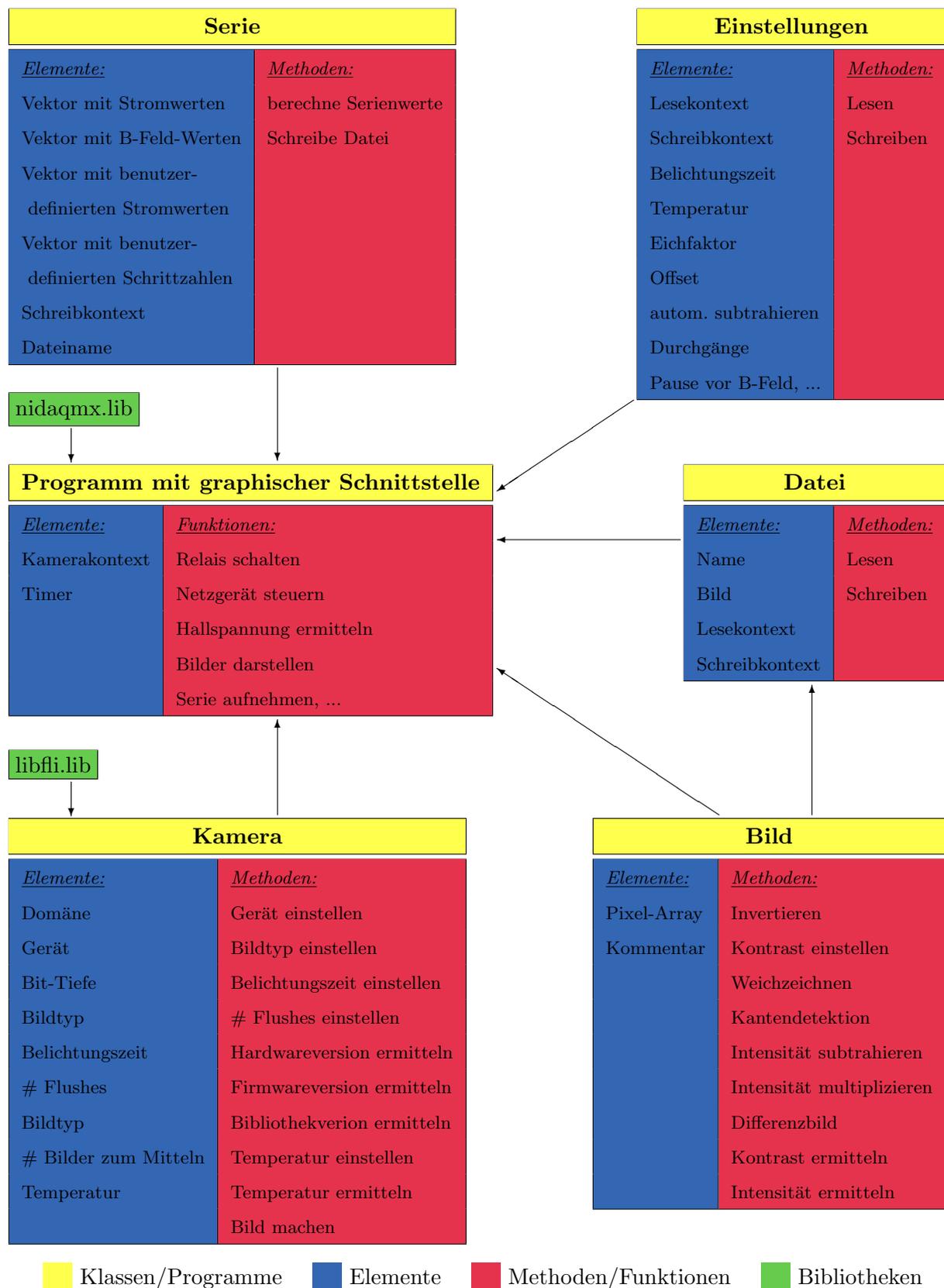


Abbildung 3.13: Klassenstruktur des Programms

der Deklaration ein Pixel-Array zugewiesen werden soll. Das ist insbesondere dann der Fall, wenn ein neues Bild aus einer Bildoperation entsteht.

Die Rückgabewerte der meisten Methoden sind Referenzen, die auf dynamisch allozierten Speicher zeigen. Dies ist erforderlich, da sonst der Stack überlaufen würde. Diese Klasse enthält hauptsächlich Methoden, die Bildoperationen bewirken. Hier befindet sich also der Teil des Codes, der für die Entstehung von Kerr-Mikroskopie-Bildern verantwortlich ist. Auf die Darstellung der Implementierung wird an dieser Stelle verzichtet, da dies zu umfangreich wäre.

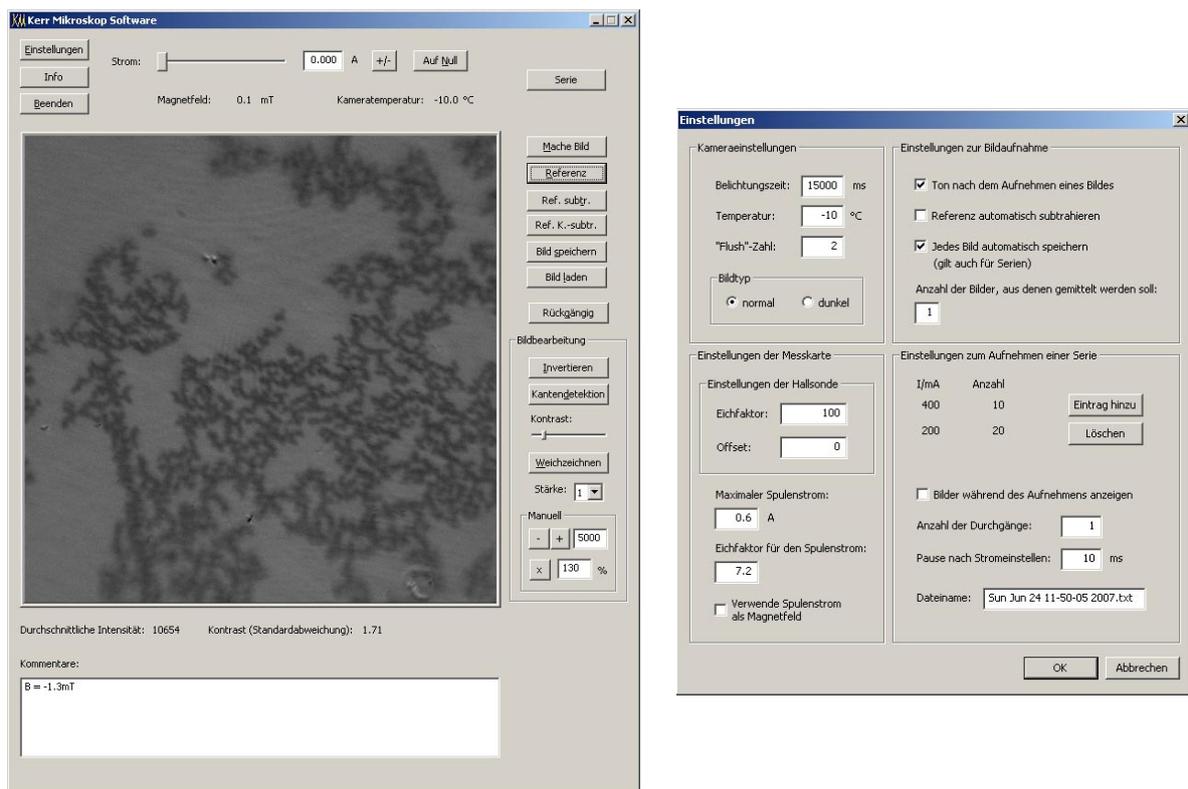


Abbildung 3.14: Graphische Oberfläche des Programms für die Kerr-Mikroskopie; links ist das Fenster zur Steuerung der Kamera, des Magnetfeldes, der Darstellung der Mikroskopie-Bilder und einiger gängiger Bildbearbeitungsmethoden; rechts ist das Dialogfenster für Einstellungen wie zum Beispiel die Belichtungszeit oder für Bildserien

Wie man in Abbildung 3.13 erkennen kann, wird neben *libfi.lib* auf eine weitere Bibliothek direkt aus der Hauptanwendung, nämlich *nidaqmx.lib* zugegriffen. Diese ermöglicht die Steuerung der Messkarte, die in diesem Aufbau verwendet wird. Dabei wird ein analoger Ausgang für das Netzgerät, das den Spulenstrom liefert, benötigt, ein analoger Eingang für die Spannung des Magnetfeldsensors und ein digitaler Ausgang für das Schalten eines Relais, das die Stromrichtung schaltet. Letzteres ist erforderlich, da das Netzgerät, das den Spulenstrom liefert, ein Sorensen DCS 33-33, unipolar ist.

Das Programm bietet weiterhin die Möglichkeit, Bildserien aufzuzeichnen. Dazu wird die Klasse *Serie* verwendet, die die vom Benutzer vorgegebenen Messpunkte (zu sehen im Einstellungs-

Dialog in Abbildung 3.14) und auch die Messergebnisse in dynamischen Arrays<sup>3</sup> speichert. Aus den durchschnittlichen Intensitäten der einzelnen Bilder einer Serie können Hysteresekurven gezeichnet werden. Dies geschieht nicht mit der Genauigkeit wie beim MOKE, und dessen durch die Lock-in-Technik ermöglichte Empfindlichkeit kann auch nicht erreicht werden, jedoch besteht der Vorteil, dass man Hysteresekurven an der selben Apparatur und mit dem selben Programm messen kann. Es erwies sich als nützlich, erst Bildserien aufzunehmen und auf diese Weise das Koerzitivfeld abzuschätzen. Wie man in Abbildung 6.4 in Kapitel 6 sehen kann, sind die Hysteresekurven, die man aus Bildserien gewinnen kann, akzeptabel, wenn das Kerr-Signal, wie bei der polaren Kerr-Mikroskopie an FeGd-Multilayern, stark ist.

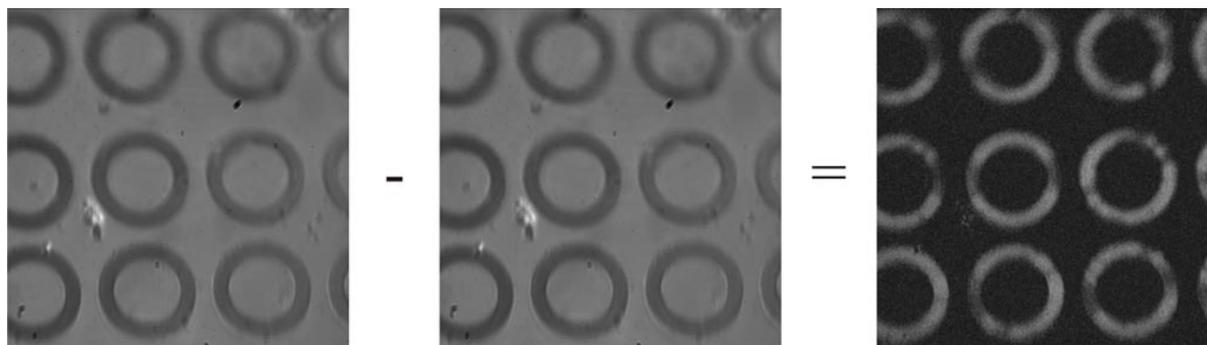
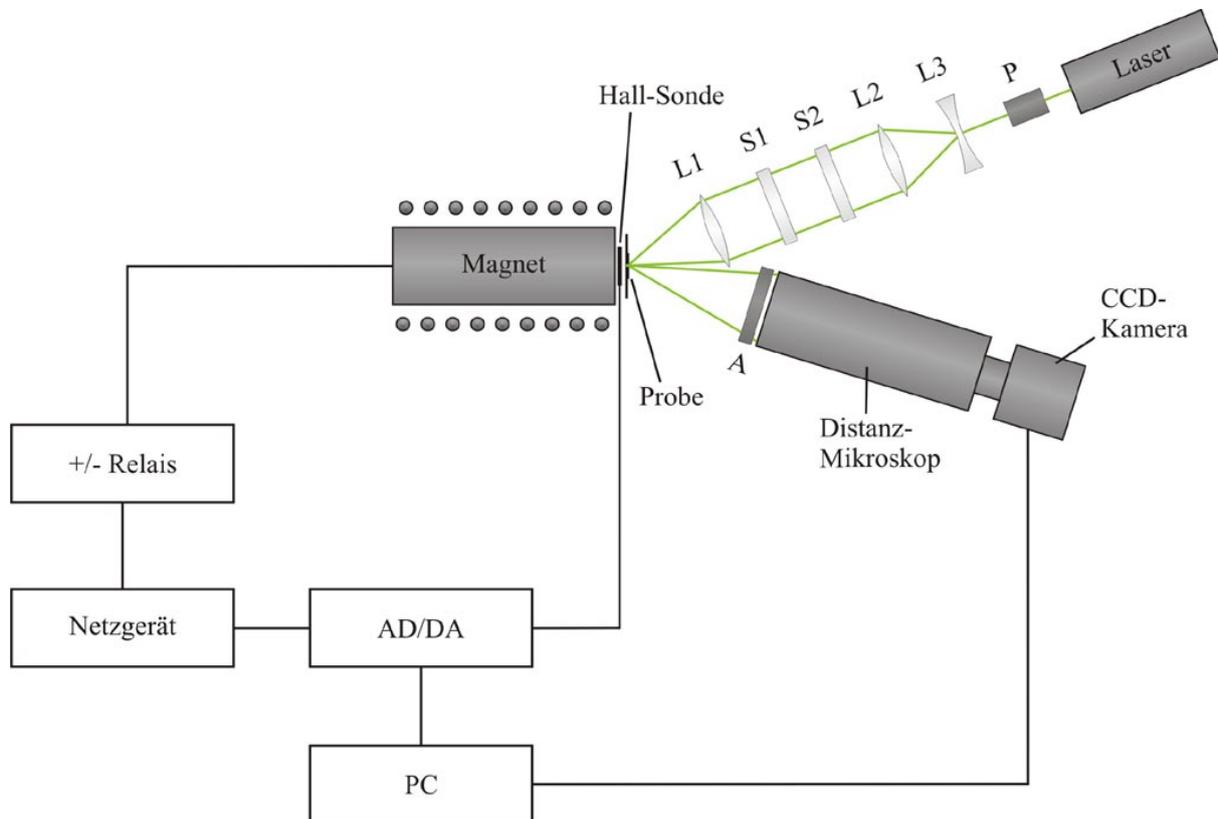


Abbildung 3.15: Differenzbild-Methode an Permalloy-Strukturen mit sehr schwachem Kerr-Signal; links sind die Strukturen in magnetischer Sättigung zu sehen, wovon das mittlere Bild, das beim Ummagnetisieren genommen wurde, subtrahiert wird; es lässt sich mit bloßem Auge kein Unterschied zwischen dem beiden Bildern erkennen; auf dem Differenzbild lassen sich (nach Anpassen des Kontrasts und der Helligkeit) jedoch deutlich die magnetischen Strukturen erkennen

Die gängigste Bildbearbeitung in der Kerr-Mikroskopie ist die Differenzbild-Methode. Dabei wird ein Referenzbild der Probe in Sättigungsmagnetisierung gemacht, das von den anderen Bildern in anderen Magnetisierungszuständen subtrahiert wird. So erreicht man, dass Informationen über die Oberflächenstruktur entfernt werden und im Idealfall nur ein Bild der magnetischen Domänen übrig bleibt. Damit man den Intensitätsbereich eines Pixels nicht unterschreitet, wird die Hälfte der maximalen Intensität, die bei 16 Bit  $2^{16} - 1 = 65.535$  beträgt, hinzuaddiert. Das ist zulässig, da die Intensitätsänderungen aufgrund des Kerr-Effekts nur sehr klein sind. Das Messprogramm beziehungsweise die CCD-Kamera bieten weitere Möglichkeiten, um die Kerr-Mikroskopie-Bilder zu optimieren. Zum einen kann man mehrere Bilder mitteln, um so etwa kurzzeitige Intensitätsschwankungen des Lasers zu kompensieren. Allerdings kann sich das bei Bildserien negativ auswirken, da sich so aufgrund der insgesamt längeren Zeitabstände zwischen aufeinanderfolgenden Messpunkten Langzeitschwankungen bemerkbar machen können. Weiterhin besteht die Möglichkeit, den CCD-Chip der Kamera über die *Flush*-Funktion elek-

<sup>3</sup>Bei C++ wird ein dynamisches Array (im Gegensatz zu einem statischen Array) als *Vector* bezeichnet. Seine Größe passt sich der Anzahl der Elemente an.

trisch zu entladen. Das und die Möglichkeit, den CCD-Chip durch ein Peltier-Element bis auf etwa  $-20^{\circ}\text{C}$  zu kühlen, soll das Rauschen minimieren.



L1:  $f = 100 \text{ mm}$   
 L2:  $f = 80 \text{ mm}$   
 L3:  $f = -20 \text{ mm}$   
 S1: Plexiglasscheibe mit leicht keilförmigem Querschnitt

S2: Plexiglasscheibe mit aufgerauter Oberfläche  
 P: Polarisator  
 A: Analysator

Abbildung 3.16: Schaltbild und Aufbauskitze der Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen

Die eben beschriebenen Komponenten und das Messprogramm sind die wesentlichen Bestandteile des Aufbaus, der in Abbildung 3.16 zu sehen ist. Hierbei handelt es sich um die polare Kerr-Mikroskopie.

Das Laserlicht durchläuft zunächst den Polarisator, der mit Hilfe eines Winkelverstelltisches so gedreht wird, dass das Licht s-polarisiert wird. Die Polarisationsrichtung ist also senkrecht zur Zeichenebene. Das Aufweiten des Lichtstrahls durch die Linsen L2 und L3 hat zwei Gründe: Zum einen wird dadurch die Wirkung der Scheiben der Dekohärenzvorrichtung (siehe Kapitel 3.2.1) auf die einzelnen Teilbündel des Lichtstrahls verstärkt, zum anderen kann der aufgeweitete Lichtstrahl durch die Linse L1 so auf die Probe fokussiert werden, dass der reflektierte Strahl die Apertur des Distanzmikroskops voll ausnutzt. Die Scheiben S1 und S2 der Dekohärenzvorrichtung werden unabhängig voneinander jeweils von einem Elektromotor angetrieben. Der re-

flektierte Strahl durchläuft den Analysator, bevor die Probenoberfläche vom Distanzmikroskop auf das CCD abgebildet wird. In Kapitel 2.3 wurde gezeigt, dass Polarisator und Analysator bei der Kerr-Mikroskopie nahezu gekreuzt sein müssen. Dazu wird in diesem Aufbau zunächst der Analysator so gedreht, dass der Lichtstrahl ausgelöscht wird. Das Optimieren des magnetischen Kontrasts geschieht durch Drehen des Polarisators. Der dazu verwendete Winkelverstelltisch verfügt über eine Genauigkeit von  $0.02^\circ$ .

Um verschiedene Bereiche der Probe abbilden zu können, sind verschiedene JustierVorrichtungen erforderlich. Für das Mikroskop wurde eine Halterung konstruiert, durch die es in Höhe und Breite ausgerichtet werden kann. Ein Pilotlicht, das von oben mit einem Prisma in den Strahlengang hineingespiegelt werden kann, durchläuft das Mikroskop rückwärts und erlaubt so das Einstellen des Fokus, was sich insbesondere wegen der geringen Schärfentiefe als nützlich erwiesen hat. Um den reflektierten Strahl in Richtung des Mikroskops lenken zu können, ist die Probe im Polar- und im Azimutalwinkel verstellbar. Die Stelle der Probe, die beleuchtet werden soll, kann mit Hilfe der Linse L1, die in einem Kreuztisch gelagert ist, eingestellt werden.

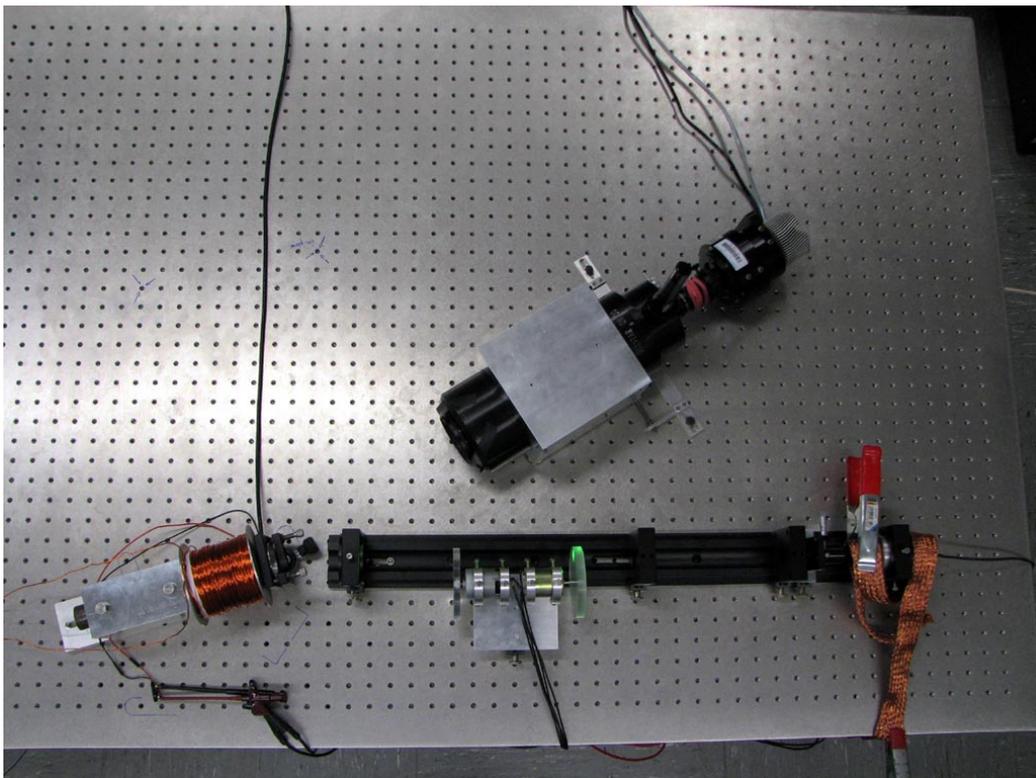


Abbildung 3.17: Polare Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen

In den Abbildungen 3.17 und 3.18 sind die Aufbauten des polaren beziehungsweise des longitudinalen Kerr-Mikroskops zu sehen. Die Komponenten werden auf einem optischen Breadboard mit einer 25mm-M6-Rasterung befestigt. Das Breadboard wird über vier Schwingungsdämpfer mechanisch vom Gestell entkoppelt. Abbildung 3.18 kann man entnehmen, dass im Fall der

longitudinalen Kerr-Mikroskopie der Winkel zwischen optischer Bank und Kerr-Mikroskop etwa  $100^\circ$  und somit der Einfallswinkel etwa  $50^\circ$  beträgt, obwohl der optimale Einfallswinkel laut Kapitel 2.2 bei  $60^\circ$  liegt. Der Grund dafür liegt in einem Kompromiss zwischen dem Kerr-Signal und der kleinen Schärfentiefe, die bei einem Abstand von 15cm  $28\mu\text{m}$  und bei einem Abstand von 25cm  $41\mu\text{m}$  beträgt (siehe Anhang A). Weiterhin wird bei dieser Anordnung die Breite des Bildes aufgrund der Probenposition um den Faktor  $\cos 50^\circ \approx 0.64$  gestaucht, so dass die so entstehenden Bilder wie etwa in Kapitel 5 mit dem Faktor  $0.64^{-1} \approx 1.6$  in der Breite gestreckt werden müssen.

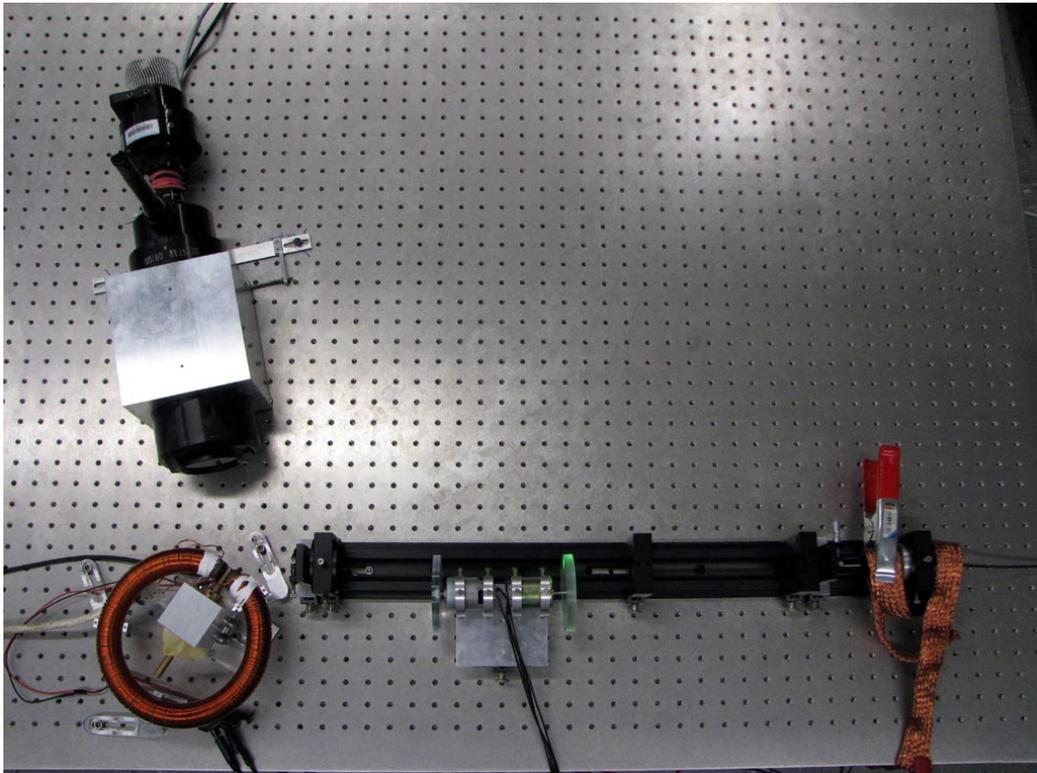


Abbildung 3.18: Longitudinale Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen

### 3.3 Kerr-Mikroskopie unter UHV-Bedingungen

Die MOKE-Kammer, die wie in Kapitel 3.1 beschrieben mit der STM-Kammer zusammengeslossen wurde, um ein Messsystem zu schaffen, das sowohl magnetische als auch strukturelle Analysemöglichkeiten bietet, wurde so konstruiert, dass die Integration eines polaren Kerr-Mikroskops möglich war. Dies sollte nach Testmessungen zur Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen im Rahmen dieser Arbeit realisiert werden.

Der untere Deckelflansch der MOKE-Kammer bietet neben drei DN35CF-Anschlussmöglichkeiten, die zum Beispiel für MBE-Quellen genutzt werden können, einen zentral gelegenen DN63CF-Flansch mit Sichtfenster. Hiervor wird das Distanzmikroskop in einer Justiervorrichtung befestigt, wofür die Gewindelöcher bereits im Deckelflansch vorhanden waren. Testmessungen unter Normalbedingungen haben gezeigt, dass die üblichen UHV-Sichtfenster keinen Einfluss auf die optischen Abbildungseigenschaften haben. Als optische Bank wird ein 4-Seiten-Profil vom Typ SYS 65 von Owis verwendet. Dieses wird mit einem Adapter an einem der drei DN35CF-Flansche befestigt. Die Streuebene ist dabei parallel zu der Ebene, in der die drehbare Probenablage der MOKE-Kammer bei konstantem Abstand zu den Polschuhen des Magneten für den longitudinalen MOKE geschwenkt werden kann. Der resultierende Einfallswinkel für die polare Kerr-Mikroskopie beträgt etwa  $10^\circ$ , womit er kleiner als der Einfallswinkel bei dem Aufbau unter Normalbedingungen und somit näher am Idealfall des senkrechten Einfalls ist. Als Lichtquelle dient weiterhin der stabilisierte DPSS-Diodenlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm. Der Laserstrahl wird wieder von einem Linsensystem mit Brennweiten von -20 mm und 80 mm aufgeweitet, bevor er die Dekohärenzvorrichtung, die seitlich an der Profilschiene befestigt wird, durchläuft. Da sich die Probe in einem Abstand von etwa 30 cm von dem Distanzmikroskop und etwa 35 cm von der das Licht auf die Probe fokussierenden Linse befindet, muss letztere durch eine Linsenkombination ersetzt werden, um das Licht auf die Probe zu fokussieren und gleichzeitig die Apertur des Distanzmikroskops auszuleuchten. Die Linsenkombination besteht aus einer Plankonkavlinse mit einer Brennweite von -60 mm und einem Durchmesser von 22.4 mm und einer Plankonvexlinse mit einer Brennweite von 113 mm und einem Durchmesser von 50 mm. Gemäß  $f = \frac{f_1 f_2}{f_1 + f_2 - e}$  werden die Linsen in einem Abstand  $e$  von etwa 72 mm voneinander aufgestellt. Die große Plankonvexlinse befindet sich in einer x-y-Justierung, wodurch das Laserlicht auf die Stelle der Probe gerichtet werden kann, die abgebildet werden soll.

Um ein polares Magnetfeld erzeugen zu können, wurde ein Metallprobenhalter, wie in Abbildung 3.19 zu sehen ist, modifiziert, da die MOKE-Kammer selbst keine Integrationsmöglichkeit für einen solchen Magneten bot. Der Kern des Magneten besteht aus ARMCO-Weicheisen. Sein zur Probe weisendes Ende ist ein Kegelstumpf mit einem Öffnungswinkel von  $55^\circ$ . Das Magnetfeld ist laut [Red07] bei dieser Geometrie maximal. Die Abmessungen des Magneten sind so gewählt, dass er schleusbar ist. Zur Wicklung wurde kaptonisolierter Kupferdraht mit einem Durchmesser von 0.7 mm verwendet. Es wurde auch mit Drähten von kleinerem Durchmesser

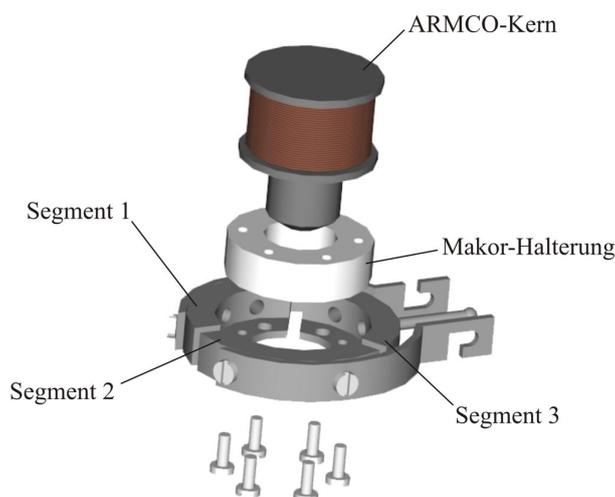


Abbildung 3.19: UHV-Magnet für die polare Kerr-Mikroskopie

experimentiert, wobei mit diesen jedoch niemals ein Druck im UHV-Bereich zu beobachten war, was auf virtuelle Lecks aufgrund von eingeschlossenen Volumina durch die engen Windungen schließen lässt. Die Wicklungsdichte beträgt  $80 \text{ cm}^{-1}$  (sechs Lagen). Zur Befestigung und zur elektrischen Isolierung wird der Kern in einer Makor-Halterung festgeschraubt, die wiederum mit den drei Segmenten des Metallprobenhalters verbunden wird. Der Spulendraht wird mit den Segmenten 1 und 2 kontaktiert. Durch den Bajonettverschluss des Probenhalters mit der Transferstange der STM-Kammer kann an den Magneten von außen eine Spannung angelegt werden.

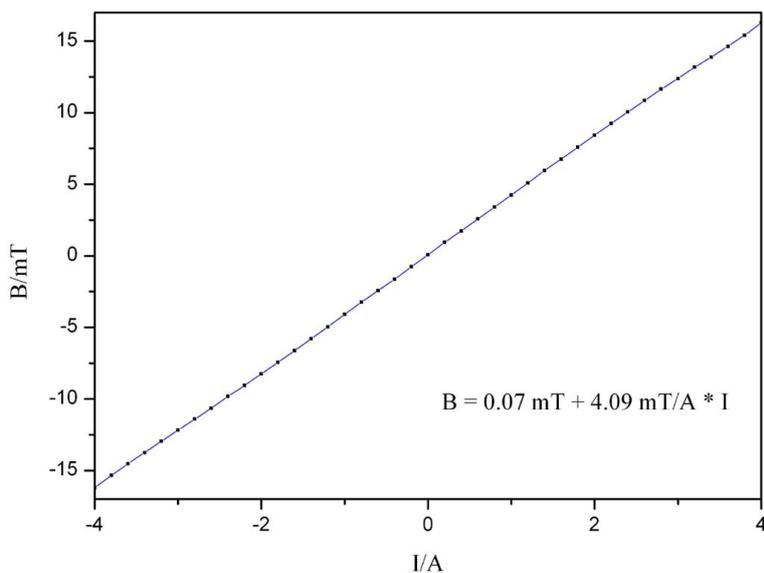
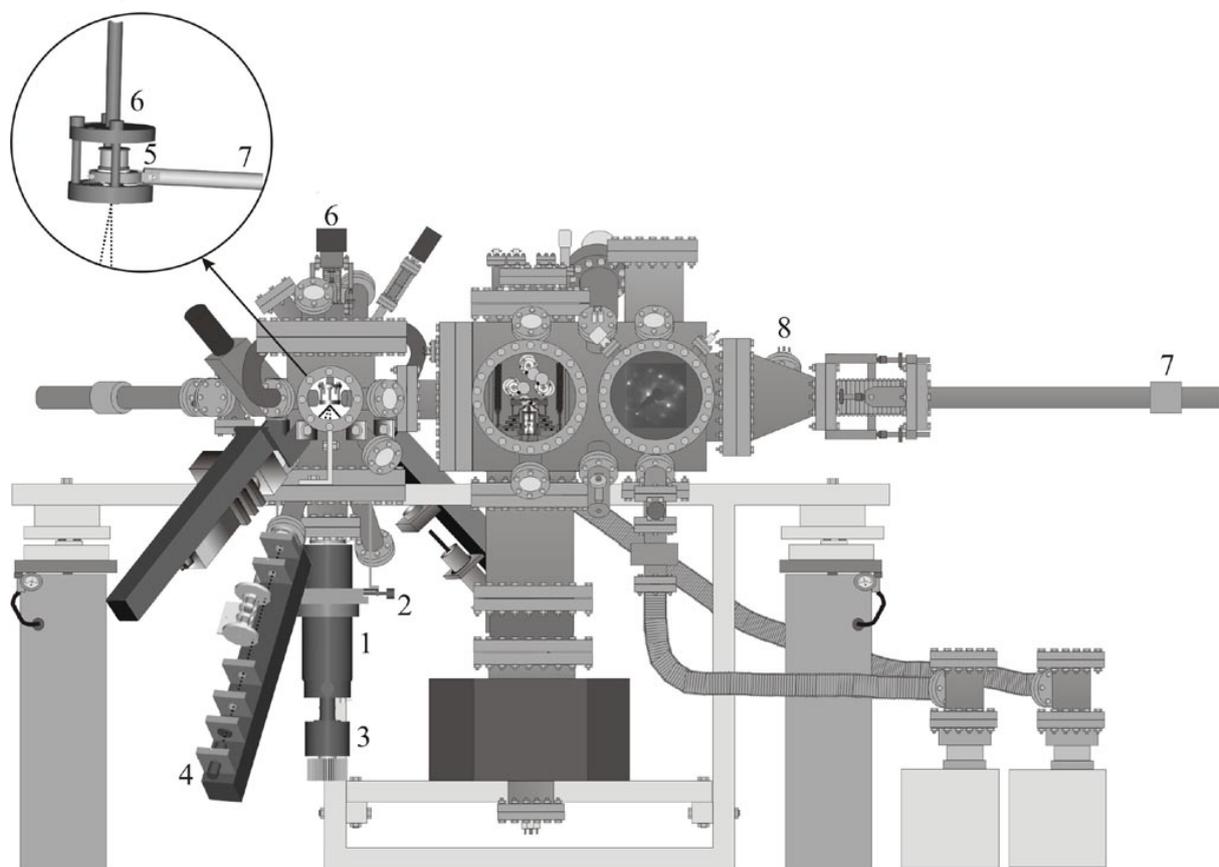


Abbildung 3.20: Messung des Magnetfeldes in Abhängigkeit des Spulenstroms bei dem Magneten für die UHV-Kerr-Mikroskopie

Aufgrund der nicht ausreichenden Zahl der elektrischen Kontakte war es nicht möglich, das Magnetfeld über eine Hallsonde zu messen. Stattdessen erfolgt die Bestimmung des Magnetfeldes über den Spulenstrom. Die Eichmessung dazu ist in Abbildung 3.20 zu sehen. Der UHV-Elektromagnet zeigt kein Hystereseverhalten. Das und ein sehr hoher linearer Regressionskoeffizient von 0.99993 machen die Bestimmung des Magnetfeldes über den Spulenstrom zulässig.

In Abbildung 3.21 ist das UHV-Messsystem nach dem Anbau des Kerr-Mikroskops zu sehen.



- 1: Distanzmikroskop
- 2: Justiervorrichtung
- 3: CCD-Kamera
- 4: optische Bank mit Laser, Polarisator, Linsen und "Dekohärenzvorrichtung"
- 5: schleubarer Magnet für polare Kerr-Mikroskopie
- 6: drehbare Ablage
- 7: elektrisch kontaktierbare Transferstange
- 8: Kontaktierung der Transferstange

Abbildung 3.21: Erweiterung des UHV-Messsystems durch das Kerr-Mikroskop

### 3.4 Weitere experimentelle Methoden

Im Rahmen der in den folgenden Kapiteln beschriebenen Untersuchungen wurden neben den MOKE-Messungen und der Kerr-Mikroskopie weitere experimentelle Methoden eingesetzt, deren Funktionsweise hier beschrieben werden soll.

#### 3.4.1 LEED

Eine häufig angewandte Methode zur Bestimmung der Periodizitäten von Kristalloberflächen ist die Beugung niederenergetischer Elektronen (LEED: low energy electron diffraction). Die Energie der Elektronen liegt dabei zwischen 30 und 500 eV [Ber92], so dass ihre de-Broglie-Wellenlänge, die für nichtrelativistische massebehaftete Teilchen durch  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2mE}}$  gegeben ist, zwischen 0.05 nm und 0.2 nm und damit in der Größenordnung atomarer Abstände im Kristallgitter liegt.

Für die Beugung an Oberflächen vereinfachen sich die Laue-Bedingungen zu

$$\Delta \vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{a}_1 = 2\pi h \quad (3.2)$$

$$\Delta \vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{a}_2 = 2\pi k \quad (3.3)$$

Dabei ist  $\Delta \vec{k}_{\parallel}$  die Projektion der Differenz zwischen dem Wellenvektor der einfallenden und der gebeugten Welle auf die Oberfläche [Mar07]. Unter Verwendung von  $|\vec{k}| = |\vec{k}_0|$  ergibt sich folgende Ewald-Konstruktion:

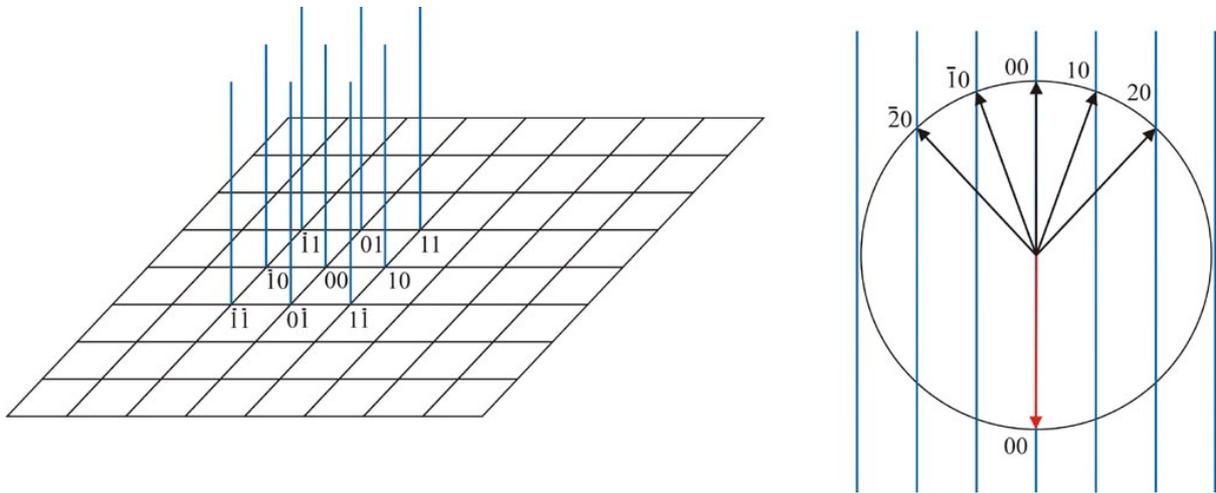


Abbildung 3.22: links: reziprokes Gitter einer Oberfläche; rechts: Ewald-Kugel für einen Schnitt durch die (001)-Ebene

Im linken Teil der Abbildung 3.23 wird der Aufbau einer LEED-Apparatur schematisch dargestellt. Die von der Kathode ausgehenden Elektronen werden von einem Wehnelt-Zylinder gebündelt und in Richtung der Anode beschleunigt. Durch ein Driftrohr, in dem das elektrische Feld Null ist, werden sie auf eine Probe gelenkt. Die gebeugten Elektronen durchlaufen

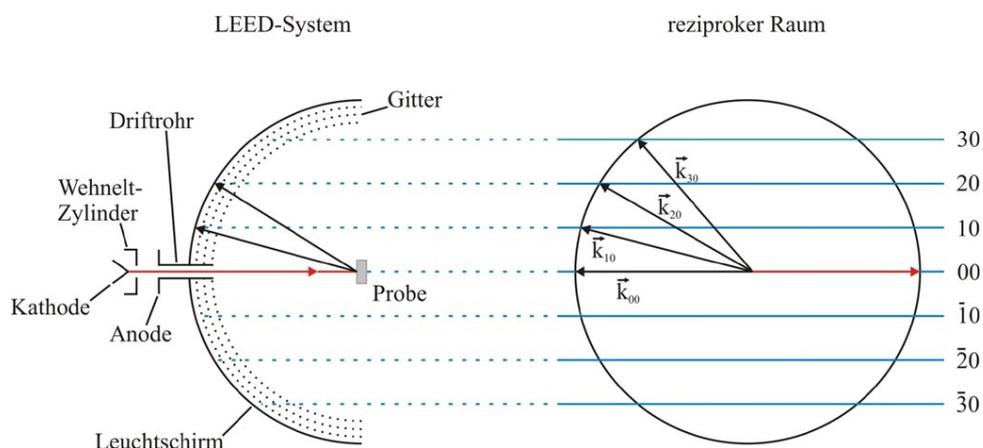


Abbildung 3.23: Darstellung eines LEED-Systems im Zusammenhang mit dem reziproken Raum

ein Dreifach- oder ein Vierfach-Gitter mit Gegenpotenzial, das die Funktion hat, inelastisch reflektierte Elektronen herauszufiltern und die restlichen Elektronen nachzubeschleunigen, bevor sie auf dem kugelförmigen Leuchtschirm sichtbar gemacht werden. Die Probe befindet sich im Mittelpunkt des Kugelschalensegments, das durch den Leuchtschirm beschrieben wird. Im rechten Teil der Abbildung ist die Ewald-Kugel zu sehen. Ihre Krümmung und die Krümmung des Leuchtschirms heben sich auf, so dass die Projektion der Intensitätsmaxima auf dem Leuchtschirm, die auch als Reflexe bezeichnet werden, auf eine ebene Fläche den Stangen des reziproken Gitters der Oberfläche entspricht [Hen94].

### 3.4.2 Das SQUID-Magnetometer

Die Funktionsweise des SQUID-Magnetometers basiert auf dem Effekt der Flussquantisierung in supraleitenden Ringen und dem Josephson-Effekt. Letzterer beschreibt das Verhalten der supraleitenden Elektronen (Cooper-Paare) an einem Josephson-Kontakt, der eine der Kombinationen S-N-S, S-N-S oder S-K-S sein kann. Darin bedeutet S Supraleiter, N normaler Leiter und K Konstriktion. Exemplarisch wird in Abbildung 3.24 der Übergang S - N - S dargestellt.

Bei dem Josephson-Effekt unterscheidet man zwischen dem Gleichstrom-Josephson-Effekt

$$I_S = I_c \sin(\Delta\varphi) \quad (3.4)$$

und dem Wechselstrom-Josephson-Effekt

$$\frac{d(\Delta\varphi)}{dt} = \frac{2eV}{\hbar} \quad (3.5)$$

Dabei ist  $I_S$  der Suprastrom über den Josephson-Kontakt,  $I_c$  der durch den Josephson-Kontakt maximal zulässige Strom, und  $\Delta\varphi$  die Phasendifferenz der Ginzburg-Landau-Wellenfunktion zwischen den Elektroden. Der Gleichstrom-Josephson-Effekt gibt den Strom an, der zwischen den Elektroden in Abwesenheit einer Spannung fließt, der Wechselstrom-Josephson-Effekt gibt

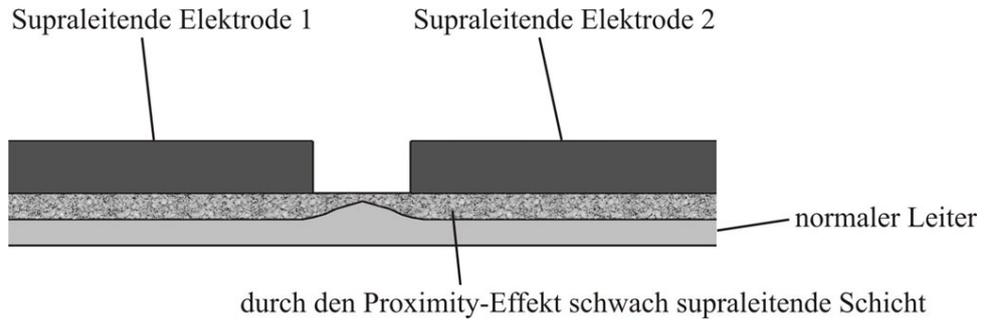


Abbildung 3.24: Josephson-Kontakt in Form zweier supraleitender Elektroden, die durch eine durch den Proximity-Effekt entstehende schwach supraleitende Schicht voneinander getrennt werden

die zeitliche Änderung der Phasendifferenz an, wenn am Josephson-Kontakt eine Spannung angelegt wird.

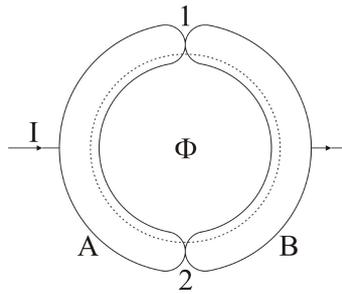


Abbildung 3.25: zur Quanteninterferenz beim Josephson-Effekt

Um die Funktionsweise des SQUID-Magnetometers zu verstehen, ist es erforderlich, den Einfluss des Magnetfeldes auf den Josephson-Effekt zu untersuchen. Dazu soll eine Anordnung von zwei supraleitenden Elektroden A und B betrachtet werden, die ringförmig angeordnet sind und somit zwei Josephson-Kontakte 1 und 2 besitzen (siehe Abbildung 3.25). Dies entspricht der Anordnung im dc-SQUID. Die Rechnung in [Tin96] ergibt unter Ausnutzen der Beziehung  $\Phi = \oint \vec{A} \cdot d\vec{s}$  nach dem Satz von Stokes (der Integrationsweg ist in Abbildung 3.25 als gestrichelte Linie eingezeichnet) und der Randbedingung, dass die Phase eindeutig bestimmt sein muss, folgende Beziehung zwischen dem maximalen Suprastrom und dem magnetischen Fluss  $\Phi$ :

$$I_m = 2I_c \left| \cos \left( \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \right| \quad (3.6)$$

Dabei ist  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$  das magnetische Flussquant, das im Rahmen der auf thermodynamischen Argumenten basierenden Theorie der Supraleitung durch Ginzburg und Landau definiert wird. Gleichung 3.6 ist die Grundlage der SQUID-Magnetometer, die es ermöglichen, den magnetischen Fluss bis auf einen kleinen Bruchteil des Flussquants zu bestimmen.

Im dissipativen Bereich wird die Spannung folgendermaßen bestimmt:

$$V = \frac{R}{2} \left[ I^2 - \left( 2I_c \cos \left( \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right) \right] \quad (3.7)$$

Die Spannung ist von dem von außen angelegten Gleichstrom und von dem Kompensationsstrom, der die Flussquantisierung aufrecht erhält, abhängig. Das SQUID wandelt also den magnetischen Fluss in eine Spannung um.

Um Flussänderungen zu messen, die größer als ein Flussquant sind, muss dem SQUID eine Elektronik nachgeschaltet werden, die über eine Induktionsspule die jeweilige Flussänderung im SQUID-Ring kompensiert und es so auf einem festen Arbeitspunkt betreibt. Es ergibt sich folgender Zusammenhang zwischen dem externen magnetischen Fluss  $\Phi_x$  und dem tatsächlichen Fluss durch die Schleife aus Abbildung 3.25:

$$\Phi_x = \Phi + LI_c \sin \left( \frac{\pi\Phi}{\Phi_0} \right) \quad (3.8)$$

Dabei ist L die Induktivität der Schleife. Um eine eindeutige Zuordnung zu erhalten, muss für den Abschirmparameter  $\beta_m$ , der durch  $\beta_m = \frac{2LI_c}{\Phi_0}$  definiert wird,  $\beta_m \leq \frac{2}{\pi}$  gelten (siehe Abbildung 3.26).

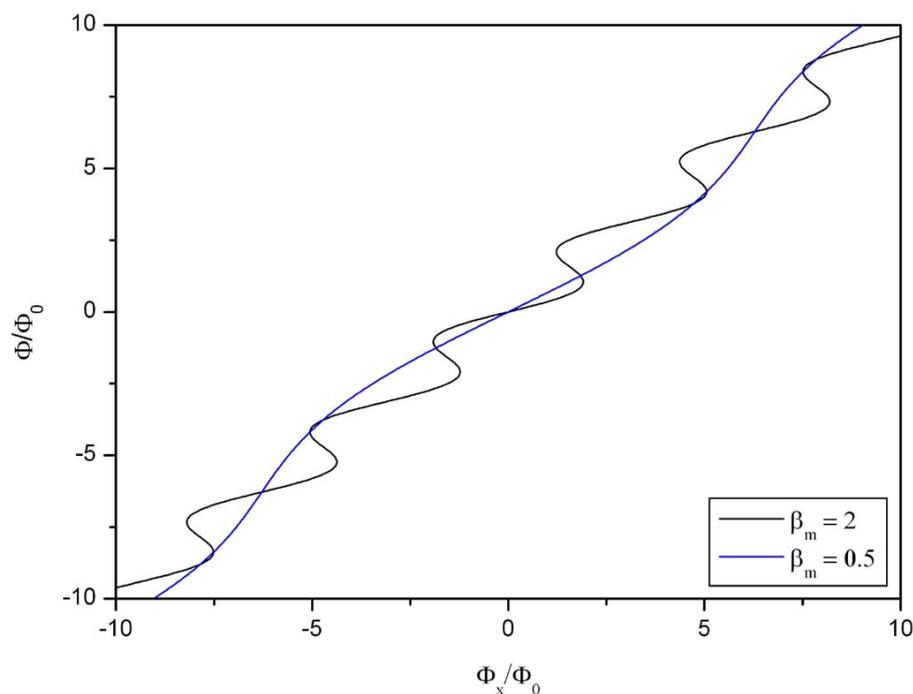


Abbildung 3.26: Zusammenhang zwischen dem Fluss durch die Schleife aus Abbildung 3.25 und dem externen Fluss

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein rf-SQUID verwendet, dessen Blockschaltbild in Abbildung 3.27 zu sehen ist. Die Resonanzfrequenz des Schwingkreises ändert sich bei Variation

des magnetischen Flusses periodisch. Betreibt man den Schwingkreis bei fester Frequenz nahe der Resonanz, zeigt die Wechselstromamplitude eine starke periodische Abhängigkeit vom äußeren Feld. Man erhält also ein periodisches Antwortsignal, sobald ein äußerer magnetischer Fluss durchfahren wird. Das Auszählen der Perioden geschieht über eine Rückkopplungsspule, die durch automatisches Nachregeln der Betriebsfrequenz die Wechselstromamplitude konstant hält [Böh05].

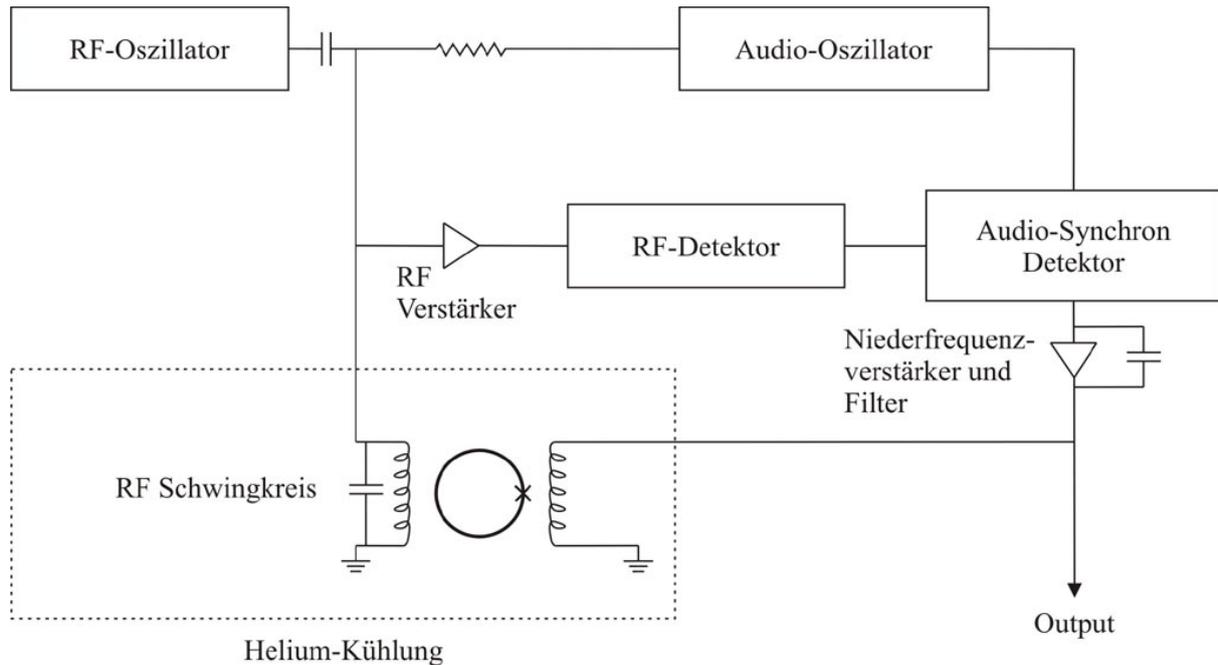


Abbildung 3.27: Blockschaltbild eines rf-SQUID

Das verwendete SQUID-Magnetometer erlaubt Messungen in einem Temperaturbereich zwischen 1.7 K und 400 K bei Magnetfeldern von 0 T bis 5 T. Dabei beträgt die Auflösung bei 1 T  $10^{-8}$  emu und bei 5 T  $10^{-7}$  emu.

## Kapitel 4

# In situ MOKE-Messungen an Eisen auf Indiumarsenid

Als erste Anwendung für das UHV-Messsystem, das aus der in Kapitel 3.1 beschriebenen Integration der MOKE-Kammer resultiert, wurde die magnetische Anisotropie von Eisen auf Indiumarsenid (InAs) untersucht. Erstmals in der Arbeitsgruppe konnten die MOKE-Messungen in situ nach der Probenpräparation und dem Schichtwachstum durch Molekularstrahlepitaxie durchgeführt werden. Dadurch entstand auch zum ersten Mal die Möglichkeit, den Einfluss der Silber- und Gold-Deckschichten (capping layers) auf das magnetische Verhalten der Eisenschicht zu untersuchen. Diese waren bislang bei den magnetischen Messungen, die alle ex situ stattfanden, erforderlich, um die Probe vor Oxidation und Verunreinigungen zu schützen.

An diesem System gab es bereits einige Untersuchungen, darunter von Martin Knepe [Kne03] und Xu et al. [Xu98], wobei erstere Arbeit auch ausführliche Struktur- und Wachstumsanalysen beinhaltet. Die Motivation für diese Untersuchungen ist der spinabhängige Elektronentransport in zukünftigen Halbleiterbauelementen, weswegen die magnetische Verhalten des Ferromagneten Eisen auf dem III-V-Halbleiter InAs bezüglich der möglichen Spininjektion relevant ist.

### 4.1 Die Oberflächenrekonstruktion von InAs

Im Volumen nimmt InAs die Zink-Blende-Struktur mit einer Gitterkonstanten von 0.6058 nm an, was etwas mehr als das Zweifache der Gitterkonstanten von Eisen ist, die 0.286 nm beträgt. Es resultiert eine Zugspannung auf das Eisen bei einer Gitterfehlانpassung von 5.4%.

Für das Verständnis der magnetischen Anisotropien, die bei Eisen auf InAs in plane auftreten, ist die Kenntnis der Oberflächenrekonstruktion erforderlich. Ein Modell dazu, das auf STM-Daten basiert, ist das von Ohkouchi et al. [Xue97], dessen Darstellung in Abb. 4.1) zu sehen ist<sup>1</sup>. Die In-Atome der oberen Lage bilden eine Reihenstruktur in  $[1\ 1\ 0]$ -Richtung. Zwischen diesen Reihen

---

<sup>1</sup> Neben dem Modell der Oberflächenrekonstruktion von InAs von Ohkouchi et al. gibt es auch ein neueres Modell von Kumpf et al. [Kum01]. Da ersteres jedoch anschaulicher ist und abgesehen von einer etwas kleineren Korrigation auch eine ähnliche Struktur ergibt, wird dieses hier verwendet.

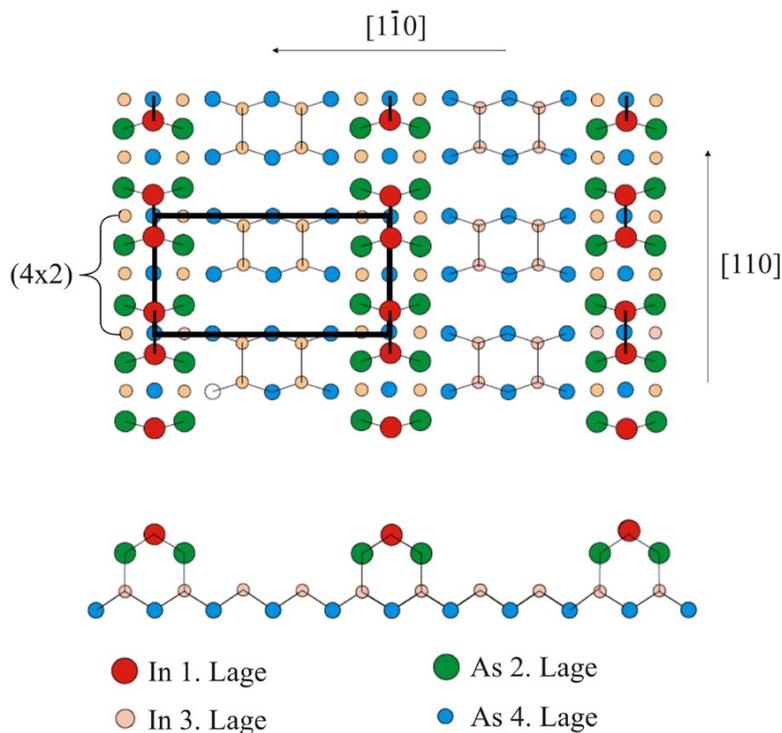


Abbildung 4.1:  $(4 \times 2)$ -Oberflächenrekonstruktion von  $\text{InAs}(001)$  nach dem Modell von Ohkouchi et al.; im unteren Teil des Bildes ist die Seitenansicht der Oberfläche in  $[110]$ -Richtung zu sehen

befinden sich In-Dimer-Ketten aus der darunter liegenden Monolage in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung. Der Abstand der Reihen in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung beträgt 1.71 nm, was vier Mal dem lateralen Abstand der Atome einer Elementsorte im unrekonstruierten Fall entspricht. Die Länge der Periodizität in  $[110]$ -Richtung beträgt im rekonstruierten Fall 0.86 nm. Je nachdem, ob die Dimere zwischen benachbarten Reihen in Phase oder versetzt sind, ergibt sich eine  $(4 \times 2)$ - oder eine  $(8 \times 2)$ -Rekonstruktion. In Abbildung 4.1 ist der Fall der  $(4 \times 2)$ -Rekonstruktion zu sehen.

## 4.2 Kristall- und Waferorientierungen

Das Eisenwachstum wird durch die Oberflächenstruktur beeinflusst, woraus sich eine magnetische Anisotropie ergibt. Um diese erklären zu können, ist es erforderlich, die Kristallorientierungen, die durch die Wafer-Spezifikationen gegeben sind zu beachten. Es ist unklar, ob in der Vergangenheit mit den richtigen Orientierungen gearbeitet wurde, da es bei den Wafern zwei verschiedene Normen gibt [Bla05](siehe Abbildung 4.2 und Tabelle 4.1). Hinzu kommt, dass die in plane Kristallachsen um  $90^\circ$  verdreht sind, wenn man die Rückseite des Wafers betrachtet, was im Fall der Verwendung eines beidseitig polierten Wafers ebenfalls zu einer Verwechslung

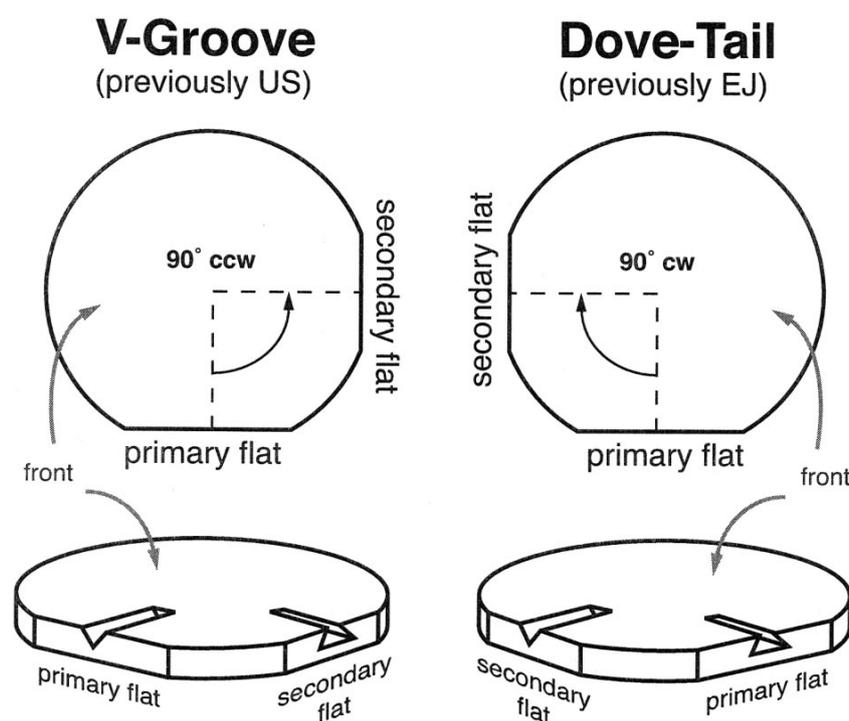


Abbildung 4.2: Kennzeichnung der Kristallorientierungen durch die Wafer-Konventionen (Abbildung aus [Bla05])

Norm	US		EJ	
Oberfläche	$(001)$	$(00\bar{1})$	$(001)$	$(00\bar{1})$
Primary Flat	$(1\bar{1}0)$	$(\bar{1}\bar{1}0)$	$(\bar{1}\bar{1}0)$	$(1\bar{1}0)$
Secondary Flat	$(110)$	$(\bar{1}10)$	$(\bar{1}10)$	$(110)$

Tabelle 4.1: Kristalloberflächen der Flats in Abhängigkeit der Norm und der Waferoberfläche

führen kann.

Die Information über die Kristallachsen ist bei den Wafern durch die kurzen beziehungsweise langen geraden Kanten (Primary Flat beziehungsweise Secondary Flat) gegeben. Dabei ist die US-Norm anders als die europäisch-japanische (EJ) Norm. Der Unterschied ist an dem durch Ätzen an den Primary Flats entstehenden V-Grooves und Dove-Tails zu erkennen.

Im linken Teil der Abbildung 4.3 kann man erkennen, in welcher Richtung die InAs-Probe, die in dieser Arbeit verwendet wurde, aus einem Wafer der US-Norm herausgeschnitten wurde. Tabelle 4.1 kann man entnehmen, dass bei einer  $(001)$ -Oberflächenorientierung die lange gerade Kante die  $[1\bar{1}0]$ -Richtung und die kurze gerade Kante die  $[110]$ -Richtung angibt. Im rechten Teil der Abbildung 4.3 ist die Probe nach dem Einbau in einen Siliziumprobenhalter zu sehen. Die dort eingezeichneten Kristallrichtungen müssen später bei der Orientierung der drehbaren Probenablage während der MOKE-Messungen berücksichtigt werden.

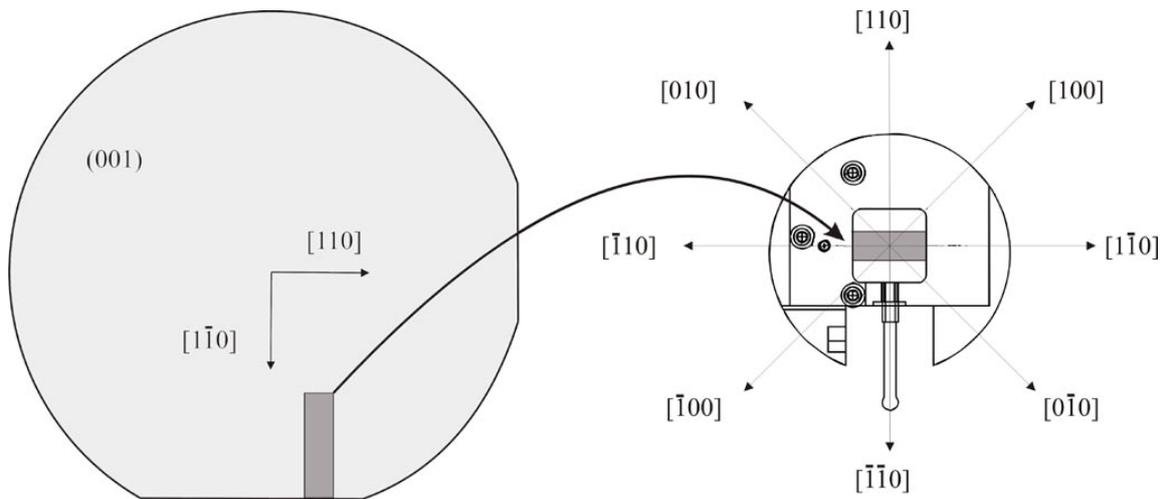


Abbildung 4.3: links: Kristallrichtungen bei einem US-Wafer mit (001)-Oberfläche; rechts: Probe in einem Halbleiterprobenhalter; gekennzeichnet sind die Richtungen, entlang derer die MOKE-Messungen durchgeführt wurden

### 4.3 Probenpräparation

Vor dem Einbau in den Halbleiterprobenhalter wird die InAs-Probe mit hochreinem Isopropanol gesäubert. Die restliche Präparation findet im UHV statt.

Eine sorgfältige Methode zur Säuberung der Probe, die aus einer Reihe von Sputter- und Temperzyklen besteht, wird in [Kne03] beschrieben. Zum Zeitpunkt dieser Messung stand allerdings kein Sputtergun zur Verfügung, weswegen sich die UHV-Präparation auf das Tempern beschränkte. Hierdurch soll eine Oxiddesorption erfolgen und eine geordnete In-terminierte Oberfläche entstehen. Getempert wurde 60 Minuten lang bei 450°C. Die Oberflächenuntersuchung mittels LEED (siehe Abbildung 4.4) zeigte eine akzeptabel geordnete (4×2)- beziehungsweise (8×2)-Oberflächenrekonstruktion.

Aufgrund von FMR-Messungen, die bereits an dem System Fe/InAs durchgeführt wurden [Spo04], ist bekannt, dass die uniaxiale Anisotropie, die bei diesem System zu erwarten ist, im Verhältnis zur Kristallanisotropie bei Eisen-Schichtdicken von etwa 10 bis 15 Monolagen am stärksten ist. Mit einer MBE-Quelle wurden 12 Monolagen Eisen, was einer Schichtdicke von 1.71 nm entspricht, aufgedampft. Eine wiederholte LEED-Analyse der Oberfläche ergab keine erkennbaren Reflexe, woraus sich schließen lässt, dass die Oberfläche schlecht geordnet ist. Da die Eindringtiefe der niederenergetischen Elektronen jedoch nur etwa 0.5 nm bis 1 nm beträgt, ist es möglich, dass der größte Teil der Eisenschicht dennoch epitaktisch gewachsen ist. Die folgenden richtungsabhängigen MOKE-Messungen werden zeigen, dass sich tatsächlich eine uniaxiale Anisotropie ergibt, die von der des unverspannten Eisens in Volumenform mit den leichten {001}-Richtungen entlang der Kristallachsen und schweren {111}-Richtungen entlang der Raumdiagonalen abweicht.

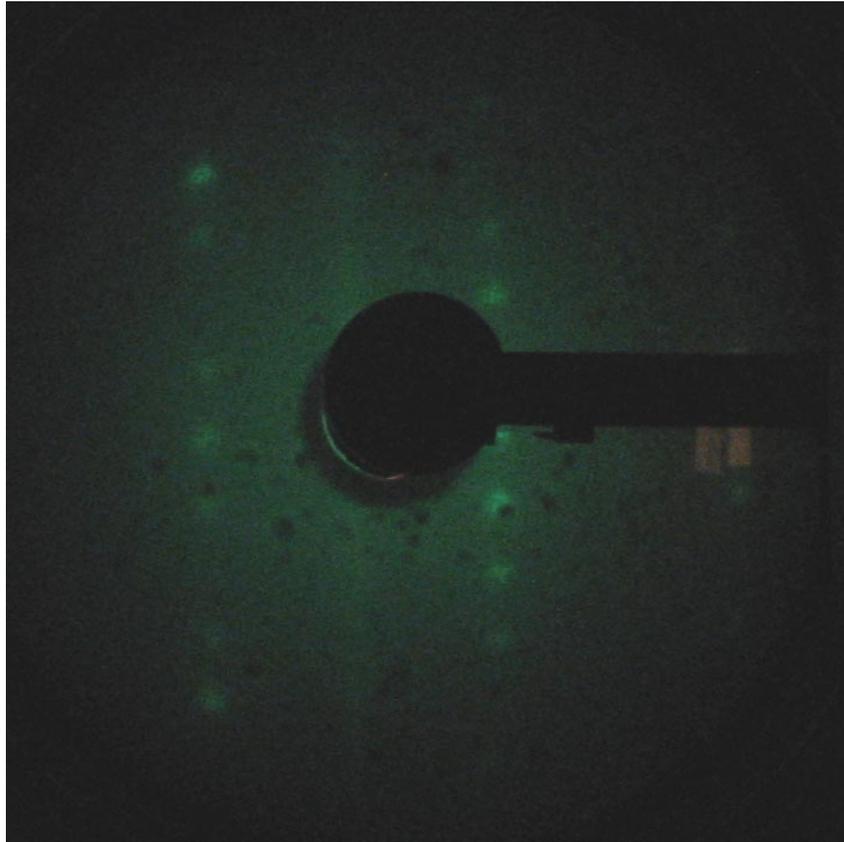


Abbildung 4.4: LEED-Aufnahme einer InAs(001)-Oberfläche; die Reflexe entsprechen den  $(4 \times 2)$  beziehungsweise den  $(8 \times 2)$ -Oberflächenrekonstruktionen

#### 4.4 In situ MOKE-Messungen

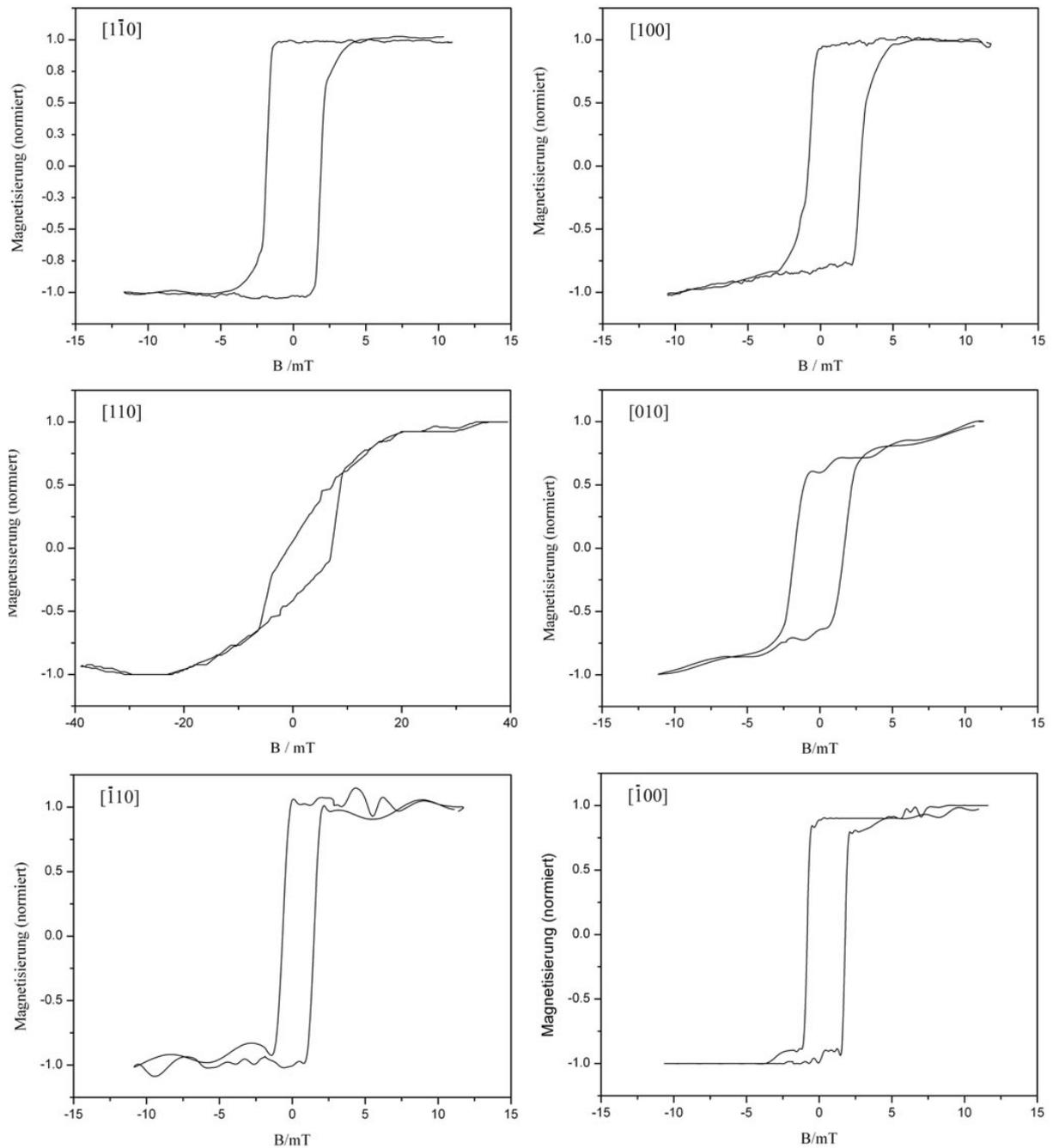
Wie bereits erwähnt, konnten die richtungsabhängigen MOKE-Messungen in der selben UHV-Apparatur durchgeführt werden, in der die Probe präpariert und das Eisen aufgedampft wurde. Dazu wurde die Probe aus der STM-Kammer mit Hilfe des Manipulators auf die drehbare Ablage der MOKE-Kammer gelegt.

Gemessen wurde entlang der Richtungen, die rechts in Abbildung 4.3 eingezeichnet sind. Die sich daraus ergebenden Hysteresekurven sind in Abbildung 4.5 zu sehen. Die  $\{100\}$ -Richtungen in der Ebene<sup>2</sup> sind wie bei unverspanntem Eisen magnetisch gleichwertig, auch wenn es leichte Schwankungen im Bereich der Sättigungsmagnetisierung gibt. Weiterhin ist zu erkennen, dass es sich bei der  $[1\bar{1}0]$ - beziehungsweise der  $[\bar{1}10]$ -Richtung um eine leichtere Richtung handelt, während die  $[110]$ - beziehungsweise die  $[\bar{1}\bar{1}0]$ -Richtung schwerer ist. Die leichtere dieser beiden Flächendiagonalen der Einheitszelle von Eisen ist sogar leichter als die  $\{100\}$ -Richtungen, was mit den Messungen in [Xu99] bei nur wenigen Monolagen übereinstimmt. Die vierzählige Sym-

<sup>2</sup> Die eigentlich schwere Richtung ist die  $[001]$ -Richtung, die senkrecht zur Probenoberfläche steht. Allerdings kann in dieser Richtung nicht mit dem longitudinalen MOKE gemessen werden.

metrie in der Ebene wird durch das unterschiedliche Magnetisierungsverhalten in der  $[1\bar{1}0]$ - und der  $[110]$ -Richtung aufgehoben. Das Resultat ist eine sogenannte uniaxiale Symmetrie, deren Ursprung in der Gitterfehlpassung von Eisen auf InAs und dessen Oberflächenrekonstruktion liegt.

Die magnetoelastische Anisotropie, die in Kapitel 2.1.4 beschrieben wird, bewirkt bei Eisen, dass sich die Magnetisierung bevorzugt parallel zur Zugspannungsachse einstellt. Die Zugspannung ist im Fall des Substrats InAs zunächst isotrop, jedoch gibt es eine in Abhängigkeit der Schicht-



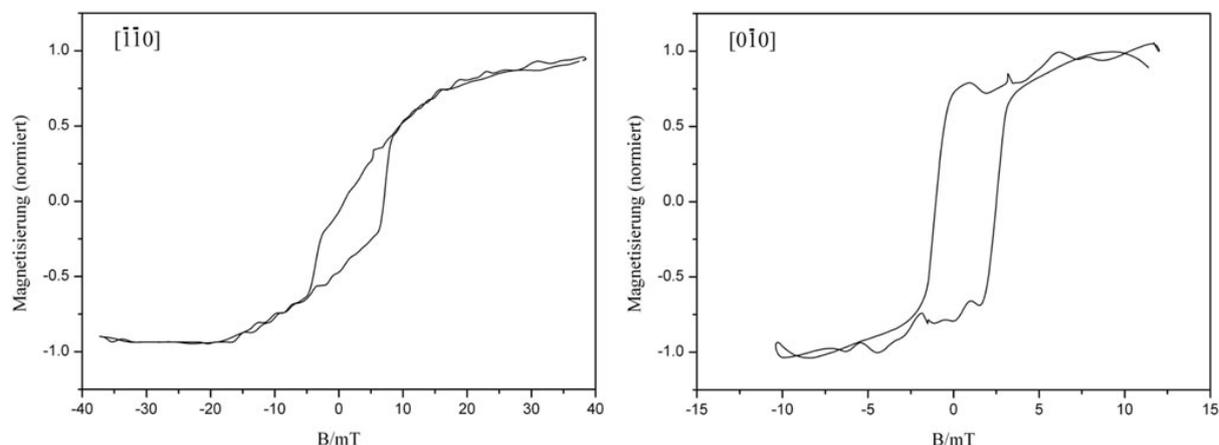


Abbildung 4.5: richtungsabhängige MOKE-Messungen an Fe auf InAs; um das Rauschen zu minimieren, wurden die Kurven geglättet; zu erkennen ist eine uniaxiale Anisotropie im Gegensatz zu der sonst üblichen vierzähligen magnetischen Symmetrie von Eisen

dicke richtungsabhängige Relaxation. Wie in [Xu00]<sup>3</sup> gezeigt wird, findet die Relaxation entlang der  $[110]$ -Richtung schneller als in der  $[\bar{1}10]$ -Richtung statt. Anschaulich bedeutet das, dass sich die Eisenatome zwischen den In-Reihen der Oberflächenrekonstruktion in  $[110]$ -Richtung freier bewegen können. Der Nettoeffekt ist eine stärkere Zugspannung in der  $[1\bar{1}0]$ - als in der  $[110]$ -Richtung, was damit übereinstimmt, dass dies auch die leichte Richtung ist.

Untersuchungen von Eisen auf Galliumarsenid (GaAs)(001) mit  $(4\times 6)$ - und  $(4\times 2)$ -Oberflächenrekonstruktionen ergeben eine uniaxiale Anisotropie, die zu der von Eisen auf Indiumarsenid (001) um  $90^\circ$  gedreht ist [Xu99]. Der Grund hierfür liegt wieder in der magnetoelastischen Anisotropie. Jedoch ist die Gitterkonstante von Galliumarsenid mit 0.5654 nm etwas kleiner als die doppelte Gitterkonstante von Eisen, was zu einer Stauchung der Gitterabstände des Eisens führt. In diesem Fall liegt die leichte Richtung senkrecht zu der Verspannung. Ein interessantes Experiment wäre die Untersuchung des magnetischen Anisotropieverhaltens von Eisen auf einer Mischung von Indiumarsenid und Galliumarsenid. Es ist zu erwarten, dass sich die uniaxialen Anisotropien bei einem bestimmten Konzentrationsverhältnis  $x$  von  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  aufheben werden.

## 4.5 Der Einfluss der Silber- und Gold-Deckschichten

Da die MOKE-Messungen in der selben UHV-Kammer durchgeführt werden konnten, in der auch die Probenpräparation und das Aufdampfen der Eisenschicht stattfanden, ergab sich die Möglichkeit, den Einfluss der Deckschichten (capping layers), die in der Vergangenheit für ex situ MOKE-Messungen benötigt wurden, auf das magnetische Verhalten der Probe zu untersuchen.

<sup>3</sup> Die dort angegebenen Kristallachsen in der Ebene müssen um  $90^\circ$  gedreht werden, um mit der üblichen Konvention für III-V-Halbleiter übereinzustimmen.

Die Deckschichten bestehen aus Silber und Gold, wobei Silber zuerst aufgedampft wird, da es nicht mit Eisen legiert, und Gold, das eine hohe Diffusionsbarriere für Sauerstoff darstellt, zuletzt. MOKE-Messungen wurden auch zwischen den Aufdampfvorgängen gemacht, um den Einfluss der einzelnen Deckschichten zu untersuchen. Die minimalen Schichtdicken werden in [Kne03] mit jeweils 10 Monolagen angegeben. In diesem Experiment wurden Deckschichten mit einer Dicke von 2.45 nm aufgedampft, was bei Silber und Gold, die beide eine kubisch flächenzentrierte Kristallstruktur mit einer Gitterkonstanten von 0.408 nm haben, 12 Monolagen entspricht. Das sich daraus ergebende Schichtsystem ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

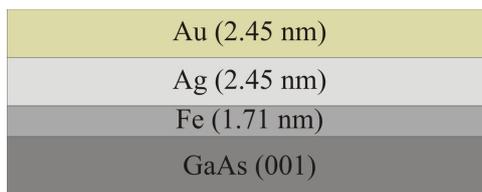


Abbildung 4.6: die Probenstruktur von Eisen auf InAs(001) nach dem Aufdampfen der Silber- und Gold-Deckschichten

Gemessen wurde in den  $[1\bar{1}0]$ - und  $[110]$ -Richtungen, also in den durch die uniaxiale Anisotropie in leichtere und schwerere aufgeteilte Flächendiagonalenrichtungen (siehe Abbildung 4.7). Auf der linken Seite sind die Hysteresekurven der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung zu sehen. Nach dem Aufdampfen der Deckschichten ist keine wesentliche Änderung der Form der Kurven zu erkennen. Das Signal-Rausch-Verhältnis nimmt etwas ab. Allerdings ist eine leichte Änderung der Koerzitivfeldstärke zu erkennen. Diese steigt nach dem Aufdampfen der Silber-Deckschicht zunächst von 2.0 mT auf 2.3 mT und sinkt nach dem Aufdampfen der Gold-Deckschicht auf 1.5 mT. Auch in der  $[110]$ -Richtung bleibt die Form der Hysteresekurven größtenteils erhalten. Die Koerzitivfeldstärke bleibt bei etwa 4 mT konstant. Die Hysteresekurve, die nach dem Aufdampfen der Gold-Deckschicht aufgenommen wurde, ist mit einem sehr schlechtem Signal-Rausch-Verhältnis behaftet. Da dies in der  $[1\bar{1}0]$ -Richtung jedoch nicht zu erkennen ist, handelt es sich wahrscheinlich um nicht optimierte Parameter des Photodetektors und des Lock-in-Verstärkers. Insgesamt kann man sagen, dass die Silber- und Gold-Deckschichten nur einen sehr geringen Einfluss auf das magnetische Verhalten der Probe besitzen.

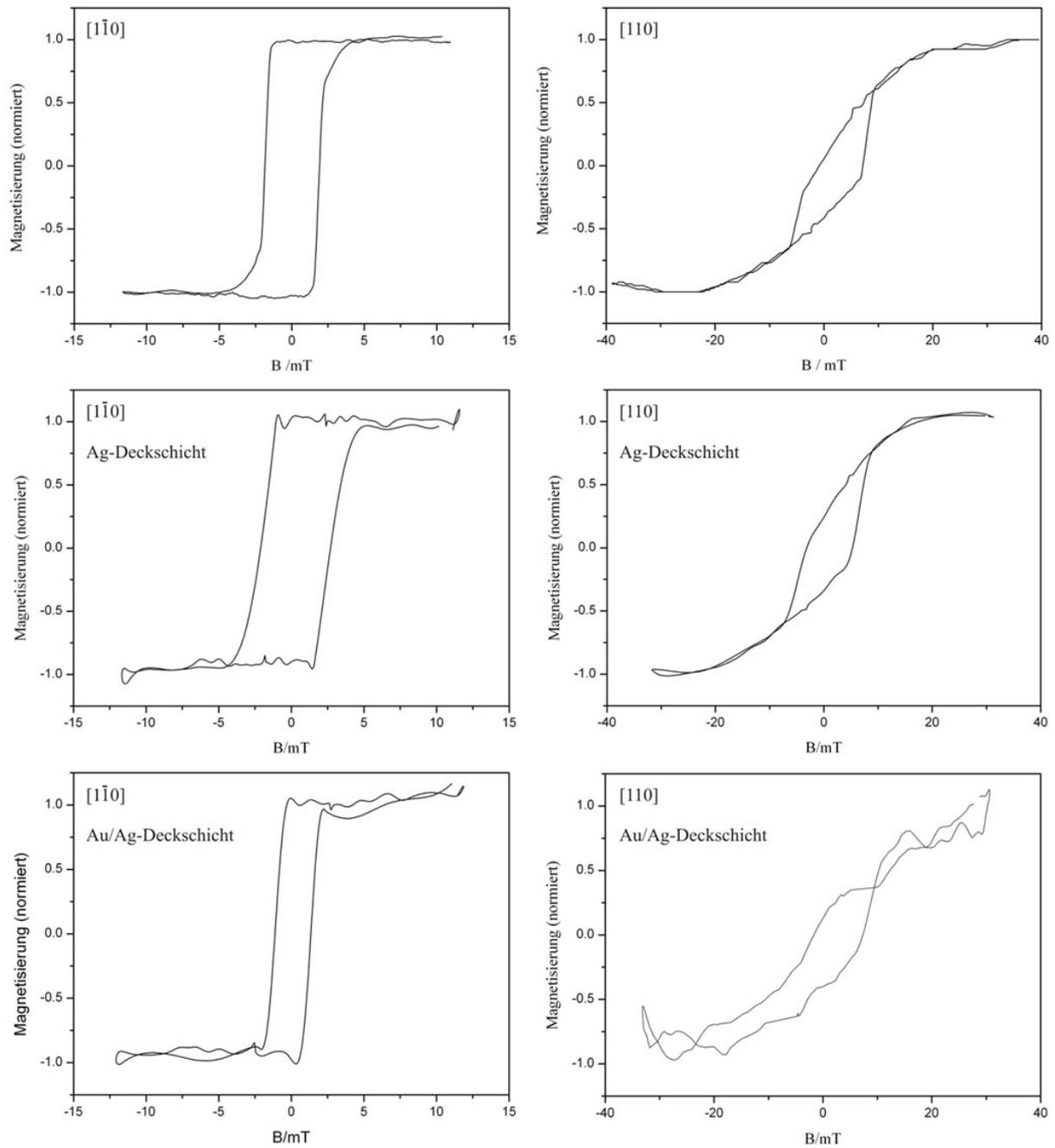


Abbildung 4.7: MOKE-Messungen entlang der  $[1\bar{1}0]$ - und der  $[110]$ -Richtungen ohne Deckschichten, mit Silber als Deckschicht und mit Silber und Gold als Deckschichten; die Kurven wurden wieder geglättet, um das Rauschen zu vermindern



## Kapitel 5

# In-plane-Kerr-Mikroskopie an Permalloy-Strukturen

Testmessungen zur longitudinalen Kerr-Mikroskopie wurden an lateral strukturiertem Permalloy auf Siliziumsubstrat durchgeführt. Bei Permalloy (auch  $\mu$ -Metall) handelt es sich um eine Nickel-Eisen-Legierung, die bezüglich ihres magnetischen Verhaltens interessant ist, da sie keine Kristallanisotropie aufweist [Sch06]. Jedoch lässt sich die Ausbildung der magnetischen Domänen durch die Form der Strukturen beeinflussen.

Die Strukturen, die hier untersucht wurden, befanden sich in unterschiedlichen Bereichen einer Probe, deren Herstellung im folgenden beschrieben wird. Es soll jeweils der Ummagnetisierungsprozess mit Hilfe des Kerr-Mikroskops bildlich dargestellt werden. Außerdem soll die Funktionalität des Messprogramms, Hystersekurven aufzunehmen, getestet werden. Die so gewonnenen Daten werden mit den Ergebnissen von mikromagnetischen Simulationen verglichen.

### 5.1 Herstellung der Probe

Zur Herstellung der Permalloy-Strukturen wurde das Rasterelektronenmikroskop (REM) des Instituts für Experimentalphysik IV verwendet. Dieses verfügt über den Lithographiezusatz "ELPHY Quantum" von Raith. Weiterhin wurde zum Auftragen von Permalloy unter UHV-Bedingungen die Ionenstrahl-Sputteranlage verwendet, die ebenfalls zur Laborausstattung von EP IV gehört. In Abb. 5.1 wird die Probenherstellung schrittweise dargestellt.

Bei diesem Prozess wird der Positiv-Resist PMMA 950K von Allresist verwendet. Dieser wird mit einem Spincoater bei 6000 U/min über einen Zeitraum von 30 Sekunden gleichmäßig auf dem Silizium-Substrat verteilt. Die so entstehende Lackschicht hat eine Dicke von etwa 100 nm. Um den Lack auszuhärten, wird die Probe für 10 Minuten auf eine Heizplatte mit einer Temperatur von 150°C gelegt. Das eigentliche Strukturieren geschieht mit Elektronenstrahlithographie am REM. Es wird eine Dosis von  $250 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$  bei einer Spannung von 20 kV und einem Strom von 39 pA eingestellt. Durch den Elektronenbeschuss ändert sich die Empfindlichkeit des

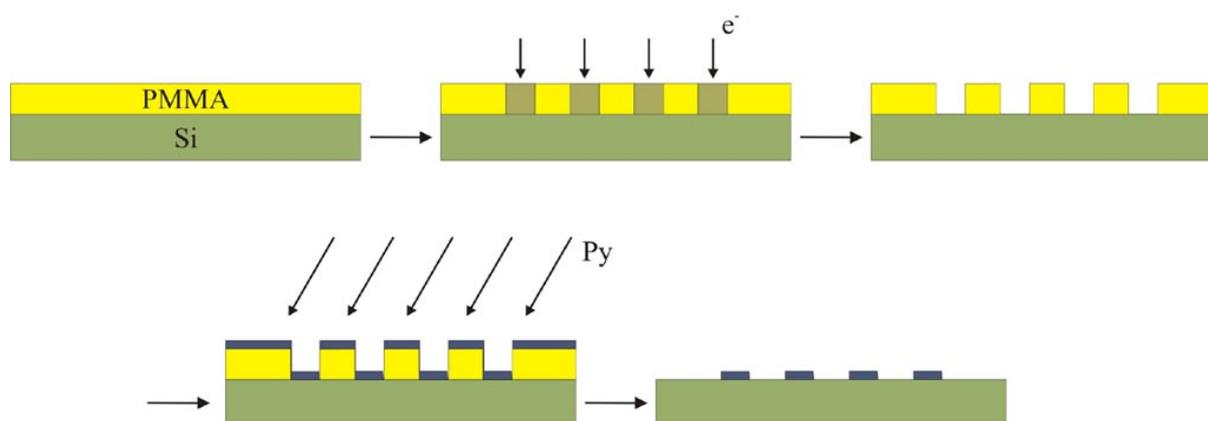


Abbildung 5.1: Herstellung von lateralen Permalloy-Strukturen mit positivem Resist; zunächst wird der Resist durch Spincoaten auf dem Silizium-Substrat verteilt; danach werden die zu strukturierenden Bereiche mittels Elektronenstrahl-Lithographie beschrieben und anschließend mit Entwickler entfernt; in einer UHV-Sputteranlage wird eine Permalloy-Schicht aufgetragen; nach dem Lift-off bleibt nur Permalloy an den vom Elektronenstrahl beschriebenen Flächen zurück

Resists gegenüber dem Entwickler, einer MIBK-Isopropanol-Lösung im Verhältnis 1:3. Dieser wirkt 35 Sekunden lang auf die Probe, wonach der Entwicklungsprozess durch ein ebenfalls 35 Sekunden langes Schwenken in reinem Isopropanol gestoppt wird. Anschließend wird die Probe mit Stickstoff getrocknet. Das so zurückbleibende PMMA dient als Maske für den Aufdampfprozess. Dieser geschieht in der Prozesskammer der UHV-Sputteranlage, wo das gesputterte Permalloy unter einem Winkel von  $30^\circ$  auf die Probenoberfläche trifft. Bei der hier beschriebenen Methode mit Positiv-Resist wird die Probe während des Aufdampfprozesses nicht rotiert. Auch sollte die aufgedampfte Permalloy-Schicht nicht dicker als die Resist-Schicht sein. Beides ist erforderlich, damit die Struktur Angriffsflächen für den Lift-off übrig lässt. Die Schichtdicke der Permalloy-Strukturen, die für die Kerr-Mikroskopie-Untersuchungen angefertigt wurden, beträgt 20 nm. Dies liegt in der Größenordnung der Eindringtiefe des verwendeten Lichts. Als abschließender Schritt in der Probenherstellung erfolgt der Lift-off durch ein Ultraschallbad der Probe in Aceton. Dies, mit dem jeweiligen Stoppen durch Isopropanol und dem Trocknen durch Stickstoff, wird so lange durchgeführt bis unter dem Lichtmikroskop im Idealfall keine Resistrückstände mehr zu sehen sind.

In den Abbildungen 5.2 und 5.3 kann man sehen, dass sich immer noch Resistrückstände auf der Probe befinden. Ab einem bestimmten Punkt wurde bewusst auf ein weiteres Entfernen im Ultraschallbad verzichtet, um das Risiko, die Strukturen zu zerstören, zu vermeiden. Der verbleibende Resist sollte eigentlich keinen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der Strukturen haben. Jedoch wurden neben den hier dargestellten Quadrat- und Ringstrukturen weitere Strukturen lithographiert, bei denen es ein Pinning der Domänenstrukturen an den Resistrückständen zu geben schien.

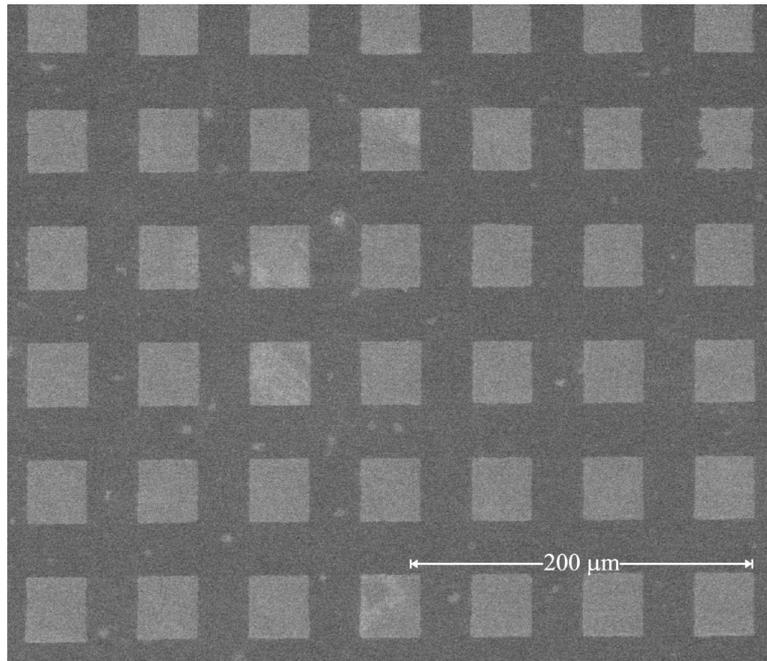


Abbildung 5.2: quadratische Permalloy-Strukturen aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop; die Kantenlänge beträgt  $35 \mu\text{m}$ , der Abstand zwischen zwei Quadraten  $30 \mu\text{m}$ ; zwischen und teilweise auf den Quadraten sind Rückstände des Resists zu sehen, die beim Lift-off nicht entfernt wurden

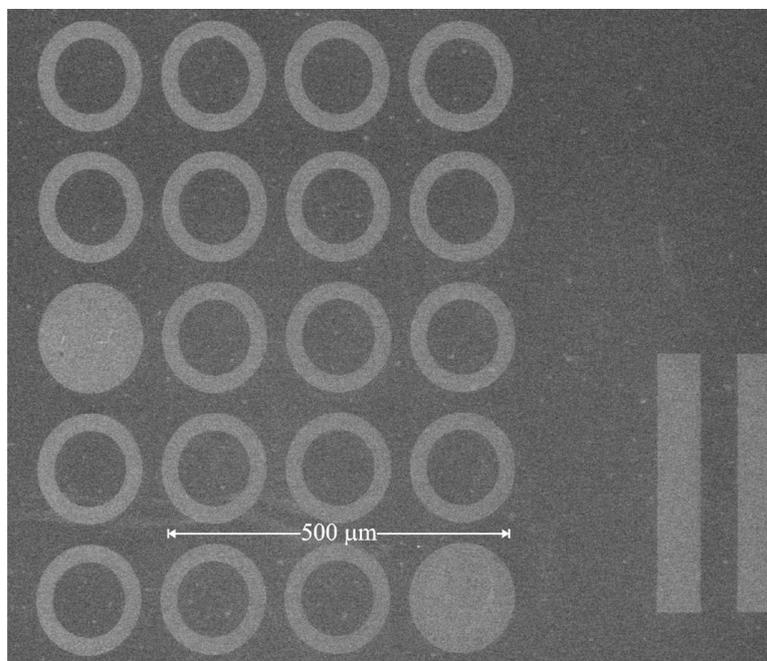


Abbildung 5.3: ringförmige Permalloy-Strukturen aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop; der äußere Durchmesser der Ringe beträgt  $150 \mu\text{m}$ , ihre Dicke  $25 \mu\text{m}$ ; der Abstand zwischen zwei Ringen beträgt ebenfalls  $25 \mu\text{m}$ ; bei den beiden ausgefüllten Kreisen handelt es sich auch um Permalloy-Ringe, zwischen denen jedoch immer noch der Resist haftet

## 5.2 Mikromagnetische Simulationen mit OOMMF

Die in diesem Kapitel durchgeführten mikromagnetischen Simulationen wurden mit OOMMF (Object Oriented Micromagnetic Framework) in der Version 1.2a3 durchgeführt. Dabei handelt es sich um ein Projekt des ITL (Information Technology Laboratory) am NIST (National Institute of Standards and Technology), dessen zentraler Code auf der Skriptsprache Tcl (Tool command language) basiert und das eine C++-Schnittstelle für Erweiterungen bietet.

OOMMF ist in mehrere Module gegliedert, die sich in ihren Funktionalitäten unterscheiden. Von Interesse war die graphische Darstellung der Hysteresekurven und der Magnetisierungsfelder, wozu die Module *mmGraph* und *mmDisp* eingesetzt wurden. Die Probleme wurden mit den Modulen *mmProbEd* und *Oxsi* formuliert. Bei ersterem sind die Parameter in der Anwendung einstellbar, bei letzterem wird das Problem in Form einer Skript-Datei im MIF2.1-Format geladen. Um die berechneten Hysteresekurven beziehungsweise Vektorfelder zu speichern, wurde das Modul *mmArchive* verwendet.

Um die Magnetisierungsdynamik zu beschreiben, löst OOMMF die Landau-Lifshitz-Gleichung mit Gilbert-Dämpfungsterm [Hil03]

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} + \alpha \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (5.1)$$

iterativ. Hierbei ist  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis,  $\vec{B}_{\text{eff}}$  das effektiv wirkende Magnetfeld und  $\alpha$  der Gilbert-Dämpfungsparameter. Anhand von Abbildung 5.4 kann man erkennen, dass der

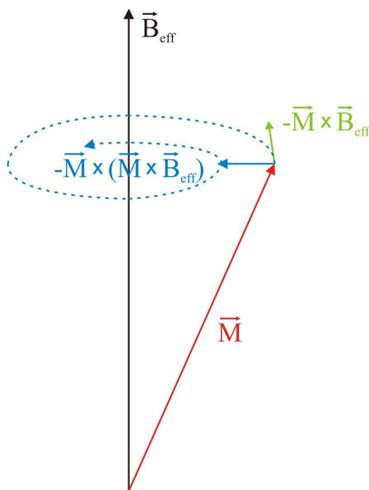


Abbildung 5.4: Magnetisierungsdynamik

erste Term auf der rechten Seite die Präzession der Magnetisierung um das lokale effektive Magnetfeld beschreibt. Der zweite Term ist proportional zu  $-\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}})$  und beschreibt die Relaxation der Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes [Rie01].

In der Simulation wird normalerweise nicht mit jedem Spin, der zur Magnetisierung beitragen würde, gerechnet, sondern es wird die Struktur, deren Magnetisierungszustände berechnet werden sollen, in Zellen eingeteilt. Bei der Wahl der Zellgröße muss zwischen einer physikalisch realitätsnahen Rechnung und einer akzeptablen Rechenzeit abgewogen werden. Ein weiterer Parameter, der die Rechenzeit beeinflusst, ist der minimale Wert für  $\vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}}$ . Wird dieser Wert unterschritten, so ist das Iterationsverfahren für einen Magnetfeldwert abgeschlossen. Weitere Parameter wie die Probenabmessungen, die Sättigungsmagnetisierung, die Austauschwechselwirkung oder Anisotropien können in *mmProbEd* beziehungsweise in einem Skript für *Oxsi* angegeben werden. Ein Problem, das sich bei den hier untersuchten Teststrukturen ergibt, ist die lange Rechenzeit, die eine Folge der großen Abmessungen im Bereich von  $100 \mu\text{m}$  und der daraus resultierenden sehr Anzahl der Zellen ist.

### 5.3 Quadratische Permalloy-Strukturen

Die zuerst betrachteten quadratischen Permalloy-Strukturen haben eine Kantenlänge von  $35\ \mu\text{m}$  (siehe Abbildung 5.2). Bei Permalloy-Strukturen dieser Abmessungen ist eine Aufspaltung der Magnetisierungskonfiguration in Domänen zu erwarten. Die Ausbildung einer Single-Domain- oder einer Vortex-Struktur<sup>1</sup> ist erst im  $\mu\text{m}$ -Bereich oder kleiner zu erwarten [Höl04].

Dies stimmt mit den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen in Abbildung 5.6 überein. Dort ist eine Auswahl von Bildern des Ummagnetisierungsprozesses zu sehen. Die Domänenstrukturen innerhalb der einzelnen Quadrate lassen sich noch erkennen, auch wenn dies an die Grenze des Auflösungsvermögens des Kerr-Mikroskops stößt. Das Magnetfeld wurde wie im ersten Bild eingezeichnet angelegt. Im ersten und vierten Bild lag jeweils die Sättigungsmagnetisierung bei etwa  $2\ \text{mT}$  vor. Ein einheitliches Verhalten der Domänenwandverschiebung ist nicht zu erkennen.

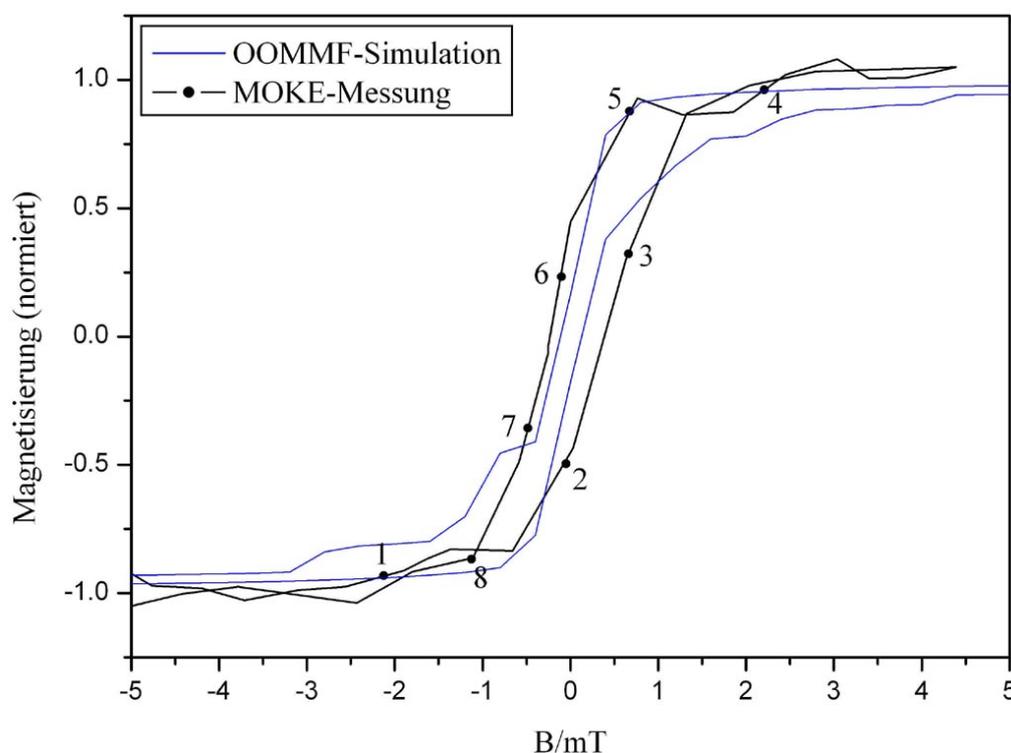


Abbildung 5.5: Hysteresekurven von quadratischen Py-Strukturen mit einer Kantenlänge von  $35\ \mu\text{m}$ ; die schwarze Kurve entstand aus der Berechnung der durchschnittlichen Intensitäten der Kerr-Mikroskop-Aufnahmen; dabei wurde aus 10 Durchgängen gemittelt; die blaue Kurve ist das Resultat der OOMMF-Simulation

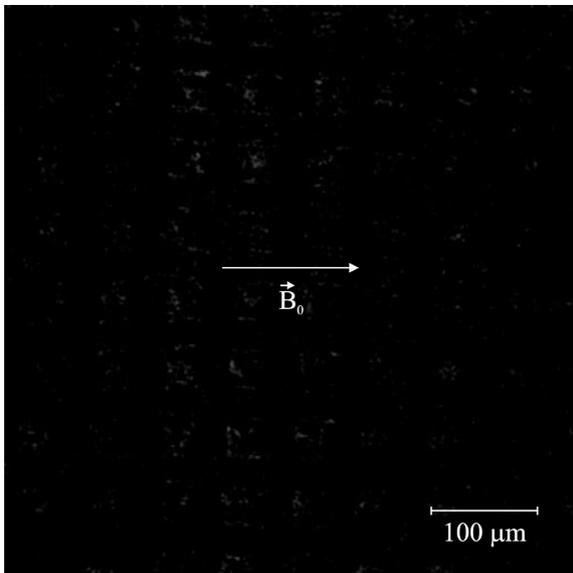
Aus der gesamten Bildserie wurde wie in Kapitel 3.2.5 erläutert die Hysteresekurve des Ummagnetisierungsprozesses erstellt. Diese wird neben der durch die OOMMF-Simulation berechneten

<sup>1</sup> Beim Single-Domain-Zustand ist die magnetische Polarisation homogen, so dass es keine Austauschenergie gibt, wohingegen die magnetische Polarisation beim Vortex-Zustand parallel zum Rand der Struktur verläuft, wodurch die Streufeldenergie verschwindet.

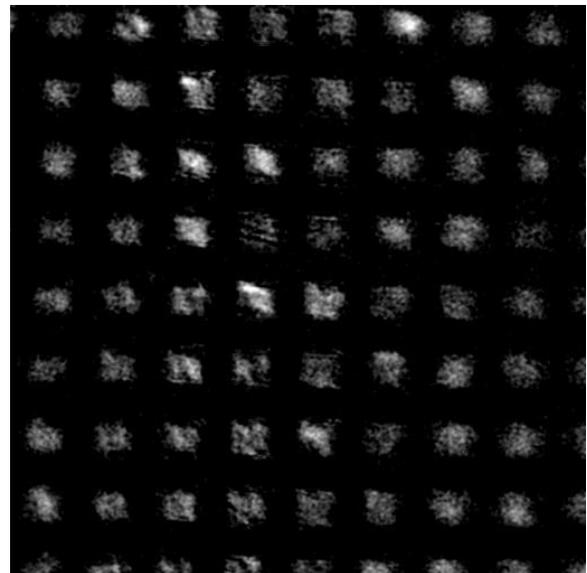
Hysteresekurve in Abbildung 5.5 dargestellt. Die im OOMMF-Modul *mmProbEd* verwendeten Parameter sind dem Anhang B1 zu entnehmen. Die experimentelle und die theoretisch berechnete Kurve stimmen gut überein.

Neben der Hysteresekurve wurde in der OOMMF-Simulation auch das Vektorfeld der Magnetisierung berechnet. Dieses wird in Abbildung 5.10 mit der durch die Kerr-Mikroskopie bestimmten Magnetisierung eines einzelnen Quadrats aus der Anordnung von Quadraten verglichen. Die Messpunkte stimmen mit denen der Abbildung 5.6 und den in der Hysteresekurve eingezeichneten überein.

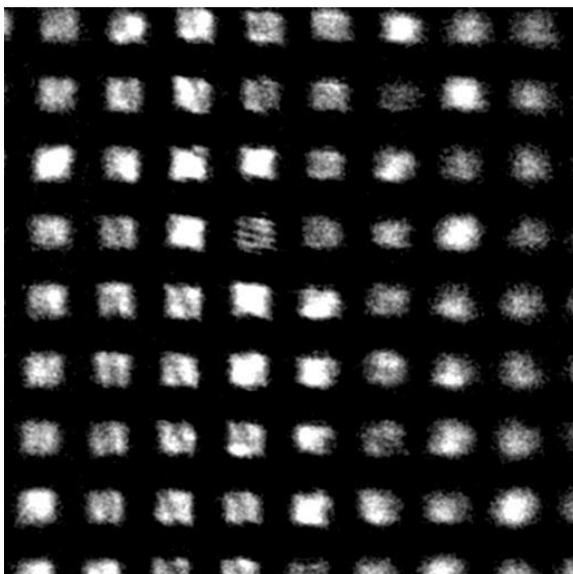
Bei den Ergebnissen der Simulation wird zum einen die zur besseren Übersichtlichkeit über meh-



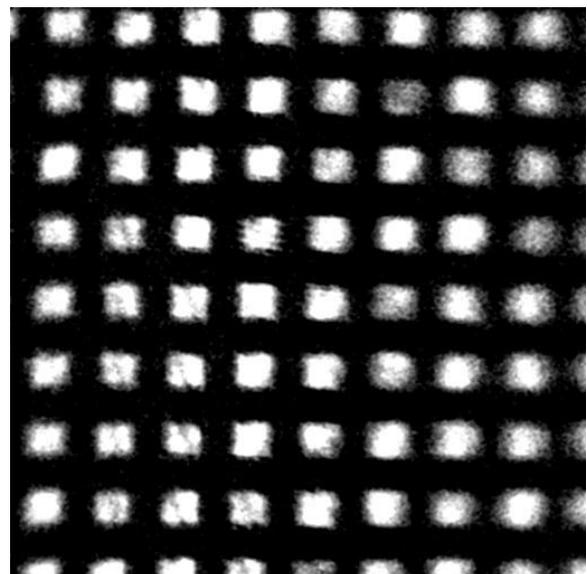
Punkt 1:  $B = -2.1 \text{ mT}$



Punkt 2:  $B = 0 \text{ mT}$



Punkt 3:  $B = 0.7 \text{ mT}$



Punkt 4:  $B = 2.2 \text{ mT}$

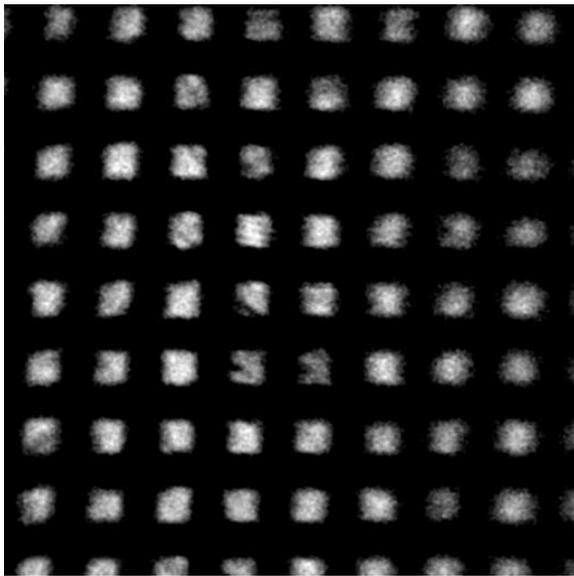
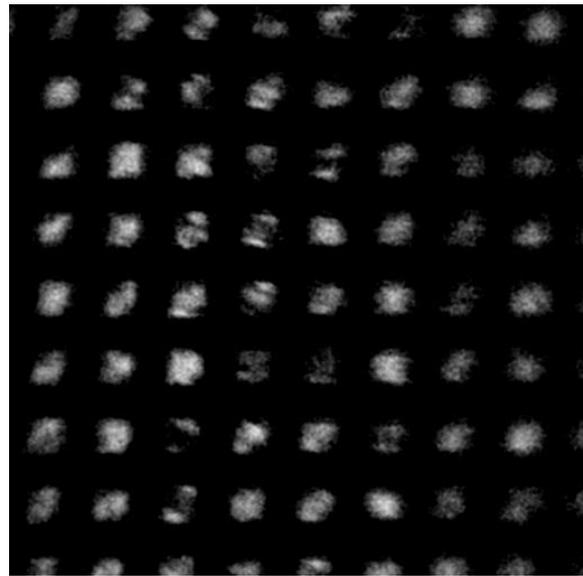
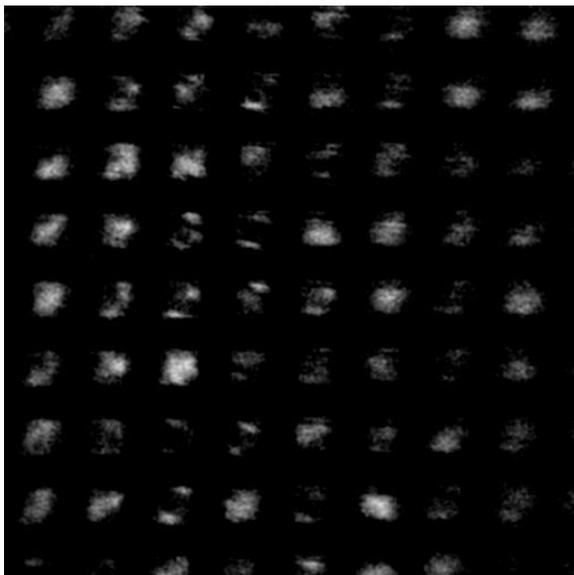
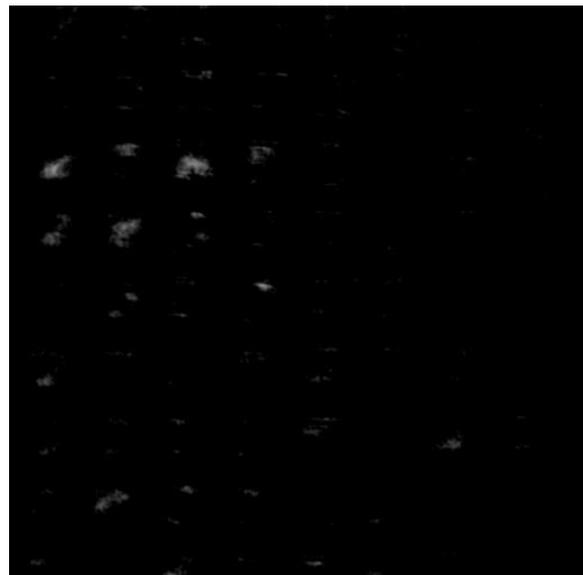
Punkt 5:  $B = 0.7 \text{ mT}$ Punkt 6:  $B = -0.1 \text{ mT}$ Punkt 7:  $B = -0.5 \text{ mT}$ Punkt 8:  $B = -1.1 \text{ mT}$ 

Abbildung 5.6: longitudinale Kerr-Mikroskopie an quadratischen Py-Strukturen mit einer Kantenlänge von  $35 \mu\text{m}$

rere Zellen gemittelte Spinorientierung dargestellt, wobei die Graustufenskalierung des Vektors seine Projektion zur horizontal liegenden x-Achse angibt. Zusätzlich wird die Magnetisierung in x-Richtung als Färbung der Zellen dargestellt, die komplementär zur Graustufenskalierung der Vektoren ist. Dadurch entstehen Bilder, die mit denen des Kerr-Mikroskops vergleichbar sind. Am Punkt 1 ist in der Simulation eine anfängliche Umorientierung am Rand zu beobachten, die durch die Minimierung der Streufeldenergie bei gleichzeitig sinkender Zeeman-Energie begründet werden kann. Bei der Kerr-Mikroskopie-Aufnahme kann man das nicht erkennen, da

dieser Bereich eine Breite von etwa  $1 \mu\text{m}$  hat und somit unterhalb der Auflösungsgrenze liegt. Bei Erreichen eines Magnetfeldes von  $0 \text{ mT}$  in Punkt 2 ist in der Simulation die Bildung mehrerer Vortices zu erkennen. Zum Vergleich zeigt das Kerr-Mikroskopie-Bild dort einige kreisförmige

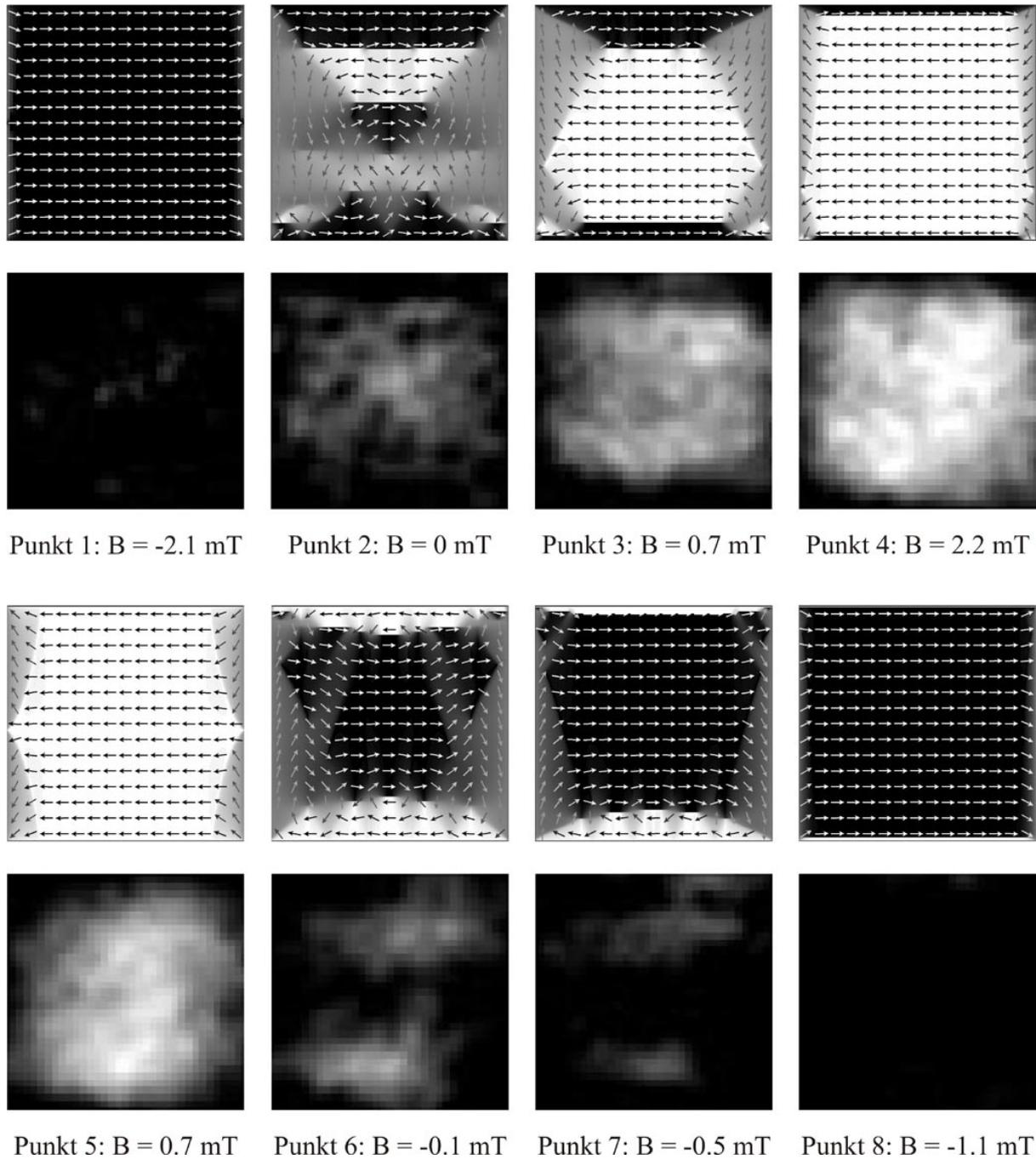


Abbildung 5.7: Vergleich des durch die Kerr-Mikroskopie ermittelten Ummagnetisierungsprozesses eines einzelnen Permalloy-Quadrats aus der in Abbildung 5.6 betrachteten Anordnung mit dem durch die OOMMF-Simulation berechneten

Bereiche, die in ihrer Orientierung zunächst festgehalten werden. In den Punkten 3 und 4 ist die Ummagnetisierung in der Simulation und im Experiment vergleichbar. Bei beiden ist eine Domänenwandbewegung eines in horizontaler Richtung bereits ummagnetisierten Streifens von innen nach außen zu beobachten. Punkt 5 stellt den Beginn der Ummagnetisierung auf dem Rückweg dar. Die dabei anfängliche Umorientierung am Rand ist bei der Kerr-Mikroskopie wieder nicht eindeutig zu erkennen. Analog zu den Punkten 3 und 4 ist in den Punkten 6 und 7 sowohl in der Simulation als auch im Experiment ein von innen nach außen wachsender Streifen beobachtbar, der in Punkt 8 das gesamte Quadrat ausfüllt.

## 5.4 Py-Ringe

Die zweiten Permalloy-Strukturen, deren Ummagnetisierungsvorgänge in Abbildung 5.9 durch die longitudinale Kerr-Mikroskopie dargestellt werden, sind Ringe mit einem Außendurchmesser von  $150 \mu\text{m}$  und einem Innendurchmesser von  $100 \mu\text{m}$  (siehe Abbildung 5.3). Das äußere Magnetfeld wurde, wie im ersten Bild eingezeichnet, in horizontaler Richtung angelegt, was im Experiment der Orientierung in der Proben- und in der Streuebene entspricht.

Die Domänenstrukturen in den Ringen sind recht einheitlich. Es bilden sich bevorzugt Streifen entlang der Magnetfeldrichtung. Diese setzen sich größtenteils, wenn sie von den Zentren der

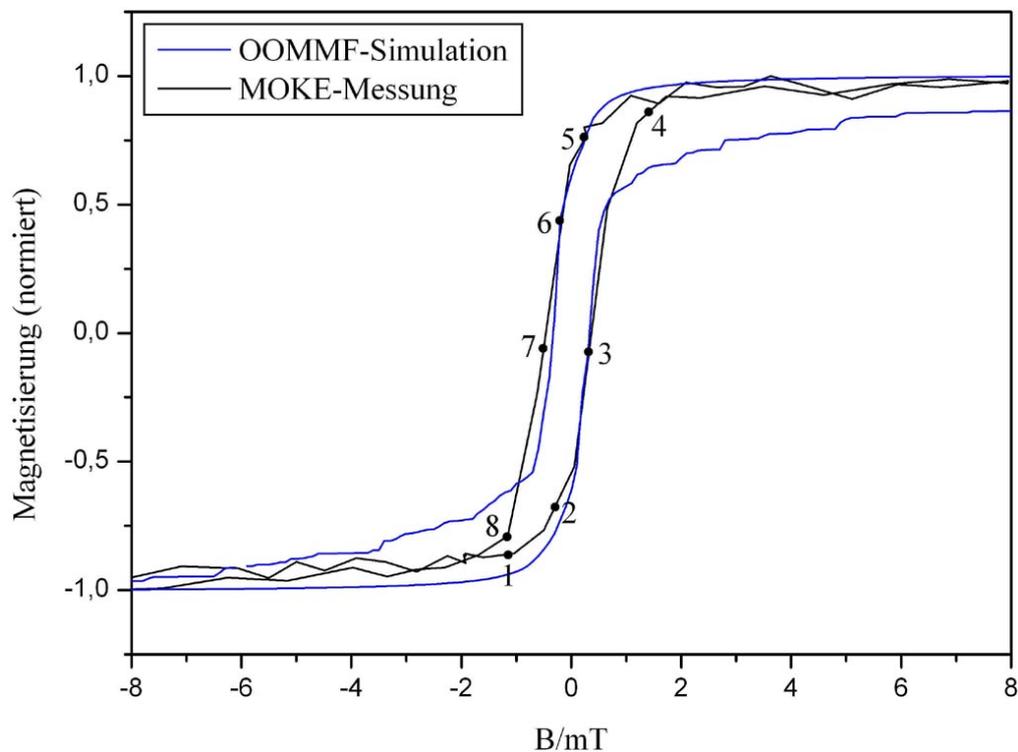


Abbildung 5.8: Hysteresekurve von Py-Ringstrukturen ( $d = 150 \mu\text{m}$ ); es wurde aus 8 Durchgängen gemittelt

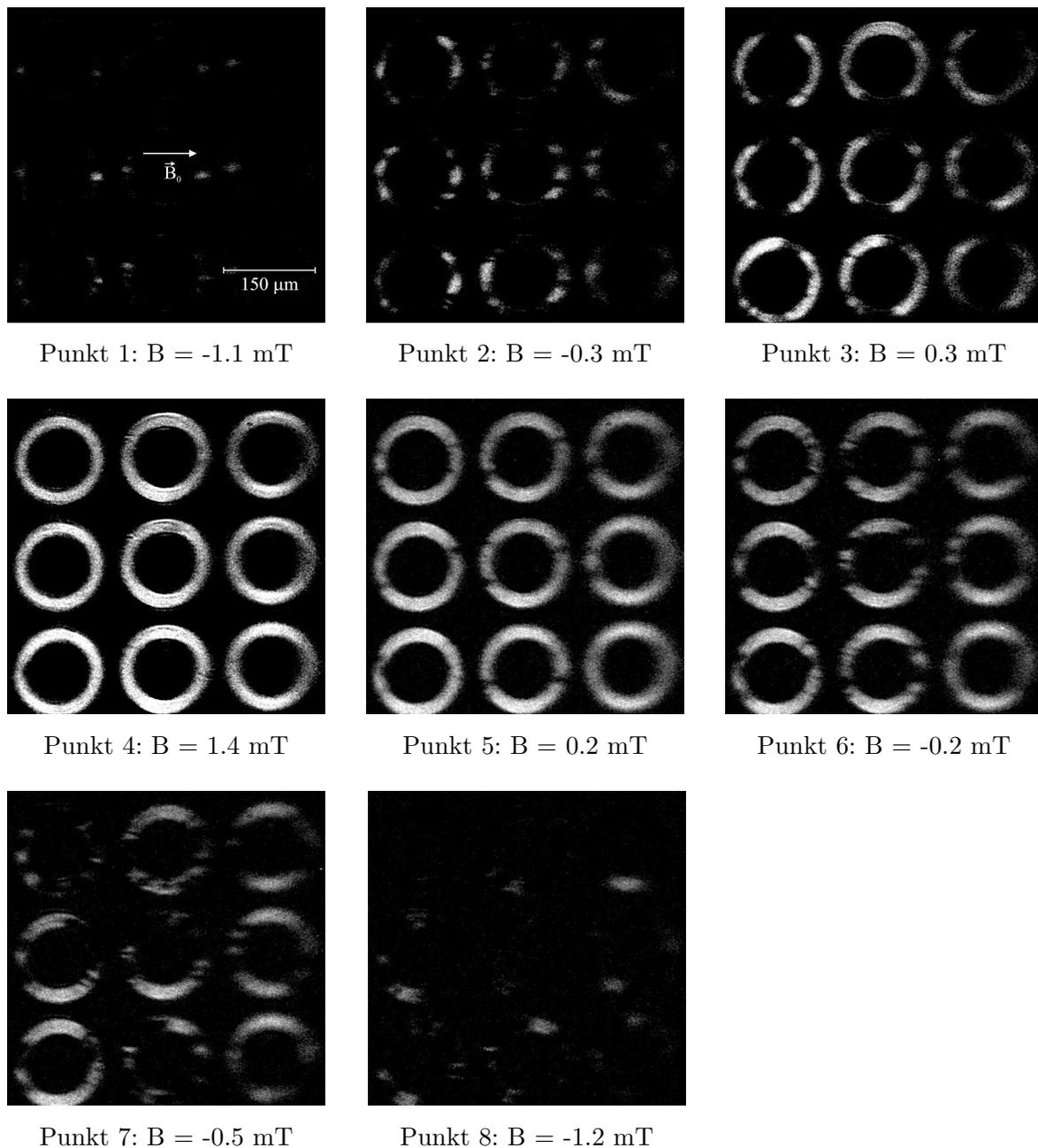


Abbildung 5.9: Bildliche Darstellung des Ummagnetisierungsprozesses von Py-Ringstrukturen ( $d = 150 \mu\text{m}$ ) durch in-plane-Kerr-Mikroskopie

Ringe unterbrochen werden, auf der anderen Seite der Ringe fort. In den Punkten 1, 4 und 8 befindet sich die Probe nahe der Sättigungsmagnetisierung, die bei einem Magnetfeld von etwa  $2 \text{ mT}$  auftritt.

Analog zu den quadratischen Permalloy-Strukturen wurde auch hier wieder aus der Serie der Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen eine Hysteresekurve erstellt, die zusammen mit der Hysteresekurve der Simulation in Abbildung 5.8 zu sehen ist. Die Kurven stimmen weitgehend überein.

Das experimentell bestimmte Koerzitivfeld liegt bei 0.4 mT, das der Simulation bei 0.35 mT. Allerdings gibt es Abweichungen im Bereich der Sättigung. Die Hysteresekurve der Simulation, bei der die Sättigungsmagnetisierung erst bei einem viel höheren Magnetfeld erreicht wird, zeigt dort ein eher ungewöhnliches Verhalten. Das mag zum einen daran liegen, dass die Ummagne-

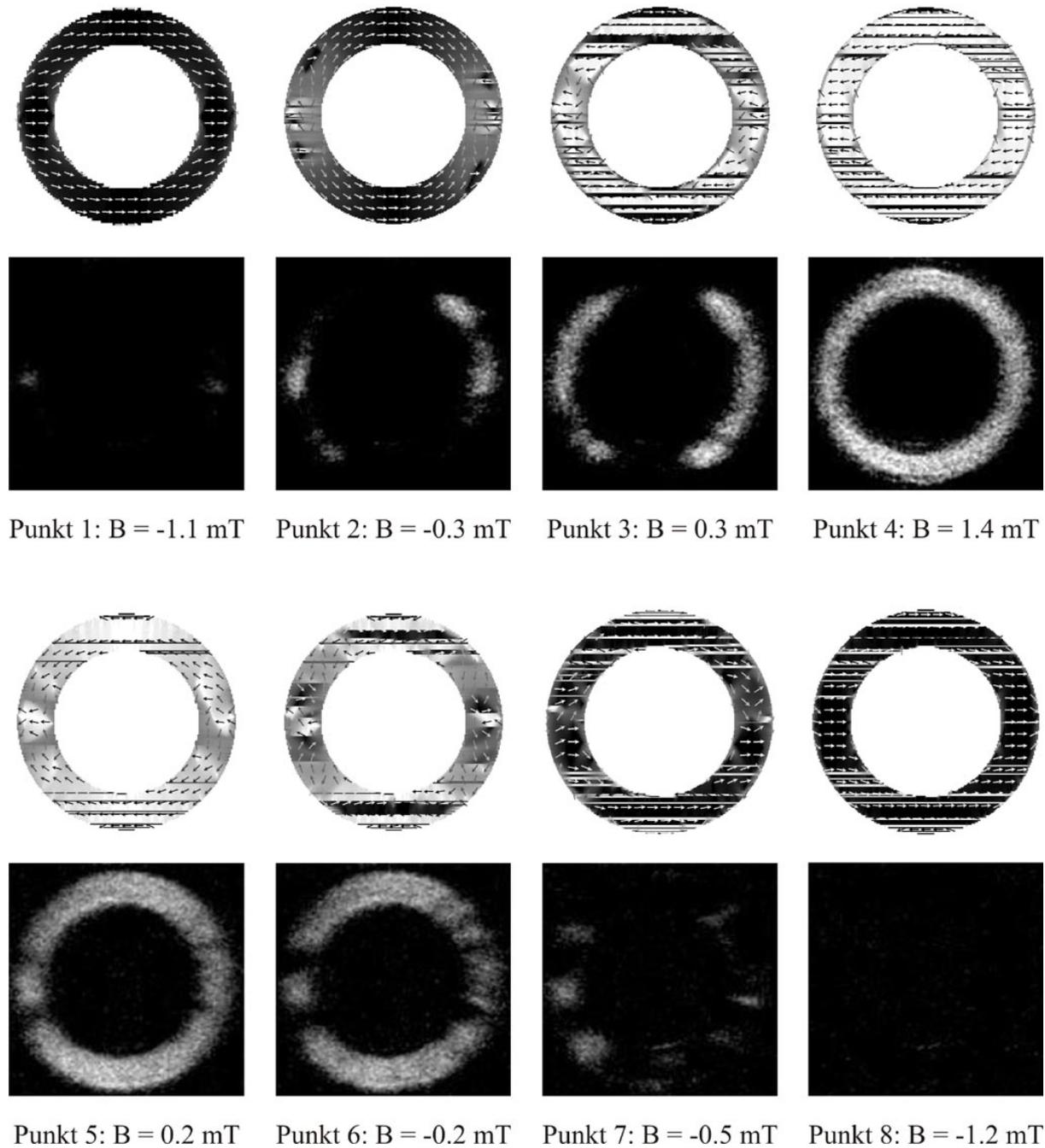


Abbildung 5.10: Vergleich des durch Kerr-Mikroskopie experimentell bestimmten Ummagnetisierungsprozesses eines einzelnen Permalloy-Rings mit dem durch die OOMMF-Simulation berechneten

tisierungsvorgänge an nur einem Ring simuliert wurden und so, aufgrund der kleinen Anzahl der Domänen, die Statistik eine Rolle spielt. Zum anderen stellt aber auch eine mit  $400\text{ nm} \times 400\text{ nm} \times 20\text{ nm}$  gewählte Zellgröße (siehe *Oxsi*-Skript in Anhang B2) bei der Simulation eine physikalisch eher unrealistische Situation dar. Wie in Kapitel 5.2 erwähnt, musste hier ein Kompromiss zwischen einer akzeptablen Rechenzeit und der physikalischen Realitätsnähe gemacht werden. Mit der hier angegebenen Zellgröße ergab sich bereits eine Rechenzeit von 18 Tagen.

In Abbildung 5.10 wird die bildliche Darstellung der Magnetisierung durch das Kerr-Mikroskop mit der Simulation verglichen. Man kann erkennen, dass die Magnetisierungszustände qualitativ gut übereinstimmen. Eine genauere Betrachtung der Simulation etwa in den Punkten 2 und 3 zeigt feinere streifenförmige Domänen, die eine Breite von nur  $0.5\ \mu\text{m}$  bis  $2\ \mu\text{m}$  haben. Dies ist gerade unterhalb beziehungsweise an der Auflösungsgrenze, weswegen die entsprechenden Stellen in den Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen von einheitlicher Intensität sind.

Im Vergleich zu den quadratischen Permalloy-Strukturen ist die Anzahl der Domänen größer. Dies kann vermutlich durch das größere Verhältnis des Umfangs zur Fläche erklärt werden, wodurch eine mit steigender Domänenzahl zunehmende Domänenwandenergie gegenüber einer noch höheren Streufeldenergie bei kleinerer Domänenzahl begünstigt wird.

## Kapitel 6

# Polare Kerr-Mikroskopie an FeGd-Multilagen

Die Kombination Eisen-Gadolinium (FeGd) ist bezüglich ihres magnetischen Verhaltens interessant, da sie bei Raumtemperatur im Gegensatz zu anderen dünnen Schichten, die aufgrund der Formanisotropie meist leicht in-plane magnetisierbar sind, eine zur Probenoberfläche senkrechte Magnetisierung aufweist, wie sie in magnetooptischen und teilweise in magnetischen Speichermedien vorzufinden ist. Man spricht hier von einer out-of-plane-Anisotropie. Diese liegt bei FeGd unabhängig davon, ob es sich um eine Legierung oder das hier betrachtete Multilagensystem handelt, vor. Legiertes FeGd ist ferrimagnetisch, wobei das magnetische Verhalten durch die ferromagnetische Kopplung der Untergitter, die unterschiedlich große magnetische Momente haben, zustande kommt [Phy07]. Dadurch, dass das temperaturabhängige Magnetisierungsverhalten der Untergitter verschieden ist, heben sich die magnetischen Momente innerhalb der Weiss'schen Bezirke bei der sogenannten Kompensationstemperatur gegenseitig auf.

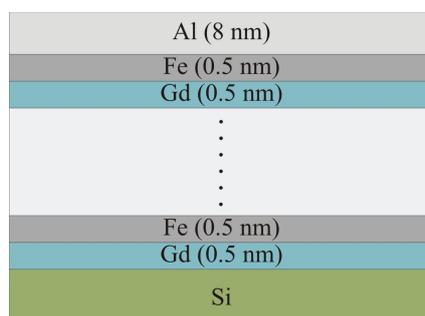


Abbildung 6.1: (0.5 nm Fe/0.5 nm Gd) $\times$ 70 auf Siliziumsubstrat

Für die Testmessungen zur out-of-plane-Kerr-Mikroskopie wurde eine Probe verwendet, die von Bernd Ludescher am Max-Planck-Institut für Metallforschung in Stuttgart hergestellt wurde (siehe Abbildung 6.1). Auf ein Siliziumsubstrat wurden 70 mal 0.5 nm Eisen und 0.5 nm Gadolinium aufgesputtert. Die Probe wird von einer 8 nm dicken Aluminiumdeckschicht vor

Korrosion geschützt. Ein System mit leicht anderen Parametern  $((0.43 \text{ nm Fe} / 0.48 \text{ nm Gd}) \times 75$  auf  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) wurde bereits in [Eim00] mittels MTXM untersucht. Dort waren für kleine Magnetfelder ähnliche Domänenstrukturen zu beobachten. Allerdings treten diese auf einer um etwa den Faktor 100 kleineren Skala auf. Die leicht anderen Schichtdicken und die Rauigkeit des Substrats scheinen sich stark auf die Domänengröße auszuwirken.

Bei der Untersuchung von FeGd durch den magnetooptischen Kerr-Effekt ist zu beachten, dass Gadolinium nur in sehr geringem Maße an der Kerr-Rotation beteiligt ist. Wie bei allen Seltenerdmetallen sind es bei Gadolinium die weitgehend lokalisierten 4f-Elektronen, die für die geordneten Spinstrukturen verantwortlich sind. Laut [Ber92] wird die spontane Magnetisierung durch die indirekte Austauschwechselwirkung zwischen den lokalisierten 4f- und 5s-Elektronen begründet. In Abbildung 6.2 kann man erkennen, dass sich das relevante 4f-Band von Terbium, das ebenfalls zu den Seltenerdmetallen gehört und dessen Bandstruktur mit der von Gadolinium vergleichbar ist, so weit unterhalb der Fermienergie befindet, dass durch das Laserlicht, dem bei einer Wellenlänge von 532 nm gemäß  $E = \frac{hc}{\lambda}$  eine Energie von 2.33 eV entspricht, keine Zustände angeregt werden können. Dennoch trägt das Gadolinium zur Nettomagnetisierung bei, die dem äußeren Magnetfeld als Angriffspunkt dient.

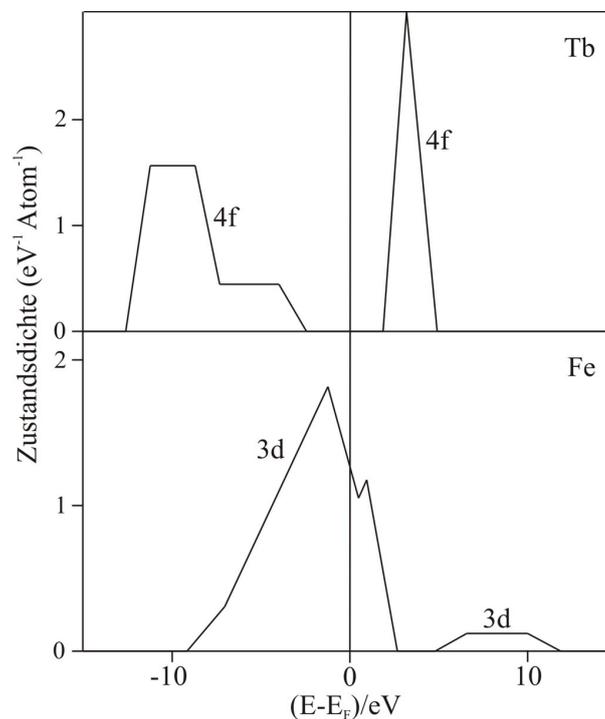


Abbildung 6.2: Zustandsdichten von Eisen und Terbium [Phy07]

## 6.1 Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung

Die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung wurde sowohl in plane als auch out of plane mit einem SQUID-Magnetometer gemessen. Dabei wurde ein Magnetfeld von 10 mT angelegt, was bei Raumtemperatur und in out-of-plane-Richtung etwa dem Magnetfeld in Sättigung entspricht.

In Richtung der Flächennormalen der Probe ist die Magnetisierung zunächst klein gegenüber der in-plane-Magnetisierung. Jedoch ergibt sich bei etwa 250 K ein Phasenübergang, bei dem die Flächennormale zur Hauptmagnetisierungsachse wird. In dieser Richtung liegt das Maximum der Magnetisierung bei 273 K vor. Auch bei Raumtemperatur ist die Magnetisierung noch sehr hoch, so dass bei der späteren Kerr-Mikroskopie mit einem hohen Kontrast zu rechnen ist.

Es ist außerdem zu beobachten, dass es anders als bei der oben erwähnten FeGd-Legierung bei dem hier betrachteten Multilagensystem keinen Kompensationspunkt gibt. Das lässt sich vermutlich dadurch erklären, dass es zwischen den Eisen- und Gadoliniumlagen keine antiferromagnetische Kopplung gibt. Zwischenzeitlich wurde die Probe im Rahmen weiterer Messungen auf eine Temperatur von 400 K gebracht, wonach sich die M-T-Messung nicht reproduzieren ließ. Die in-plane-Magnetisierung wies dann einen Kompensationspunkt auf, woraus sich schließen lässt, dass das Eisen und das Gadolinium wahrscheinlich legierten und einen Ferrimagneten bildeten, wodurch das Multilagensystem zerstört wurde. Die folgenden Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen wurden allerdings bereits vorher angefertigt.

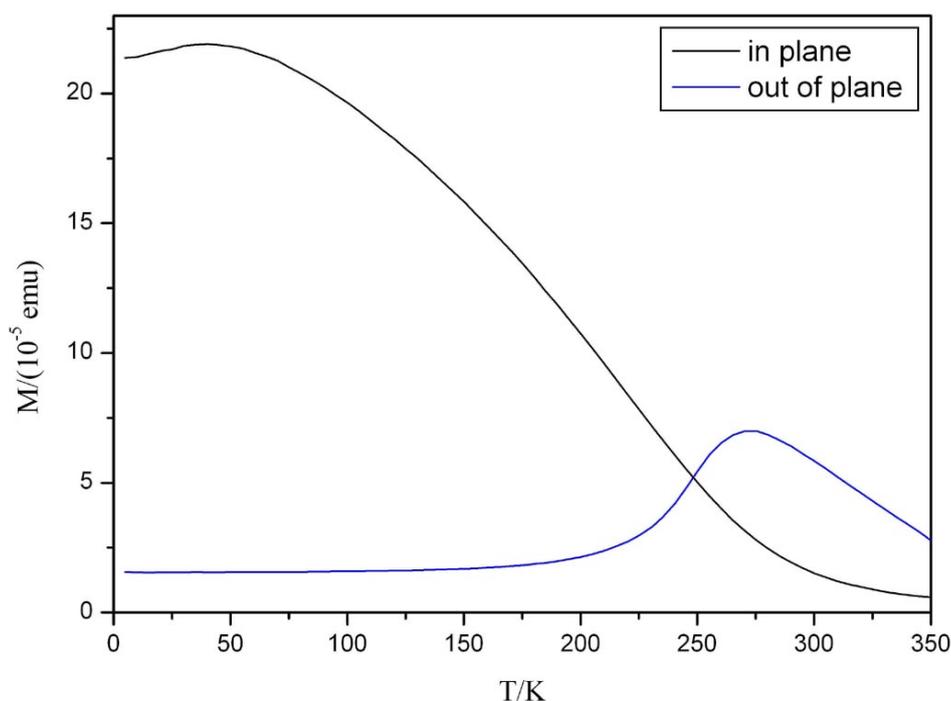


Abbildung 6.3: SQUID-Messung der Magnetisierung in Abhängigkeit von der Temperatur bei einem angelegten Feld von 10 mT

## 6.2 Kerr-Mikroskopie

Wie die SQUID-Messungen ergaben, besitzt das FeGd-Multilagensystem bei Raumtemperatur eine starke senkrechte Anisotropie, weswegen bei der polaren Kerr-Mikroskopie mit einem hohen Kontrast zu rechnen ist.

In Abbildung 6.4 ist die Hysteresekurve zu sehen, die sich wie im vorhergehenden Kapitel aus der Berechnung der durchschnittlichen Intensitäten der einzelnen Bilder einer Serie ergibt. Anhand der hohen Remanenz ist zu erkennen, dass es sich um eine Hauptmagnetisierungsachse handelt. Das Koerzitivfeld liegt bei etwa 2 mT.

Die Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen der in der Hysteresekurve nummerierten Punkte sind in Abbildung 6.5 zu sehen. Da bei dem magnetooptischen Kerr-Effekt mit der hier verwendeten Wellenlänge von 532 nm nur Eisen zur Kerr-Rotation beiträgt, stellen die hellen und die dunklen Bildbereiche die lokale Magnetisierung des Eisens in die Probenebene hinein beziehungsweise aus ihr heraus dar. Anders als bei den Permalloy-Strukturen, die aufgrund der in-plane-Magnetisierung mit longitudinaler Kerr-Mikroskopie untersucht wurden, gibt es hier wegen der fast senkrechten Beobachtung mit dem Distanzmikroskop keine Bildverzerrung, die korrigiert werden muss.

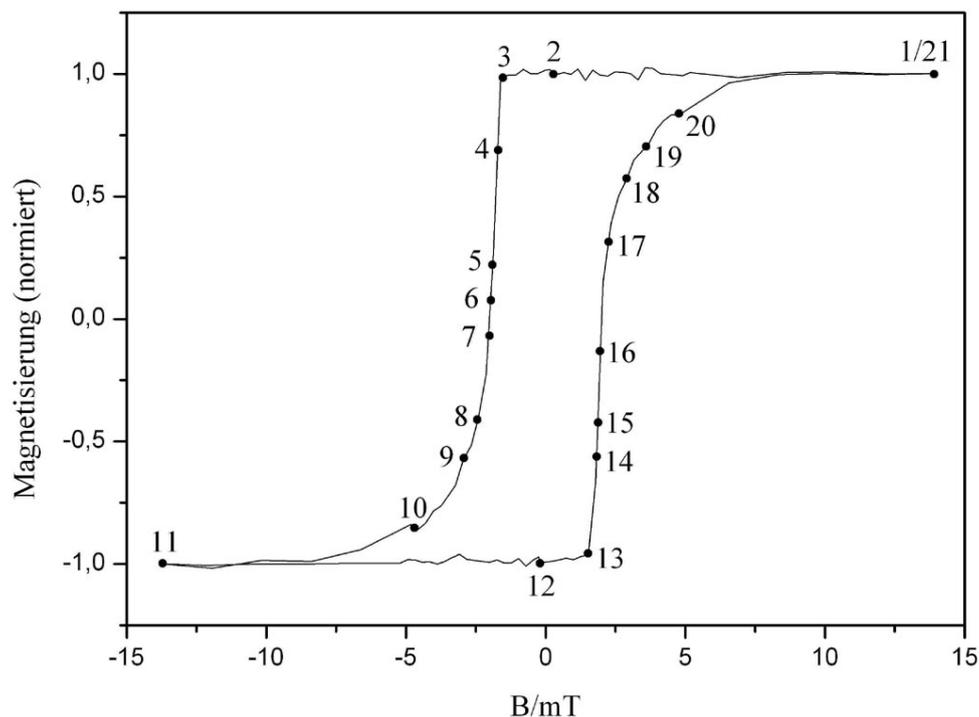
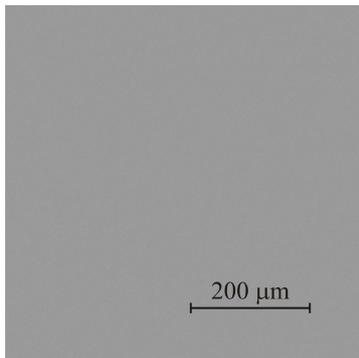
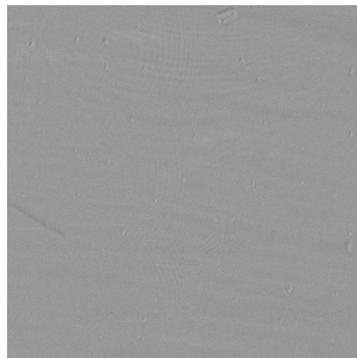
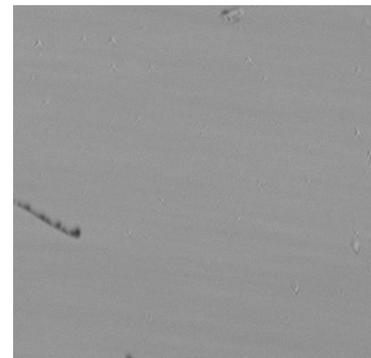
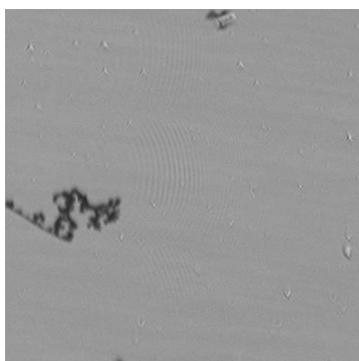
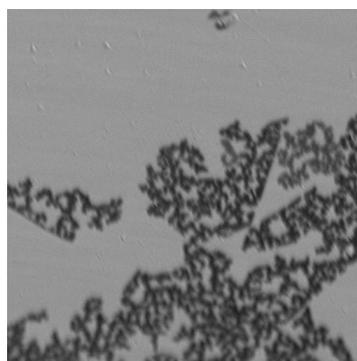
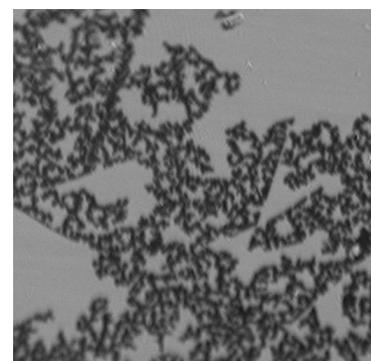
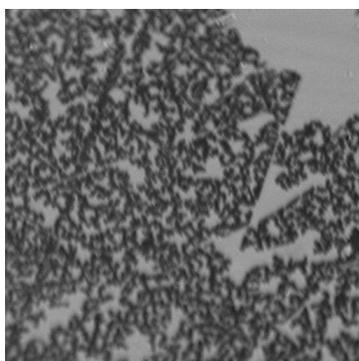
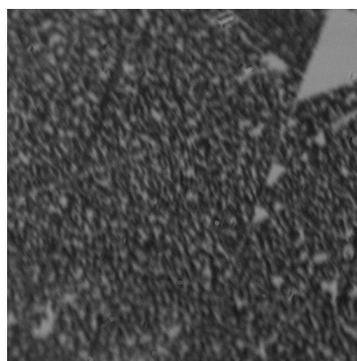
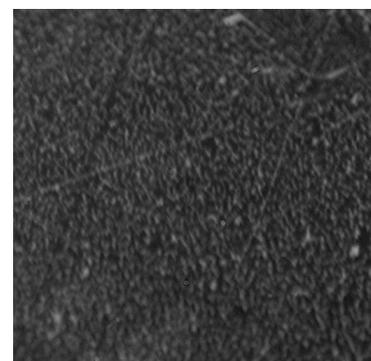
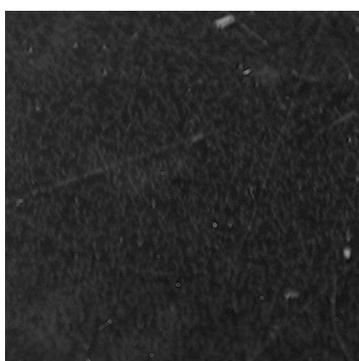
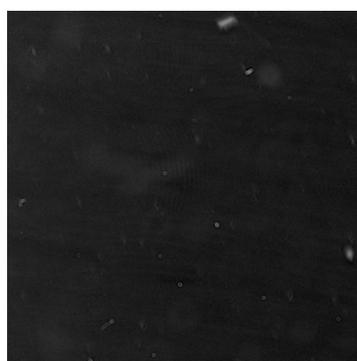
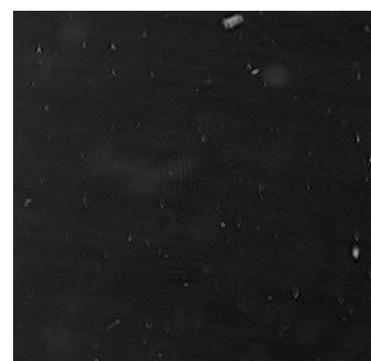


Abbildung 6.4: Hysteresekurve von FeGd, entstanden durch die Berechnung der durchschnittlichen Intensitäten der Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen; dabei wurde bei einem Messpunkt aus zwei Bildern gemittelt und außerdem aus fünf Durchgängen gemittelt; die dazugehörigen Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen sind in Abbildung 6.5 zu sehen

Punkt 1 zeigt die Probe in magnetischer Sättigung bei einem äußerem Magnetfeld von 13.9 mT. Auch wenn die Ummagnetisierung der Probe gemäß der Hystereseurve, die einen sehr hartmagnetischen Verlauf hat, erst bei -1.5 mT, also bei einem Feld in Gegenrichtung einsetzt, lässt sich in den Kerr-Mikroskopie-Bildern zu den Punkten 2 und 3 bereits eine Ummagnetisierung entlang eines Kratzers, der sich vor der Differenzbildung in den noch Struktur aufweisenden Bildern als solcher identifizieren lässt, erkennen. Der hier ummagnetisierte Bereich ist jedoch bezüglich seiner Fläche so klein, dass er sich in der Hystereseurve nicht bemerkbar macht. Punkt 4 zeigt, dass die Kratzer der Nukleation dienen, da sich von dort Domänen ausbreiten. Diese nehmen eine fraktale Form an. Bei genauerer Betrachtung lassen sich Verzweigungen erkennen, an denen sich jeweils drei Äste treffen. Diese Dreizähligkeit kann durch die repulsiven Dipol-Wechselwirkungen zwischen gleich magnetisierten Domänen interpretiert werden [Eim00]. Im Punkt 5 sind zwei Sachverhalte auffällig. Zum einen befindet sich der größte Teil der sich ausbildenden Domänen im unteren Teil des Bildes. Mögliche Erklärungen dazu sind ein leicht inhomogenes Magnetfeld und leichte Defekte auf der Probenoberfläche oder dem Substrat. Andere Kerr-Mikroskopie-Serien an der selben Probe, jedoch an anderen Stellen, haben gezeigt, dass es sich eher um letzteres handelt, da dort die initiale Ummagnetisierung auch in anderen Bildbereichen stattfand. Weiterhin lassen sich im Punkt 5, etwa in der Mitte rechts, Domänen mit mittlerer Graustufe erkennen. Hier wäre es möglich, dass die Domänen nicht senkrecht zur Probe orientiert sind. Es hat sich jedoch später herausgestellt, dass dies nicht der Fall ist, sondern dass während der langen Belichtungszeit in der Größenordnung von einigen Sekunden eine Umorientierung der Domänen aufgrund von Magnetfeldschwankungen stattfand. Um diesen Fehler bei zukünftigen Messungen zu vermeiden, sollte das Messprogramm so geändert werden, dass das Magnetfeld um einen kleinen Wert, der als Parameter angegeben werden kann, vor dem Aufnehmen eines Bildes zurückgefahren wird.

Analog zu der Hystereseurve ist in den Punkten 5, 6 und 7 bei einer nur kleinen Änderung des äußeren Magnetfeldes ein hoher Zuwachs der ummagnetisierten Bereiche zu beobachten. Am nicht ummagnetisierten oberen rechten Bildteil in Punkt 8 ist zu erkennen, dass Kratzer, obwohl sie die Ummagnetisierung anfangs teilweise begünstigen, die Domänen auch begrenzen können. Eventuell gibt es hier auch eine Richtungsabhängigkeit, da alle noch sichtbaren Kratzer, die eine Aussparung der ummagnetisierten Bereiche begrenzen, von unten links nach oben rechts im Bild verlaufen. Dies könnte in zukünftigen Experimenten durch das systematische Aufbringen von Defekten mit Richtungsabhängigkeiten beispielsweise durch Einritzen von Rauten, deren begrenzenden Linien allesamt von unten links nach oben rechts beziehungsweise senkrecht dazu verlaufen können, überprüft werden.

In Punkt 11 ist die Probe völlig ummagnetisiert und befindet sich somit in Sättigung. Die Punkte 12 bis 21 beschreiben die Ummagnetisierung auf dem Rückweg der Hystereseurve. An den zu 2 und 3 analogen Punkten 12 und 13 lässt sich kein Einfluss des anfänglich beschriebenen Kratzers erkennen, so dass die dortige initiale Ummagnetisierung nicht zwingend zu sein scheint. In Punkt 14 fällt wieder das selbe Phänomen wie in Punkt 5 in Form von Domänen

Punkt 1:  $B = 13.9 \text{ mT}$ Punkt 2:  $B = 0.3 \text{ mT}$ Punkt 3:  $B = -1.5 \text{ mT}$ Punkt 4:  $B = -1.7 \text{ mT}$ Punkt 5:  $B = -1.9 \text{ mT}$ Punkt 6:  $B = -1.95 \text{ mT}$ Punkt 7:  $B = -2.0 \text{ mT}$ Punkt 8:  $B = -2.4 \text{ mT}$ Punkt 9:  $B = -2.9 \text{ mT}$ Punkt 10:  $B = -4.7 \text{ mT}$ Punkt 11:  $B = -13.8 \text{ mT}$ Punkt 12:  $B = -0.2 \text{ mT}$

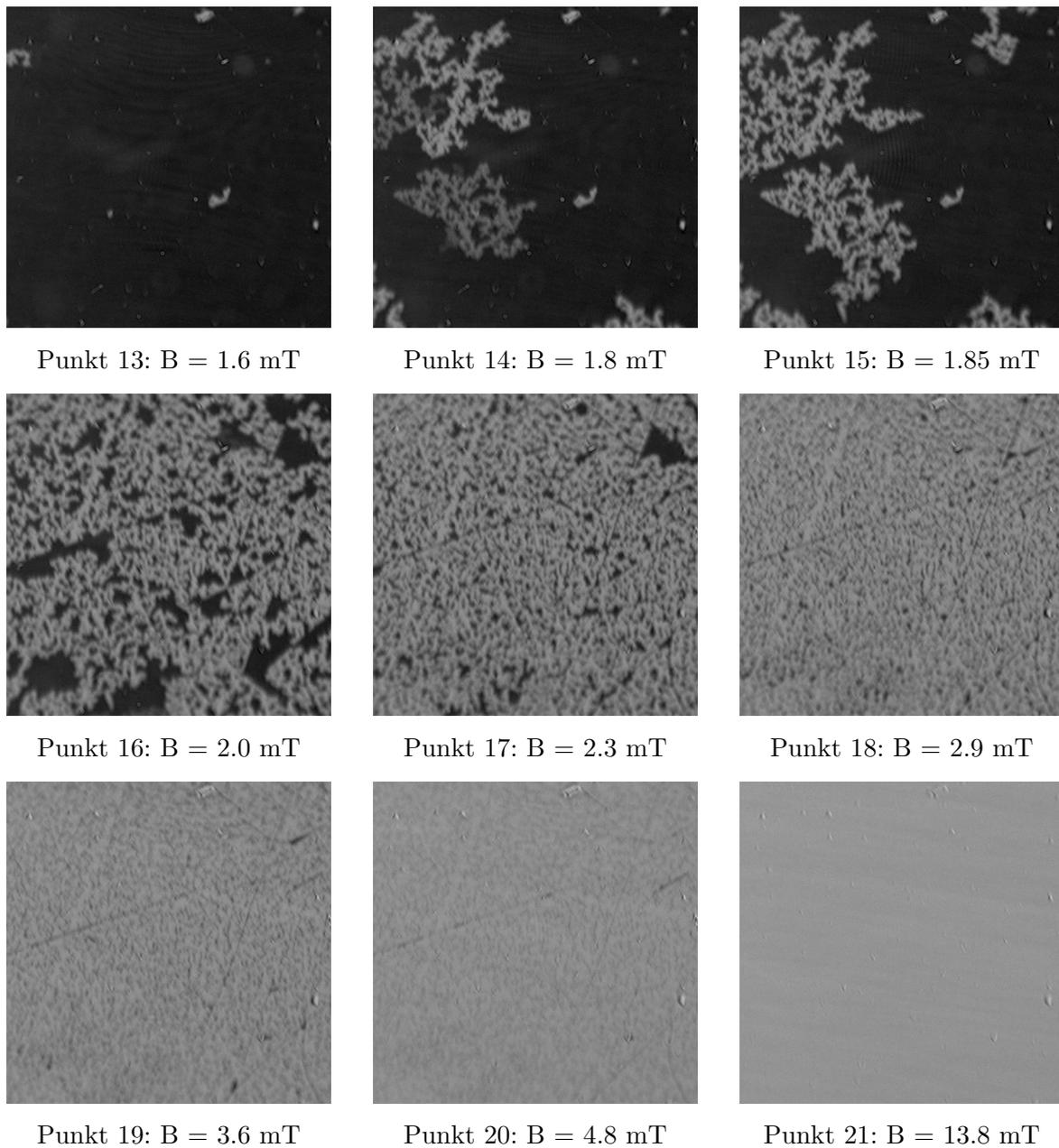


Abbildung 6.5: Domänenstrukturen von FeGd, aufgenommen mit polarer Kerr-Mikroskopie

mittlerer Graustufe auf. Dies kann jedoch wie oben auf Magnetfeldschwankungen während der Belichtung zurückgeführt werden.

Auffällig sind in den Punkten 16 und 17 auch wieder die durch Kratzer bedingten Aussparungen der Ummagnetisierung. Im Punkt 21 ist die Probe schließlich wieder in der selben Sättigungsmagnetisierung wie zu Anfang.



## Kapitel 7

# Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Erweiterung eines bestehenden UHV-System, das strukturelle Messmethoden, die Probenpräparation im UHV und das Schichtwachstum mittels MBE ermöglicht, durch eine UHV-MOKE-Kammer sowie die Entwicklung eines für in-situ-Messungen ausgelegten Kerr-Mikroskops auf der Grundlage eines Distanzmikroskops. Dadurch entstand zusätzlich zu den existierenden Messmethoden die Möglichkeit, Proben in situ magnetisch zu charakterisieren.

Dies wurde bei der Untersuchung des Systems Eisen auf Indiumarsenid ausgenutzt. Nach der Probenpräparation konnte durch LEED eine  $(4 \times 2)$ - beziehungsweise  $(8 \times 2)$ -Oberflächenrekonstruktion des InAs-Substrats nachgewiesen werden. Hierauf wurde eine dünne Eisenschicht von 12 Monolagen aufgedampft, deren magnetisches Verhalten richtungsabhängig in verschiedenen Kristallachsen durch den longitudinalen MOKE-Aufbau untersucht wurde. Dies konnte erstmals in der Arbeitsgruppe ohne die sonst für ex-situ-Messungen benötigten Deckschichten erfolgen. Das Ergebnis ist eine magnetisch uniaxiale Anisotropie, die auf eine ebenfalls anisotrope schichtdickenabhängige Relaxation der Gitterfehlانpassung von Eisen auf Indiumarsenid zurückzuführen ist. Dies stimmt unter der Berücksichtigung der Kristallachsen, die durch die Waferkonventionen gegeben sind, mit den Ergebnissen in [Xu98], [Xu99] und [Xu00] überein.

Der größte Teil dieser Arbeit bestand aus der Entwicklung eines Kerr-Mikroskops. Die mechanischen, optischen, elektrotechnischen sowie programmiertechnischen Aspekte der Konstruktion werden ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Hervorzuheben ist die Tatsache, dass das Kerr-Mikroskop einen stabilisierten DPSS-Laser als Lichtquelle verwendet. Das für einen Laser typische, bei Abbildungen störende, Specklemuster konnte durch eine Anordnung von rotierenden Scheiben beseitigt werden. Das Kerr-Mikroskop besitzt eine relativ geringe Auflösung von etwa  $2 \mu\text{m}$  bei einer Gegenstandsweite von 25 cm, was durch die schlechte numerische Apertur des Distanzmikroskops bedingt ist. Dies ist jedoch der Kompromiss, der aufgrund der Geometrie des UHV-Systems eingegangen werden muss.

Unter Normalbedingungen an Luft wurden sowohl Testmessungen zur polaren als auch zur longitudinalen Kerr-Mikroskopie durchgeführt.

Mit ersterer Anordnung konnte die Domänenstruktur eines Eisengadolinium-Multilagensystem

(0.5 nm Fe/0.5 nm Gd) $\times$ 70 auf Si(0 0 1)), dessen Hauptmagnetisierungsachse bei Raumtemperatur senkrecht zur Oberfläche orientiert ist, dargestellt werden. Die Kerr-Mikroskopie-Aufnahmen zeigten Domänen mit einer fraktalen Form.

Die longitudinalen Kerr-Mikroskopie-Messungen bestätigten die Theorie in Kapitel 2.2, wonach der polare Kerr-Effekt deutlich stärker als der longitudinale Kerr-Effekt ist. Es war dennoch möglich, die in-plane-Magnetisierung von Permalloy-Strukturen darzustellen. Diese wurden mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie und der UHV-Sputteranlage am Institut für Experimentalphysik IV hergestellt. Um einen genügend großen magnetischen Kontrast zu erreichen, war es erforderlich, den oben erwähnten stabilisierten DPSS-Laser als Lichtquelle einzusetzen und diesen durch thermische Kopplung bei konstanter Temperatur zu betreiben. Angesichts der Tatsache, dass sich die Größe der Domänen an der Auflösungsgrenze befindet, ergaben sich relativ gute Übereinstimmungen mit den OOMMF-Simulationen.

Eine weitere Messmöglichkeit, die sich während der Entwicklung des Kerr-Mikroskops ergab, ist die Aufnahme von Hysteresekurven ähnlich wie beim Standard-MOKE. Hierzu wird vom Messprogramm die mittlere Intensität der einzelnen Bilder einer Serie berechnet, die beim Durchfahren des Magnetfeldes wie bei der üblichen Hysteresekurve aufgenommen wird. Dieser Vorgang kann automatisiert ablaufen. Die Aufnahme von Hysteresekurven mit dem polaren Kerr-Mikroskop sollte auch dann noch möglich sein, wenn die Größe der Domänen unter der Auflösungsgrenze liegt.

Durch den Zusammenschluss des Kerr-Mikroskops mit dem UHV-System entsteht eine Apparatur, mit der der longitudinale als auch der polare magnetooptische Kerr-Effekt gemessen werden kann. Für letzteren wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Magnet in Form eines modifizierten Probenhalters konstruiert. Dieser ist schleusbar und lässt sich über die Transferstange elektrisch kontaktieren.

Mit den in-situ-Messmöglichkeiten, die hier entstanden sind, gibt es eine Reihe von Experimenten, die in Zukunft durchgeführt werden sollen.

Zum einen war es interessant, dass das Eisengadolinium-Multilagensystem (0.43 nm Fe/0.48 nm Gd) $\times$ 75 auf Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>), das in [Eim00] untersucht wurde, eine sehr ähnliche Domänenstruktur wie das in dieser Arbeit verwendete Eisengadolinium-Multilagensystem, allerdings auf einer viel kleineren Skala, zeigte. Dabei bestand nur ein kleiner Unterschied in den Dicken der einzelnen Schichten sowie ihrer Anzahl. Der Zusammenhang zwischen diesen Parametern und den Domänenstrukturen kann in Zukunft mit in-situ-Kerr-Mikroskopie-Messungen untersucht werden. Dabei ist die magnetische Charakterisierung bei abwechselndem Schichtwachstum von Eisen und Gadolinium durch Molekularstrahlepitaxie möglich. Wie bereits in Kapitel 6 erwähnt wurde, wäre es auch interessant, den Einfluss von Defekten, die auf der ferromagnetischen Oberfläche oder auf dem Substrat existieren können, auf die Domänennukleation beziehungsweise ihre Ausbreitung zu untersuchen.

Eine Anwendung, die durch die Zusammenarbeit mit dem Teilprojekt B10 des SFB491 geplant ist, betrifft das epitaktische Wachstum einer Eisenschicht auf einer Magnesiumoxidschicht als

Tunnelbarriere auf der Spaltfläche eines Halbleiters mit dem Ziel der polarisierten Spininjektion. Hier kann das longitudinale MOKE in situ verwendet werden, um das magnetische Verhalten der Eisenschicht richtungsabhängig zu untersuchen.

Insgesamt ist hier ein Messsystem entstanden, das eine effiziente magnetische Charakterisierung in Kombination mit strukturellen Methoden erlaubt. Diese kann ohne die für ex situ notwendigen Deckschichten erfolgen. Das ist zum einen zeitsparend, zum anderen wird es durch MOKE-Messungen bei gleichzeitigem Schichtwachstum möglich, Proben magnetisch sehr flexibel zu modellieren.



# Anhang

## A Liste der verwendeten Komponenten

Komponente	Beschreibung/Verwendung
Multifunktions-Datenerfassungsmodul NI PCI-6014 (National Instruments)	AD/DA-Wandlerkarte mit 16 Analogeingängen, 2 Analogausgängen und 8 Digital-I/O-Kanälen
Unipolares, fernsteuerbares Netzgerät DCS 33-33 (Sorensen)	Netzgerät, das den Strom für die Elektromagneten liefert; wird von NI PCI-6014 angesteuert
Optisches Breadboard, 1800 mm × 1000 mm × 60 mm, NBH51-Serie (Thorlabs)	Platte zur Befestigung optischer Komponenten aus nichtmagnetischem rostfreiem Stahl mit 25 mm M6 Raster
Systemschiene SYS 65 mit Langlöchern, 700 mm (Owis)	optische Bank
Systemschiene SYS 65 mit Langlöchern, 65 mm (Owis)	optische Bank
4-Seiten-Profil SYS 65, 750 mm (Owis)	optische Bank für die UHV-Kammer
Reiter SYS 65, 20 mm (Owis)	Reiter für optische Bank zur Befestigung von Aufnahmeplatten (Breite: 20 mm)
Reiter SYS 65, 65 mm (Owis)	Reiter für optische Bank zur Befestigung der Laser-Justiervorrichtung (Breite: 65 mm)
Plankonvexlinse, $d = 25$ mm (gefasst), $f = 80$ mm, entspiegelt (Owis)	Linse zum Aufweiten des Laserstrahls
Plankonkavlinse, $d = 25$ mm (gefasst), $f = -20$ mm, entspiegelt (Owis)	Linse zum Aufweiten des Laserstrahls
Plankonvexlinse, $d = 25$ mm (gefasst), $f = 100$ mm, entspiegelt (Owis)	Linse zum Fokussieren des Laserstrahls auf die Probe
Plankonkavlinse, $d = 25$ mm (gefasst), $f = -60$ mm, entspiegelt (Owis)	Linse zum Fokussieren des Laserstrahls auf die Probe (UHV-Aufbau)

Plankonvexlinse, $d = 50.8$ mm (ungefasst), $f = 113$ mm, entspiegelt (Newport)	Linse zum Fokussieren des Laserstrahls auf die Probe (UHV-Aufbau)
Aufnahmeplatte für gefasste Optiken (Owis)	Aufnahmeplatten für oben aufgeführte Linsen
XY-Justieraufnahmeplatte SYS 65 mit $d = 45$ mm (Owis)	x-y-Verstellmöglichkeit für den Fokus des Lasers
Reduziereinsatz, außen $d = 45$ mm auf $d = 25$ mm (Owis)	Adapter zwischen Linsenfassung und XY-Justieraufnahmeplatte
Transjustierung, $d = 45$ mm (Owis)	$\theta$ - $\varphi$ -Justiermöglichkeit für die Probe mit Feingewindeschrauben
Säule 12/16, 32.5 mm lang, mit Außengewinde M6 am Fuß (Owis)	Befestigung für die Transjustierung
Winkelverstelltisch V40, Aufnahme $d = 1$ " (Owis)	Winkelverstellmöglichkeit mit Feingewindeschraube für den Polarisator
CCD-Kamera (Finger Lakes Instrumentation)	CCD-Kamera mit USB-Schnittstelle und temperaturgeregeltem CCD-Chip, $512 \times 512$ Pixel
Glan Thomson Polarisator, gefasst ( $d = 1$ " ) (Thorlabs)	Apertur: $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ , Extinktion: $>100,000$ für $350 \text{ nm} < \lambda < 2.3 \mu\text{m}$
linearer Polarisationsfilter, gefasst ( $d = 67$ mm) (hama)	linearer Polarisationsfilter aus der Fotografie, wird als Analysator vor dem Distanzmikroskop eingesetzt
Anschlussbox für das Multifunktions-Datenerfassungsmodul (fakultätsinterne Elektronikwerkstatt)	Aufteilung von SCSI auf 8 Analogeingänge, 2 Analogausgänge und 4 Digital-I/O-Kanäle (jeweils BNC)
Relais zur Schaltung der Polarität des Spulenstroms ( $I_{\max} = 10$ A) (fakultätsinterne Elektronikwerkstatt)	Schaltung der Polarität über einen digitalen Ausgang an NI PCI-6014 (zusätzliche Spannungsversorgung über 12V-Netzteil)
Halter für Polarmagneten (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	Aufnahme für einen Magneten ( $d = 30$ mm) auf Höhe der optischen Achse ( $65$ mm)
Laser-Justierung (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	x-y- $\theta$ - $\varphi$ -Justiermöglichkeit für einen gefassten Diodenlaser

Mikroskop-Justiervorrichtung (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	Aufnahme des Distanzmikroskops ( $d = 113.5$ mm), seitlich und polar justierbar
UHV-Mikroskop-Justiervorrichtung (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	Justiervorrichtung für das Distanzmikroskop unter der MOKE-Kammer mit Schwalbenschwanzführung zur lateralen Einstellung
Plexiglasscheiben (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	eine Scheibe mit aufgerauter (sandgestrahlter) Oberfläche und eine mit keilförmigen Querschnitt (Dicke der Scheibe ändert sich von 10 mm auf 10.1mm), Durchmesser jeweils 84 mm
Elektromotoren (Typ Mabuchi 540)	Antrieb der Plexiglasscheiben
Befestigungsvorrichtung für die Elektromotoren (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	zur Befestigung der Elektromotoren an einer separaten optischen Bank
Befestigungsvorrichtung für die Elektromotoren am UHV-Aufbau (fakultätsinterne Feinmechanikwerkstatt)	zur Befestigung der Elektromotoren am 4-Seiten-Profil
Elektromagnet für polare Kerr-Mikroskopie	mit lackiertem Draht umwickelter, zylinderförmiger Weicheisenkern, Gesamtlänge: 220 mm, umwickelte Länge: 78 mm, Durchmesser: 29 mm, Windungen: $\approx 600$
Elektromagnet für longitudinale Kerr-Mikroskopie	mit lackiertem Draht umwickelter, torusförmiger Weicheisenkern, Durchmesser: 82.5 mm, Dicke: 25 mm, Windungen: 300
Elektromagnet für UHV-Kerr-Mikroskopie	modifizierter Halbleiterprobenhalter, ARMCO-Weicheisenkern wird durch Makor-Halterung isoliert, 100 Windungen mit kaptonisoliertem Kupferdraht von 0.7 mm Durchmesser
Hall-Sonde Honeywell SS496A1	Hall-Sonde zur Magnetfeldbestimmung; UHV-geeignet

QM 100 (Questar)	<p>Distanzmikroskop mit Gegenstandsweiten von 102 mm bis 355 mm</p> <table border="1" data-bbox="890 427 1219 931"> <thead> <tr> <th>g/mm</th> <th>n. A.<sup>1</sup></th> <th>s<sup>1</sup> /<math>\mu</math>m</th> </tr> </thead> <tbody> <tr><td>102</td><td>0.185</td><td>16</td></tr> <tr><td>152</td><td>0.139</td><td>28</td></tr> <tr><td>178</td><td>0.129</td><td>32</td></tr> <tr><td>203</td><td>0.126</td><td>34</td></tr> <tr><td>229</td><td>0.117</td><td>39</td></tr> <tr><td>254</td><td>0.115</td><td>41</td></tr> <tr><td>279</td><td>0.107</td><td>47</td></tr> <tr><td>305</td><td>0.098</td><td>56</td></tr> <tr><td>330</td><td>0.091</td><td>65</td></tr> <tr><td>355</td><td>0.084</td><td>77</td></tr> </tbody> </table> <p>g: Gegenstandsweite n. A.: numerische Apertur s: Schärfentiefe</p>	g/mm	n. A. <sup>1</sup>	s <sup>1</sup> / $\mu$ m	102	0.185	16	152	0.139	28	178	0.129	32	203	0.126	34	229	0.117	39	254	0.115	41	279	0.107	47	305	0.098	56	330	0.091	65	355	0.084	77
g/mm	n. A. <sup>1</sup>	s <sup>1</sup> / $\mu$ m																																
102	0.185	16																																
152	0.139	28																																
178	0.129	32																																
203	0.126	34																																
229	0.117	39																																
254	0.115	41																																
279	0.107	47																																
305	0.098	56																																
330	0.091	65																																
355	0.084	77																																

---

<sup>1</sup>nach Angaben des Herstellers

## B Parameter und Skript der OOMMF-Simulationen

### B1 *mmProbEd*-Parameter der quadratischen Py-Strukturen

$M_s$  (A/m):  $860 \cdot 10^3$   
 $A$  (J/m):  $10.5 \cdot 10^{-12}$   
 $K_1$  (J/m<sup>3</sup>): 0  
 Damp Coef.: 0.5  
 Part Width (m):  $35 \cdot 10^{-6}$   
 Part Height (m):  $35 \cdot 10^{-6}$   
 Part Thickness (m):  $100 \cdot 10^{-9}$   
 Converge  $|m \times h|$  Value:  $10^{-5}$   
 Randomizer Seed: 0  
 Number of Field Ranges: 2  
  
 x: 0.02   y: 0   z: 0   x: -0.02   y: 0   z: 0   steps: 100  
 x: -0.02   y: 0   z: 0   x: 0.02   y: 0   z: 0   steps: 100

### B2 *Oxsi*-Skript der Py-Ringe

```

# MIF 2.1
#
# Py Ring
#

set pi [expr 4*atan(1.0)]
set mu0 [expr 4*$pi*1e-7]

RandomSeed

Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {0 150e-6}
  yrange {0 150e-6}
  zrange {0 20e-9}
}

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {400e-9 400e-9 20e-9}
  atlas :atlas
}

# Exchange
  
```

```

Specify Oxs_UniformExchange {
  A 10.5e-12
}

# Demag
Specify Oxs_Demag {}

# Zeeman Energy
# Field in Oersted !!
Specify Oxs_UZeeman {
  multiplier 79.577472
  Hrange {
    { 200 0 0 -200 0 0 100}
    { -200 0 0 200 0 0 100}
  }
}

# Evolver
Specify Oxs_EulerEvolve {
  alpha 0.5
  start_dm 0.01
}

# Driver
Specify Oxs_TimeDriver {
  evolver Oxs_EulerEvolve
  stopping_dm_dt 0.01
  mesh :mesh
  stage_count 0
  stage_iteration_limit 0
  total_iteration_limit 0
  Ms { Oxs_ScriptScalarField {
    atlas :atlas
    script_args { rawpt }
    script Ring
  }
}
  m0 { Oxs_UniformVectorField { norm 1 vector {1.0 0.001 0.001} }}

  basename Py_Ring
}

#

```

```
proc Ring { x y z } {  
  set Ms 8e5  
  set diam2 150e-6  
  set diam1 100e-6  
  set r2 [expr $diam2/2.0 ]  
  set r1 [expr $diam1/2.0 ]  
  set xrad [expr ($x - $r2) ]  
  set yrad [expr ($y - $r2) ]  
  set rho [expr $xrad*$xrad+$yrad*$yrad ]  
  set sqr2 [expr $r2*$r2 ]  
  set sqr1 [expr $r1*$r1 ]  
  if { [expr ($rho>$sqr1) && ($rho<$sqr2) ] } {  
    set Mss $Ms  
  } else {  
    set Mss 0.0  
  }  
  
  return $Mss  
}  
  
#  
proc Dot { Ms x y z } {  
  set xrad [expr 2.*$x - 1.0 ]  
  set yrad [expr 2.*$y - 1.0 ]  
  set test [expr $xrad*$xrad+$yrad*$yrad]  
  if {$test>1.0} {return 0}  
  return $Ms  
}  
  
#END
```



# Literaturverzeichnis

- [Alo98] Alonso, M., Finn, E. J.: *Quantenphysik und statistische Physik*, R. Oldenbourg Verlag, 1998
- [Arg55] Argyres, P. N.: *Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics*, Phys. Rev. **97** 334, 1955
- [Arg00] Argyle, B. E.: *New laser illumination method for Kerr microscopy*, J. Appl. Phys. **87** 6487, 2000
- [Azz96] Azzam, R. M. A.: *Ellipsometry and polarized light*, North-Holland personal library, 1996
- [Ber99] Bergmann Schäfer: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 2, Elektromagnetismus*, Walter de Gruyter, 1999
- [Ber93] Bergmann Schäfer: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*, Walter de Gruyter, 1993
- [Ber92] Bergmann Schäfer: *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 6, Festkörper*, Walter de Gruyter, 1992
- [Bla05] Wastlbauer, G.: *Structural and magnetic properties of ultrathin epitaxial Fe films on GaAs(001) and related semiconductor substrates*, Advances in Physics **54** 137, 2005
- [Böh05] Böhm, I.: *Strukturelle und magnetische Untersuchungen an Co<sub>2</sub>MnGe-Multilagen*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2005
- [Cho01] Choi, B. C.: *Ultrafast Magnetization Reversal Dynamics Investigated by Time Domain Imaging*, Phys. Rev. Letters **86** 728, 2001
- [Eim00] Eimüller, T.: *Quantitative imaging of magnetization reversal in FeGd multilayers by magnetic transmission x-ray microscopy*, J. Appl. Phys. **87** 6478, 2000
- [Eim06] Eimüller, T.: *Moderne Mikroskopie*, Vorlesung an der Ruhr-Universität Bochum, 2006
- [Fli97] Fließbach, T.: *Elektrodynamik*, Spektrum Akademischer Verlag, 1997

- [Gie96] Giergiel, J.: *In situ Kerr microscopy for ultrahigh vacuum applications*, Review of Scientific Instruments, 1996
- [Hei28] Heisenberg, W.: *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeitschrift für Physik (Vol. 49), Springer-Verlag, 1928
- [Hen94] Henzler, M.: *Oberflächenphysik des Festkörpers*, Teubner Studienbücher, 1994
- [Hil03] Hillebrands, B.: *Einführung in die Spindynamik I*, Graduiertenkolleg-Ringvorlesung, Universität Kaiserslautern, 2003
- [Höl04] Höllinger, R.: *Statische und dynamische Eigenschaften von ferromagnetischen Nano-Teilchen*, Dissertation, Universität Regensburg, 2004
- [Jac93] Jackson, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, 1993
- [Kne62] Kneller, E.: *Ferromagnetismus*, Springer-Verlag, 1962
- [Kne03] Knepe, M.: *Initiale Nukleation bei der Deposition von Eisen auf Silizium und In-As(001)*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2003
- [Kös56] Köster, W.: *Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve*, Springer-Verlag, 1956
- [Kum01] Kumpf, C.: *Subsurface Dimerization in III-V Semiconductor (001) Surfaces*, Phys. Rev. Lett. **86** 3586, 2001
- [Mar07] Marti, O.: *Physikalische Elektronik und Messtechnik*, Vorlesungsskript, Universität Ulm, 2007
- [Mes01] Meschede, D.: *Gerthsen Physik*, Springer-Verlag, 2001
- [Ost95] Ostiguy, J.-F.: *Comparing LTV and ARMCO Magnetic Steel*, AD Accelerator Physics BNL, 1995
- [Phy07] Physikalisches Praktikum: *Magnetooptischer Kerr-Effekt*, RWTH Aachen, 2007
- [Red07] Redeker, B., private Mitteilung
- [Rie01] Riegert, A.: *Der Einfluss der Dipolarwechselwirkung auf die Nichtgleichgewichtsstrukturbildung in getriebenen ferromagnetischen Filmen*, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001
- [Sch02] Schmitte, T.: *Bragg-MOKE and Vector-MOKE Investigations: Magnetic Reversal of Patterned Microstripes*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2002
- [Sch06] Schumann, A.: *Magnetische Grundzustände mikrostrukturierter Dipolanordnungen*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2006

- [Spo04] Spoddig, D.: *Untersuchung mittels Ferromagnetischer Resonanz an Kobalt-, Nickel- und Eisen-Filmen aus elektrochemischer und molekularepitaktischer Abscheidung*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2004
- [Sug27] Sugiura, Y.: *Über die Eigenschaften des Wasserstoffmoleküls im Grundzustande*, Zeitschrift für Physik (Vol. 45), Springer-Verlag, 1927
- [Tin96] Tinkham, M.: *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, 1996
- [Urb05] Urban, C.: *Aufbau einer UHV-MOKE-Messapparatur und Messungen von Eisen-schichten auf Indiumarsenid und Galliumarsenid*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2005
- [Wes02] Westphalen, A.: *Herstellung und Charakterisierung von spontan gebildeten Nanostrukturen*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 2002
- [Xu98] Xu, Y. B., *Single crystal Fe films grown on InAs(100) by molecular beam epitaxy*, Applied Physics Letters **73** 399, 1998
- [Xu99] Xu, Y. B.: *Structure and magnetic properties of epitaxial Fe films on GaAs(100) and InAs(100)*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **198-199** 703, 1999
- [Xu00] Xu, Y. B.: *Anisotropic lattice relaxation and uniaxial magnetic anisotropy in Fe/InAs(100)-4×2*, Physical Review B **62** 1167, 2000
- [Xue97] Xue, Q. K.: *In-rich 4×2 reconstruction in novel planar growth of InAs on GaAs(001)*, Journal of Vacuum Science & Technology B **15** 1270, 1997
- [Zei91] Zeidler, T.: *Magneto-Optische Untersuchungen an epitaktischen Schichten*, Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, 1991



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich den Personen danken, die zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Als erstes gilt mein Dank Professor Dr. Ulrich Köhler für die interessante Themenstellung und seine motivierende Betreuung.

Meinen Kollegen Ralf Funke, Martin Kroll und Carsten Godde danke ich für eine sehr angenehme und humorvolle Atmosphäre im Labor und auch außerhalb.

Bei Cornelia Leschke und Elisabeth Bartling möchte ich mich für die stete Hilfsbereitschaft bei technischen Problemen bedanken. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch Horst Glowatzki für seine "Ein-Handgriff-Lösungen" sowie seine aufheiternden Anekdoten.

Für die technische Umsetzung der zahlreichen Konstruktionspläne sowie für die Verbesserungsvorschläge möchte ich mich bei den Mitarbeitern der E-Werkstatt und der Feinmechanikwerkstatt bedanken.

Weiterhin danke ich Dr. Thomas Eimüller für das Bereitstellen der Proben sowie seine hilfreichen Tips, die zur Konstruktion des Kerr-Mikroskops beigetragen haben.

Dr. Oleg Petravic möchte ich für die Hilfe beim Umgang mit dem REM und bei der Probenstrukturierung durch Elektronenstrahlithographie danken.

Professor Dr. Kurt Westerholt danke ich für seine Erklärungen zum Thema Magnetismus.

Mein Dank gilt auch Christian Urban für die Heranführung an das Thema sowie die Einführung in den Laboralltag.

Bochum, August 2007

Sani Noor