

Konstruktion eines Kerr-Mikroskops mit Einsatzmöglichkeit im Ultrahochvakuum

BACHELORARBEIT

IM
STUDIENGANG
„BACHELOR OF SCIENCE“
IM FACH PHYSIK



AM INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK IV
ARBEITSGRUPPE OBERFLÄCHENPHYSIK
PROF. DR. U. KÖHLER

AN DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
DER RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

VON
CHRISTIAN KLUMP
AUS
WESEL

BOCHUM 2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Magnetische Phänomene	5
2.1.1	Diamagnetismus	5
2.1.2	Paramagnetismus	6
2.1.3	Ferromagnetismus	6
2.1.4	Domänen	6
2.2	Magnetooptischer Kerr-Effekt	7
2.2.1	Kontrastentstehung bei der Kerr-Mikroskopie	11
3	Experimenteller Aufbau	14
3.1	Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen	14
3.1.1	Der polare Aufbau	14
3.1.2	Der longitudinale Aufbau	15
3.1.3	Das Schwarzschild-Objektiv	17
3.1.4	Die Polarisatoren	17
3.1.5	Die Lichtquelle	19
3.1.6	Die Software	20
3.2	Kerr-Mikroskopie unter UHV-Bedingungen	22
3.2.1	Anforderungen an den UHV-Aufbau	22
3.2.2	Konstruktion einer UHV-Messkammer	23
3.2.3	Integration der Messkammer mit dem Kammer-System	27
4	Messungen	28
4.1	Testmessungen bei Normalbedingungen	28
4.2	Auflösungsmessung	34
4.3	Eichung des Magnetfelds	36
5	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Literaturverzeichnis	41

1 Einleitung

Ziel dieser Arbeit ist es, ein Kerr-Mikroskop zu entwickeln, mit dem Proben im Ultra-Hoch-Vakuum räumlich aufgelöst magnetisch charakterisiert werden können.

Das Interesse an magnetischen Prozessen wird in der Industrie bestimmt durch den ständig wachsenden Bedarf an digitalen Speichermedien. So arbeiten viele digitale Speicher nach einem magnetischen Prinzip. Dies gilt zum Beispiel für die MiniDisk und die MOD (Magneto Optical Disk), vor allem aber für die am weitesten verbreiteten und derzeit auch größten verfügbaren digitalen Speichermedien Festplatte und Magnetband.

Um die magnetischen Prozesse in Ferromagneten zu verstehen, ist die Beobachtung der Struktur und Dynamik von magnetischen Domänen eine wichtige Informationsquelle. Das Sichtbarmachen von magnetischen Domänen gelang 1932 erstmals Francis Bitter, indem er mikrometergroße Fe_2O_3 -Teilchen in einer Suspension auf die zu untersuchende Oberfläche brachte [Bit32]. Diese sammelten sich im Streufeld an den Orten des größten magnetischen Feldes – den Domänenwänden. Schon 1877 wurde von John Kerr der magnetooptische Kerr-Effekt entdeckt. Linear polarisiertes Licht ändert nach Reflexion an einer metallischen Oberfläche abhängig von deren Magnetisierung seine Polarisationsrichtung. Es gelang jedoch erst 1951, den Kerr-Effekt für die Beobachtung von magnetischen Domänen zu nutzen [WFW51].

Die magnetische Untersuchung mittels der Kerr-Mikroskopie hat gegenüber der Bittertechnik den Vorteil, dass sie berührungslos ist und damit auch in-situ anwendbar ist. Weiterhin genügen im Vergleich zu anderen Untersuchungsmethoden schon relativ geringe Lichtintensitäten, wodurch die Probe während der Messung nicht verändert wird.

In der Arbeitsgruppe werden Rastertunnelmikroskopie (STM) und in-situ MOKE (magnetooptischer Kerr-Effekt) als Messmethoden eingesetzt, um die Struktur und den Magnetismus von dünnen ferromagnetischen Schichten zur Spininjektion in Halbleitermaterialien wie Galliumarsenid (GaAs) zu untersuchen. Mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) werden diese Schichten in einer UHV-Kammer abgeschieden und können ohne störende Abdeckschichten zum Oxidationsschutz direkt in der gleichen Apparatur charakterisiert werden. Im Mittelpunkt stehen dabei die Wachstums- und Strukturuntersuchungen mittels STM an Schichtsystemen wie Fe, Fe_3Si oder CrSb, die als mögliche Spininjektoren in Halbleitern geeignet sind. Die Möglichkeit, mittels MOKE die Schichten magnetisch in-situ im UHV zu charakterisieren, erlaubt

es, eine direkte Korrelation zwischen Struktur und Magnetismus herzustellen, da die Schichten keinerlei Veränderung unterzogen sind. Andererseits ist es auch möglich, gezielt eine Bedeckungsserie an nur einer Probe zu untersuchen, d. h. während der sukzessiven Schichtabscheidung können magnetische und strukturelle Untersuchungen vorgenommen werden.

Zwar existiert in der Arbeitsgruppe schon ein in-situ MOKE-Aufbau, mit dem es möglich ist, räumlich über die Probe integriert Hysteresekurven aufzunehmen. Die örtlich aufgelöste Beobachtung eröffnet jedoch eine weitere Dimension für das Verständnis der magnetischen Vorgänge der Probe. Die Anforderungen an das Mikroskop waren durch die vorhandenen Messsysteme gegeben. So sollte das Kerr-Mikroskop mit einer vorhandenen UHV-Kammer integriert werden und in der Lage sein, dessen Probenhalter aufzunehmen. Des Weiteren musste der Platzbedarf so gering wie möglich gehalten werden, bei der gleichzeitigen Möglichkeit, nach geringfügigem Umbau sowohl in polarer als auch in longitudinaler Geometrie messen zu können. Ziel der Arbeit war es also, einen schon vorhandenen ex-situ-Aufbau für polare Kerr-Mikroskopie weiter zu entwickeln, sodass er für longitudinale Messungen umrüstbar ist. Des Weiteren sollte im Rahmen dieser Arbeit eine UHV-Kammer gezeichnet und gebaut werden, die den oben genannten Anforderungen entspricht.

2 Theoretische Grundlagen

Da mit einem Kerr-Mikroskop magnetische Domänen in ferromagnetischen Proben untersucht werden sollen, werden in 2.1 zunächst die verschiedenen magnetischen Phänomene qualitativ beschrieben. Danach wird in 2.1.4 die Entstehung und Entwicklung von Domänen kurz besprochen, um in 2.2 das Konzept und die verschiedenen Geometrien des magnetooptischen Kerr-Effekts zu erläutern, der die experimentelle Grundlage für diese Arbeit bildet.

2.1 Magnetische Phänomene

Die magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers ergeben sich aus den magnetischen Momenten der kleinsten magnetisch wirksamen Bausteine, den sogenannten Elementarmagneten. Diese magnetischen Momente werden durch drei verschiedene Ursachen hervorgerufen, die alle dem Eigen- beziehungsweise Bahndrehimpuls der Elektronen zugeordnet werden können.¹ Abhängig davon, welche Ursache für das magnetische Moment überwiegt, ordnet man magnetische Stoffe verschiedenen Kategorien zu.

2.1.1 Diamagnetismus

Beim Diamagnetismus werden die magnetischen Momente erst durch Anlegen eines äußeren Magnetfelds induziert. Der Effekt kann qualitativ mit dem Larmor-Theorem erklärt werden, das besagt, dass sich der Bewegung eines Elektrons in einem Magnetfeld eine Präzessionsbewegung störungsfrei überlagert. Die Ursache des Diamagnetismus ist also nicht der Bahndrehimpuls selbst, sondern dessen Änderung durch ein äußeres Feld. Die magnetische Suszeptibilität χ von Diamagneten ist negativ, sie werden also aus einem Magnetfeld herausgedrängt. χ ist allerdings so klein, dass Diamagnetismus keinen Kerr-Effekt hervorruft und deshalb für diese Arbeit unerheblich ist.

¹ Tatsächlich ist auch dem Kernspin ein magnetisches Moment zuzuordnen, das allerdings etwa 10^{-3} -mal kleiner ist als das magnetische Moment des Elektrons [Kit06] und deswegen für makroskopische magnetische Phänomene eine hier zu vernachlässigende Rolle spielt.

2.1.2 Paramagnetismus

Für den Paramagnetismus sind sowohl die Spins als auch der Bahndrehimpuls der Elektronen verantwortlich, die das magnetische Moment der Elektronen tragen. Da eine Ausrichtung der einzelnen magnetischen Momente durch thermische Effekte aber zerstört wird, misst man ohne äußeres Magnetfeld keine Magnetisierung. Die magnetischen Momente eines Paramagneten richten sich erst im Magnetfeld aus und liefern dann einen positiven Beitrag zu χ . Der Effekt des Paramagnetismus ist größer als der des Diamagnetismus und deshalb mit empfindlichen Kerr-Mikroskopen untersuchbar.

2.1.3 Ferromagnetismus

Es gibt Materialien, die ohne ein externes Feld eine spontane Magnetisierung zeigen. Diese spontane Magnetisierung, also die parallele Ausrichtung der Spins, wird von einer inneren Wechselwirkung hervorgerufen. Je nach Ausrichtung der Spins unterscheidet man Ferromagneten, bei denen die Spins parallel ausgerichtet sind, Antiferromagneten, bei denen die Spins antiparallel ausgerichtet sind und die Gesamtmagnetisierung Null ist und Ferrimagneten, bei denen die antiparallelen Spins sich betragsmäßig nicht kompensieren und zu einer Gesamtmagnetisierung größer Null führen.

Die zum Ferromagnetismus führende Wechselwirkung ergibt sich aus dem Pauli-Prinzip der Quantenmechanik. Danach dürfen zwei Elektronen eines Systems niemals in allen Eigenschaften übereinstimmen. Das hat zur Folge, dass der mittlere Abstand zwischen zwei Elektronen mit parallelem Spin größer ist, als der zwischen zwei Elektronen mit antiparallelem Spin. Durch den größeren Abstand sinkt jedoch der Coulomb-Anteil an der potentiellen Energie. Daher ist ein Zustand mit parallelen Spins energetisch günstig.

Dem entgegen wirkt die magnetostatische Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Die Wechselwirkungsenergie zwischen zwei Dipolen ist hier für antiparallele Ausrichtung der Dipole minimal, für parallele Ausrichtung jedoch maximal. Bei Ferromagneten überwiegt jedoch der Coulomb-Anteil der potentiellen Energie gegenüber dem Anteil der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, weshalb sich die magnetischen Momente insgesamt parallel ausrichten. Das führt dazu, dass ein Ferromagnet auf kleiner Skala ständig in Sättigung magnetisiert ist und daher der Kerr-Effekt auftritt.

2.1.4 Domänen

Wäre ein Ferromagnet vollständig bis zur Sättigung magnetisiert, so gäbe es große Streufelder, die eine hohe magnetische Energie besäßen. Um diese zu minimieren, zerfällt die Magnetisierung aller Ferromagneten ab einer bestimmten Mindestgröße

in mehrere Bereiche, innerhalb derer alle magnetischen Momente parallel ausgerichtet sind, die untereinander aber eine unterschiedlich ausgerichtete Magnetisierung haben. Dabei ist es möglich, dass ein Ferromagnet durch Ausbilden von Domänen die Streufeldenergie auf Null reduziert. Dies ist zum Beispiel für die Domänenstruktur in Abbildung 2.1a der Fall. Da die Bildung von Domänen aber nicht allein auf die Minimierung der magnetischen Energie zurückzuführen ist, sondern auch die Austauschenergie und die Anisotropieenergie eine Rolle spielen, sind Domänenstrukturen in der Praxis meistens sehr komplex und daher schwierig zu berechnen. [Kit06]

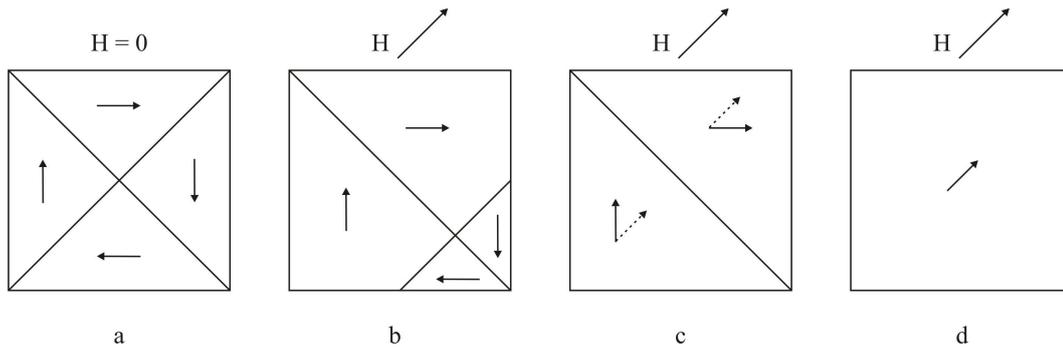


Abb. 2.1: Veränderung der magnetischen Domänen beim Anlegen eines äußeren Feldes. Abbildung aus [Noo07].

Legt man an einen Ferromagneten, der seine Gesamtenergie durch Domänenbildung minimiert hat, nun ein äußeres Feld an, so werden die Domänen, die nicht parallel zur Feldrichtung magnetisiert sind, energetisch ungünstiger. Damit muss sich die Domänenstruktur ändern, um wieder ein energetisches Minimum zu erreichen. Da Domänenwandverschiebungen nur relativ schwache Felder erfordern, geschieht dies zunächst dadurch, dass Domänen, die parallel zum Feld magnetisiert sind, wachsen, während andere Domänen entsprechend schrumpfen (siehe Abbildung 2.1b). Erhöht man das äußere Feld weiter, so können auch ganze Domänen ihre Magnetisierung in Richtung des Feldes drehen (siehe Abbildung 2.1c). Bei sehr großem Feld besteht der gesamte Ferromagnet schließlich nur noch aus einer Domäne, die in Richtung des äußeren Feldes magnetisiert ist (siehe Abbildung 2.1d).

2.2 Magnetooptischer Kerr-Effekt

Der magnetooptische Kerr-Effekt (MOKE) wurde 1877 vom schottischen Physiker John Kerr entdeckt. Wie beim schon 1846 entdeckten Faraday-Effekt kann man beim magnetooptischen Kerr-Effekt eine Rotation der Polarisationsrichtung beobachten, wenn man linear polarisiertes Licht auf eine magnetisierte Oberfläche strahlt. Da-

bei tritt der Faraday-Effekt in Transmission auf, der magnetooptische Kerr-Effekt hingegen in Reflexion.

Der magnetooptische Kerr-Effekt kann nach dem klassischen Lorentz-Drude-Modell anschaulich nachvollzogen werden. Dazu stellt man sich vor, dass der E-Feld-Vektor der einfallenden elektromagnetischen Welle die Elektronen in der Probe in Schwingungen versetzt. Ohne weitere Einwirkungen schwingen die Elektronen dabei parallel zum E-Feld-Vektor. Die Polarisationsrichtung der reflektierten Welle ergibt sich aus der Schwingungsebene der Elektronen in der Probe. Ist die Probe jedoch magnetisiert, so führt dies zu einer zusätzlichen Lorentzkraft auf die Elektronen, die senkrecht zu ihrer ursprünglichen Schwingungsrichtung wirkt und diese dreht. Damit dreht sich auch die Polarisationsrichtung des reflektierten Lichts.

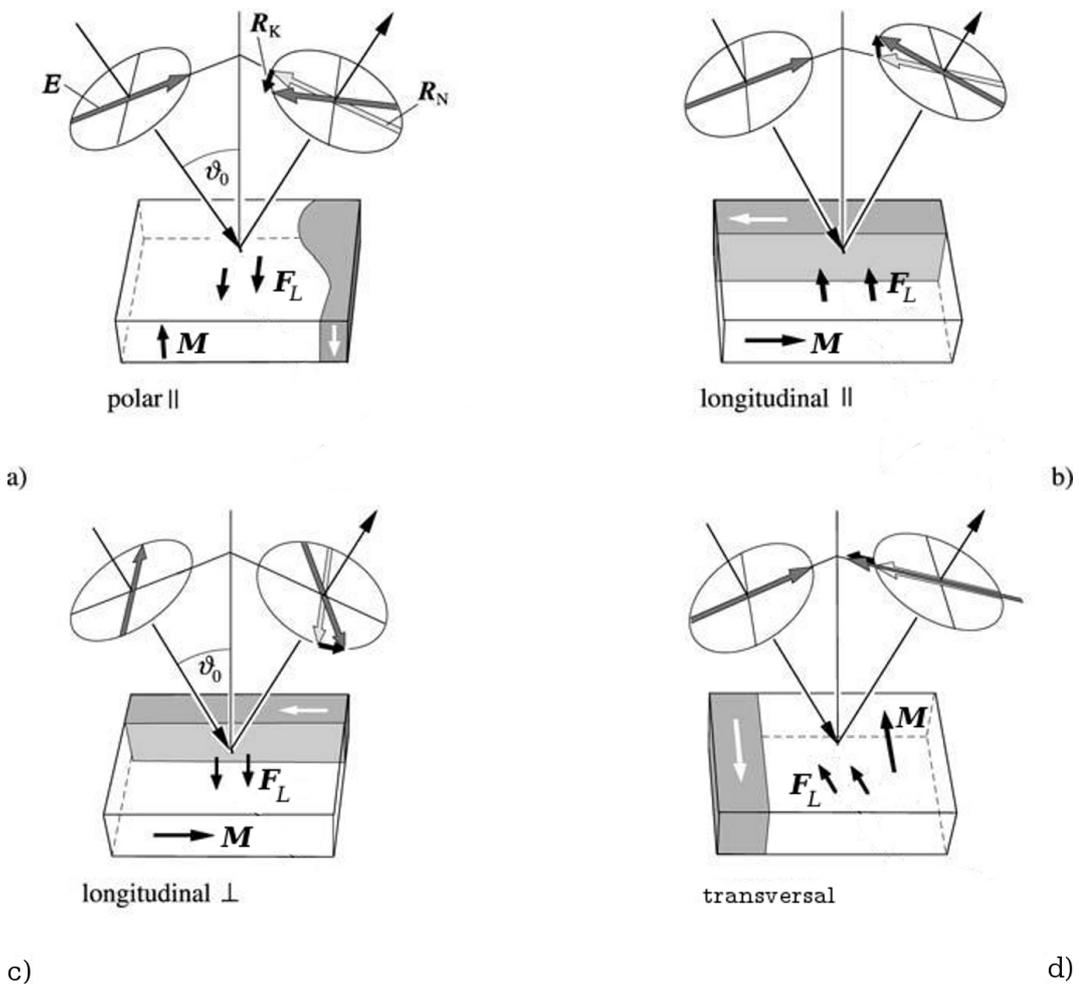


Abb. 2.2: Skizze der verschiedenen Geometrien des magnetooptischen Kerr-Effekts. Abbildung nach [HS09].

Bei der Beobachtung des magnetooptischen Kerr-Effekts gibt es drei verschiedene

Grundgeometrien. Diese unterscheiden sich hinsichtlich der Richtung der Probenmagnetisierung in Bezug auf die Ebene, die der einfallende und der reflektierte Strahl aufspannen (Einfallsebene), und sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Man unterscheidet den polaren (Abb. 2.2a), longitudinalen (Abb. 2.2b und c) und transversalen (Abb. 2.2d) Kerr-Effekt. Die Namen beziehen sich dabei jeweils auf die Richtung der Magnetisierung. Der polare Kerr-Effekt ist unabhängig von der Polarisationsrichtung des einfallenden Lichts. Bei Polarisation parallel zur Einfallsebene (p-polarisiert) ist der Effekt jedoch für $\vartheta_0 = 0^\circ$ am größten und nimmt mit steigendem Einfallswinkel ab, da der Anteil des E-Feld-Vektors, der senkrecht zur Magnetisierung steht, kleiner wird. Beim longitudinalen Kerr-Effekt unterscheidet man zusätzlich zwischen p-polarisiertem und s-polarisiertem einfallenden Licht (Polarisation parallel bzw. senkrecht zur Einfallsebene). Bei p-polarisiertem Licht gibt es für senkrechten Einfall, also $\vartheta_0 = 0^\circ$, keinen Effekt, da der E-Feld-Vektor und die Magnetisierung parallel sind, und sich daher keine Lorentzkraft ergibt. Bei s-polarisiertem Licht steht der E-Feld-Vektor unabhängig vom Einfallswinkel immer senkrecht zur Magnetisierung, jedoch zeigt die Lorentzkraft dabei senkrecht zur Oberfläche. Für senkrechten Einfall gibt es also keinen Kerr-Effekt, da die Lorentzkraft parallel zur Ausbreitungsrichtung des reflektierten Strahls zeigt. Für beide longitudinalen Geometrien steigt der Kerr-Effekt proportional zu $\sin \vartheta_0$. Bei der transversalen Geometrie beobachtet man keine Rotation der Polarisationsrichtung, sondern eine Änderung der Intensität. Für s-polarisiertes Licht sind E-Feld-Vektor und Magnetisierung immer parallel. Es gibt also keinen Kerr-Effekt. Bei p-polarisiertem Licht gibt es für senkrechten Einfall keinen Effekt, da die Lorentzkraft parallel zur Ausbreitungsrichtung des reflektierten Strahls zeigt. Mit steigendem ϑ_0 gibt es einen zunehmenden Anteil des E-Feld-Vektors senkrecht zur Probenoberfläche, was eine Lorentzkraft parallel zur Schwingungsrichtung der Elektronen in der Einfallsebene hervorruft und diese Schwingung damit verstärkt oder ihr entgegenwirkt, was schließlich zur Intensitätsmodulation des reflektierten Lichts führt. [HS09]

Neben der qualitativen Darstellung sind mit der klassischen Lorentz-Drude-Theorie auch einige quantitative Aussagen möglich. Dies soll hier für den Spezialfall des senkrechten Einfalls bei polarer Geometrie demonstriert werden. Es ist dabei allerdings zu beachten, dass es sich bei der Lorentz-Drude-Theorie nur um ein unvollständiges Modell handelt. So beschreibt sie nur die Situation lokalisierter Elektronen, die für typische Ferromagneten nicht gegeben ist. Außerdem hängt der Kerr-Effekt tatsächlich von der Magnetisierung der Probe ab und nicht, wie hier angenommen, vom extern angelegten Magnetfeld [Seb09]. Ziel ist es, die Größen des Kerr-Effekts, Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität, mit dem extern angelegten Magnetfeld in Verbindung zu bringen. Dazu berechnet man den Polarisationszustand der Welle in Abhängigkeit von den Brechungsindizes. Die Abhängigkeit des Kerr-Winkels und der Kerr-Elliptizität vom Polarisationszustand ist bekannt. Da die Brechungsindizes von den Elementen des Dielektrizitätstensors abhängen, kann man schließlich den Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität in Abhängigkeit des Magnetfelds darstellen. Die Vorgehensweise ist der in [Noo07] sehr ähnlich.

Eine linear polarisierte Welle lässt sich aus links- und rechtszirkular polarisierten Wellen zusammensetzen. Man betrachte eine solche Welle, die sich in z -Richtung ausbreitet und in x -Richtung linear polarisiert ist:

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{ein}} &= \frac{1}{2} (\vec{E}_+ + \vec{E}_-) \\ &= \frac{1}{2} E_0 \left[\begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \right]\end{aligned}\quad (2.1)$$

Für den Spezialfall des senkrechten Einfalls ergeben sich die Reflexionskoeffizienten aus den Fresnell'schen Formeln zu [Nie04]:

$$R_{\pm} = \frac{E_{\pm, \text{refl}}}{E_{\pm, \text{ein}}} = \frac{1 - n_{\pm}}{1 + n_{\pm}} \quad (2.2)$$

Daraus ergibt sich die reflektierte Welle zu:

$$\vec{E}_{\text{refl}} = \frac{1}{2} E_0 \left[R_+ \begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} + R_- \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(kz-\omega t)} \right] \quad (2.3)$$

Setzt man die Komponenten aus Gleichung 2.3 in den Polarisationszustand ein, so ergibt sich zusammen mit Gleichung 2.2:

$$\begin{aligned}\chi &= \frac{E_y}{E_x} = i \frac{R_+ - R_-}{R_+ + R_-} \\ &= i \frac{(1 - n_+) / (1 + n_+) - (1 - n_-) / (1 + n_-)}{(1 - n_+) / (1 + n_+) + (1 - n_-) / (1 + n_-)} = i \frac{n_- - n_+}{1 - n_+ n_-}\end{aligned}\quad (2.4)$$

Weiterhin wurde auch eine Beziehung zwischen Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität und dem Polarisationszustand in [Azz96] hergeleitet:

$$\chi = \frac{\tan \theta_k + i \tan \varepsilon_k}{1 - i \tan \theta_k \tan \varepsilon_k} \quad (2.5)$$

Da Kerr-Winkel und Kerr-Elliptizität üblicherweise sehr klein sind, kann man 2.5 vereinfachen zu:

$$\chi \approx \theta_k + i \varepsilon_k \quad (2.6)$$

Durch Gleichsetzen von Gleichung 2.4 und Gleichung 2.6 ergibt sich nach Einsetzen der komplexen Brechungsindizes:

$$\chi = i \frac{(n'_- - n'_+) - i (n''_- - n''_+)}{1 - (n'_+ - i n''_+) (n'_- - i n''_-)} \approx \theta_k + i \varepsilon_k \quad (2.7)$$

Dabei ist $n_{\pm} = n'_{\pm} - i n''_{\pm}$ der komplexe Brechungsindex. Durch Vergleich des Real- und des Imaginärteils beider Seiten von Gleichung 2.7 erhält man jeweils den Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität in Abhängigkeit vom Brechungsindex. Da der

Brechungsindex gemäß $n_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$ vom Dielektrizitätstensor abhängt, dessen Nichtdiagonalelemente ε_{xy} und ε_{yx} dem Magnetfeld proportional sind [Noo07], kann man Kerr-Winkel und -Elliptizität schließlich abhängig vom Magnetfeld beschreiben [Jac93]. In [Noo07] wird der Dielektrizitätstensor in Abhängigkeit des Magnetfeldes hergeleitet. Dazu wird die Bewegungsgleichung für ein Elektron im Lorentz-Drude-Modell unter zusätzlichem Einfluss eines elektrischen Feldes $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ und eines Magnetfeldes \vec{B}

$$m_e \ddot{\vec{r}} + m_e \gamma \dot{\vec{r}} + m_e \omega_0^2 \vec{r} = -e \vec{E} - e \dot{\vec{r}} \times \vec{B} \quad (2.8)$$

gelöst. Dabei beschreibt der zweite Term die Dämpfung des Elektrons und der dritte Term dessen harmonische Oszillation mit der Zyklotronfrequenz $\omega_0 = \frac{eB}{m_e}$. Mit der Lösung erhält man den Polarisationsensor α und über $\varepsilon_{ij} = \frac{n\alpha_{ij}}{\varepsilon_0} + \delta_{ij}$ den Dielektrizitätstensor

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} -\frac{C}{X} + 1 & -i\frac{e\omega BC}{X^2} & 0 \\ i\frac{e\omega BC}{X^2} & -\frac{C}{X} + 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.9)$$

mit $X = m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma)$ und $C = \frac{ne^2}{\varepsilon_0}$.

Zusammen mit Gleichung 2.7 und der Beziehung $n_{\pm}^2 = \varepsilon_{xx} \pm i\varepsilon_{xy}$, unter der Voraussetzung, dass $\varepsilon_{xx} \gg \varepsilon_{xy}$, erhält man schließlich den Kerr-Winkel und die Kerr-Elliptizität als Funktion der Komponenten des Dielektrizitätstensors und damit, gemäß Gleichung 2.9, in Abhängigkeit des Magnetfelds:

$$\theta_k = \Re \left(\frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}(\varepsilon_{xx} - 1)} \right) \quad (2.10)$$

$$\varepsilon_k = \Im \left(\frac{i\varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{xx}}(\varepsilon_{xx} - 1)} \right) \quad (2.11)$$

2.2.1 Kontrastentstehung bei der Kerr-Mikroskopie

Bei der Kerr-Mikroskopie nutzt man die oben beschriebene Drehung der Polarisationssebene in Abhängigkeit der Magnetisierung aus, um verschiedene magnetische Domänen abbilden zu können. Dazu verwendet man einen Polarisator, um das auf die Probe eingestrahlte Licht linear zu polarisieren und einen Analysator, um aus der Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Lichts eine Intensitätsänderung zu erzeugen, die man zum Beispiel mit einer CCD-Kamera erfassen kann. Da die Kerr-Rotation sehr klein ist, ist es wichtig, Polarisator und Analysator optimal einzustellen, um noch einen ausreichenden Kontrast zu erhalten. Die dazu notwendigen Überlegungen sollen im Folgenden kurz dargestellt werden.

Zunächst betrachtet man die Intensitätsverhältnisse des reflektierten Lichts vor und nach dem Analysator. Diese sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Wäre die Probe nicht magnetisiert, so wäre die Amplitude des reflektierten Lichts \vec{R}_0 . Durch den

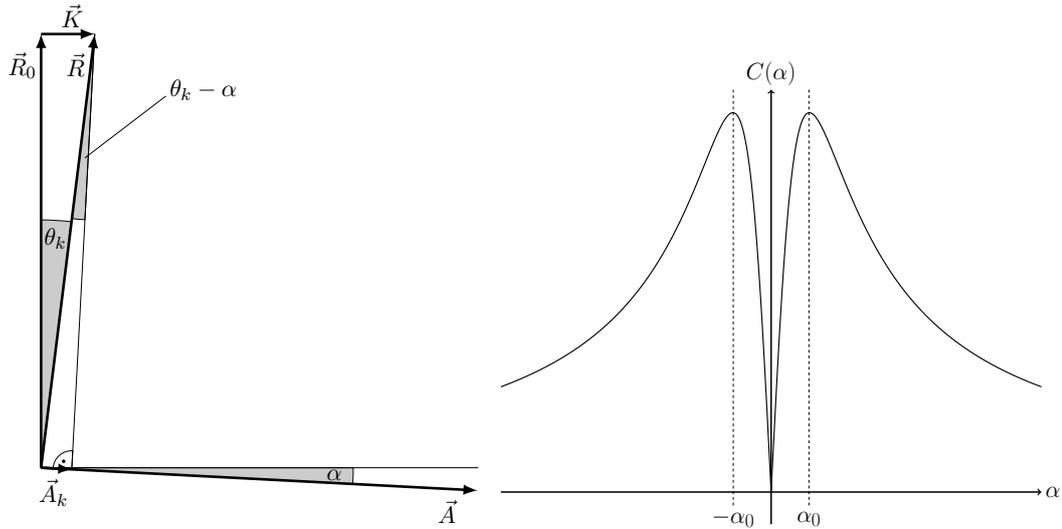


Abb. 2.3: Skizze der Amplituden vor und nach dem Analysator. \vec{R}_0 reflektierte Amplitude ohne Magnetisierung, \vec{R} reflektierte Amplitude bei Kerr-Rotation, \vec{K} Kerr-Komponente, \vec{A} Polarisationsrichtung des Analysators, \vec{A}_k reflektierte Amplitude hinter dem Analysator, θ_k Kerr-Winkel, α Winkel des Analysators bezüglich 90° zur Polarisatorstellung.

Abb. 2.4: Kontrast entgegengesetzt magnetisierter Domänen als Funktion des Analysatorwinkels. Die gestrichelten Linien zeigen die optimalen Analysatorwinkel α_0 für den besten Kontrast an.

Kerr-Effekt addiert sich jedoch die Kerr-Komponente \vec{K} hinzu. Die Amplitude, die hinter dem Analysator auftritt, ist die Projektion der Resultierenden \vec{R} auf die Polarisationsrichtung des Analysators \vec{A} :

$$\vec{A}_k = \vec{R} \sin(\theta_k - \alpha) \quad (2.12)$$

Nimmt man kleine Winkel θ_k an, so gilt $|\vec{R}| \approx |\vec{R}_0|$. Nimmt man weiterhin kleine Winkel α an, dann gilt $\sin(\theta_k - \alpha) \approx \theta_k - \alpha$. Daraus ergibt sich:

$$|\vec{A}_k| = |\vec{R}_0| (\theta_k - \alpha) \quad (2.13)$$

Da die Intensität proportional zum Quadrat der Amplitude ist [Rai06], kann man schreiben:

$$\begin{aligned} I &\propto R_0^2 (\theta_k - \alpha)^2 + I_S \\ &= R_0^2 \alpha^2 - 2\theta_k R_0^2 \alpha + (\theta_k^2 R_0^2 + I_S), \end{aligned} \quad (2.14)$$

wobei I_S die Intensität des eventuell vorhandenen Streulichts ist.

Man kann den Kontrast wie in [Nie04] definieren als:

$$C(\alpha) = \frac{|I^+(\alpha) - I^-(\alpha)|}{I^+(\alpha) + I^-(\alpha)}, \quad (2.15)$$

wobei I^+ und I^- die Intensitäten von entgegengesetzt magnetisierten Domänen sind. Damit gilt $\theta_k^- = -\theta_k^+$. Setzt man dafür nun das Ergebnis aus Gleichung 2.14 ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} C(\alpha) &= \frac{|-4\theta_k R_0^2 \alpha|}{2R_0^2 \alpha^2 + 2(\theta_k^2 R_0^2 + I_S)} \\ &= \frac{|2\theta_k \alpha|}{\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R_0^2}} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Den Analysatorwinkel für optimalen Kontrast findet man nun durch Extremwertbestimmung:

$$\begin{aligned} \frac{dC(\alpha)}{d\alpha} &= \frac{2\theta_k \cdot (\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R_0^2}) - 4\theta_k \alpha^2}{(\alpha^2 + \theta_k^2 + \frac{I_S}{R_0^2})^2} \stackrel{!}{=} 0 \\ \alpha_0^2 &= \theta_k^2 + \frac{I_S}{R_0^2} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Zur Überprüfung, ob es sich bei $\pm\alpha_0$ um Maxima oder Minima des Kontrastes handelt, wird Gleichung 2.16 in Abbildung 2.4 in Abhängigkeit des Analysatorwinkels α geplottet. Man erkennt, dass für $\alpha = 0$ kein Kontrast zwischen entgegengesetzt magnetisierten Domänen auftritt. Dies ist der Fall, da die Polarisationsrichtung des Analysators in diesem Fall exakt zwischen den Polarisations Ebenen des von zwei entgegengesetzt magnetisierten Domänen reflektierten Lichts liegt, und damit für beide Domänen die gleiche Intensität gemessen wird. Optimalen Kontrast erhält man also beim Analysatorwinkel $\alpha_0 = \pm(\theta_k^2 + I_S/R_0^2)^{1/2}$. Geht man davon aus, dass die Intensität des Streulichts I_S klein gegenüber der Intensität des von der Probe reflektierten Lichts R_0 ist, so ist der optimale Analysatorwinkel gleich der Kerr-Rotation und damit wie diese sehr klein. In der Praxis hat sich jedoch gezeigt, dass deutlich größere Analysatorwinkel von Vorteil sein können, da der Analysator bei Einstellung auf den Kerr-Winkel sehr nahe an der Auslöschung ist. Damit ist die messbare Intensität sehr klein, was längere Messzeiten und damit stark erhöhtes Rauschen hervorruft.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Kerr-Mikroskopie unter Normalbedingungen

Vor der Konstruktion einer Messkammer für das Ultrahochvakuum wurde das Kerr-Mikroskop in einem Vorversuch unter Normalbedingungen² aufgebaut, um die grundsätzliche Funktionsweise zu demonstrieren und um anhand erster Ergebnisse unter anderem die Auflösung und den Messbereich abschätzen zu können. Viele der hier verwendeten Konzepte entstammen [Noo07]. Große Teile des Aufbaus sind in [Gao11] entwickelt worden und sind übernommen und abgeändert worden.

3.1.1 Der polare Aufbau

Das gesamte Kerr-Mikroskop mit Ausnahme des Probenhalters und des Magneten wurde auf zwei optischen Bänken aufgebaut, die im rechten Winkel zueinander angeordnet waren. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die nachfolgenden Ziffern beziehen sich auf die Bezeichnungen in Abbildung 3.1. Auf der kürzeren optischen Bank befindet sich das ausgerichtete Ende des Lichtwellenleiters, welcher das Licht von der Lichtquelle (siehe Abschnitt 3.1.5) zum Aufbau führt, zusammen mit einer Linse mit Brennweite $f = 10 \text{ mm}$ (1), die als Kollimator wirkt, also das divergente Austrittsbündel des Lichtwellenleiters zu einem parallelen Strahlenbündel machen soll.³ Außerdem befindet sich hier der Polarisator (2). Das parallele Strahlenbündel trifft auf einen halbdurchlässigen Spiegel (3), der im 45° -Winkel auf der längeren optischen Bank montiert ist. Dieser lenkt ihn um 90° in Richtung des Objektivs (4) ab, welches das parallele Licht auf die Probe (5) fokussiert. Das reflektierte Licht, welches das Objektiv in entgegengesetzter Richtung durchläuft, wird durch dieses auf den CCD-Sensor der Kamera (8) abgebildet, wobei es den halbdurchlässigen Spiegel und den Analysator (6) durchläuft. Direkt vor der Kamera befindet sich ein Linienfilter (7), das nur die Wellenlänge der Lichtquelle (siehe Abschnitt 3.1.5) durchlässt, um Umgebungslicht möglichst zu unterdrücken. Mithilfe des Magneten (9) kann die Magnetisierung der Probe eingestellt werden, um später verschiedene

² „Normalbedingungen“ bedeutet in dieser Arbeit, dass der Druck dem aktuellen Luftdruck entspricht, also etwa 1000 mbar im Vergleich zu etwa 1×10^{-10} mbar im UHV.

³ Dies gelingt nur unvollkommen, da nur eine perfekte Punktlichtquelle, die in der Brennweite der Linse steht, vollkommen parallel würde. Das Ende des Lichtwellenleiters kann aber mit einem Kerndurchmesser von 2 mm nicht als punktförmig angesehen werden.

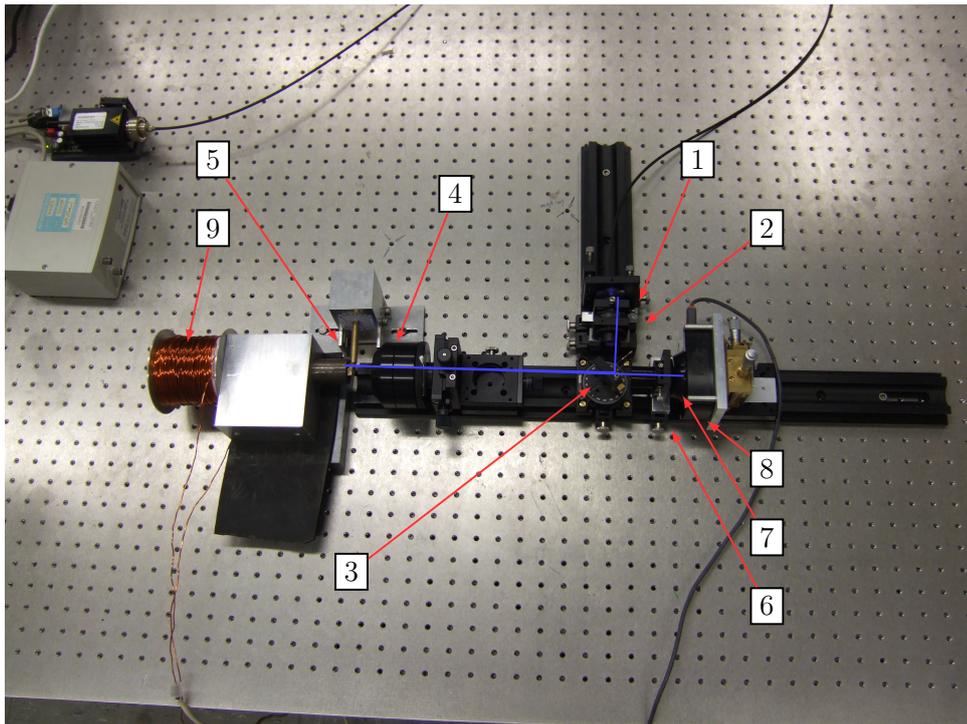


Abb. 3.1: Aufbau des Kerr-Mikroskops für die polare Messung mit (1) Kollimatorlinse, (2) Polarisator, (3) halbdurchlässigem Spiegel, (4) Schwarzschild-Objektiv, (5) Probenhalter mit Probe, (6) Analysator, (7) Linienfilter, (8) CCD-Kamera und (9) Elektromagnet in polarer Ausrichtung.

Stadien der Ummagnetisierung zu untersuchen. Sein Magnetfeld steht bei polarer Messung senkrecht zur Probenoberfläche.

3.1.2 Der longitudinale Aufbau

Eine der Anforderungen an das Kerr-Mikroskop war die Möglichkeit, sowohl in polarer als auch in longitudinaler Geometrie messen zu können, wobei der Aufbau nur minimal umgeändert werden sollte. Um dennoch den Lichteinfall auf die Probe unter einem möglichst großen Winkel zu erreichen, der für die longitudinale Messung nötig ist, wurde der Strahlengang dahingehend abgeändert, dass jeweils nur die Hälfte der Objektivapertur für das einfallende und ausfallende Strahlenbündel genutzt wird. Dadurch fallen alle einfallenden Strahlen in einem Winkel zwischen 0° und α auf die Probe und werden in einem Winkel zwischen 0° und $-\alpha$ reflektiert (siehe Abbildung 3.2). Dies wird dadurch erreicht, dass der halbdurchlässige Spiegel durch einen Spiegel mit hohem Reflexionskoeffizienten ersetzt wird, der jedoch nur die Hälfte des parallelen Strahlenbündels zum Objektiv reflektiert und daher auch nur die Hälfte der Objektivapertur ausleuchtet. Das reflektierte Licht verlässt das Objektiv durch

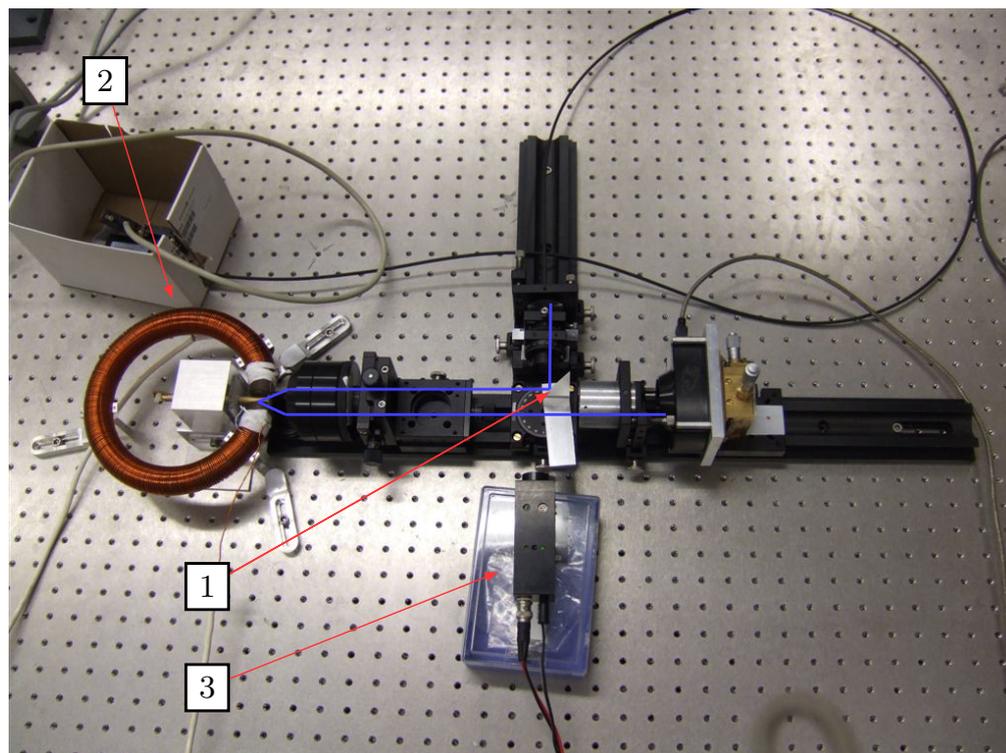


Abb. 3.3: Der Aufbau des Kerr-Mikroskops für die longitudinale Messung ist identisch dem für die polare Messung mit Ausnahme von (1) Spiegel, (2) Magnet und (3) zusätzlichem Photodetektor.

die andere Hälfte der Apertur und fällt deshalb auch am Spiegel vorbei in die Kamera. Der geänderte Aufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Bezeichnet sind nur die gegenüber dem polaren Aufbau veränderten oder hinzugekommenen Komponenten. Der Spiegel (1) ist zur Hälfte aus dem Strahlengang heraus geschoben und reflektiert nur die Hälfte des Strahlprofils in Richtung des Objektivs. Der Magnet des polaren Aufbaus wird durch einen Ringmagneten (2) ersetzt, dessen Magnetfeld parallel zur Probenoberfläche ausgerichtet ist. Außerdem ist auf dem Bild ein Photodetektor (3) zu sehen, der dazu benutzt wird, die Intensität der LED unabhängig vom Kerr-Signal zu messen und die LED gegebenenfalls nachzuregeln oder die Abweichungen bei der Auswertung zu berücksichtigen.

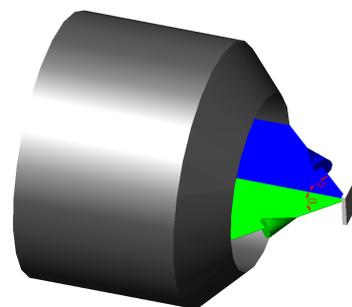


Abb. 3.2: Der Strahlengang durch das Objektiv in longitudinaler Geometrie. Dabei markiert die grüne Fläche alle möglichen einfallenden Strahlen, die blaue Fläche alle möglichen reflektierten Strahlen.

3.1.3 Das Schwarzschild-Objektiv

Beim zum Einsatz kommenden Objektiv handelt es sich um ein Schwarzschildobjektiv. Dies ist ein Spiegellinsenobjektiv, das aus zwei sphärischen Spiegeln besteht, dem kleinen konvexen Primärspiegel und dem großen konkaven Sekundärspiegel. Beide Spiegel haben einen gemeinsamen Mittelpunkt und ihre Radien stehen im Verhältnis 1 : 2,618. Der Strahlengang des in dieser Arbeit verwendeten Objektivs ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

Der Vorteil eines Spiegelobjektivs besteht darin, dass an Spiegeln als optischen Elementen kein Faraday-Effekt auftreten kann, wie er in einem Magnetfeld an Linsen auftritt. Dieser Effekt könnte die Messung bei Verwendung eines klassischen Linsenobjektivs stören, da sich das Objektiv sehr nah an der Probe und damit noch im Streufeld des Elektromagneten befindet. Weiterhin ist bei einem Spiegelobjektiv die chromatische Aberration Null, da an Spiegeln keine Dispersion auftritt. Dieser Effekt ist für das Kerr-Mikroskop aber unwichtig, da hier mit monochromatischem Licht beleuchtet wird, für das es keine chromatische Aberration gibt.

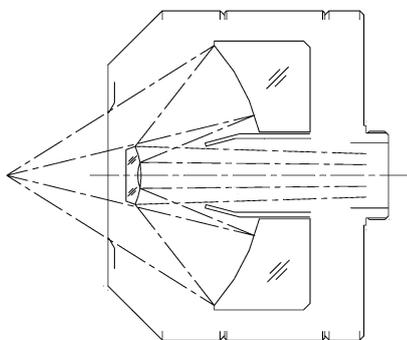


Abb. 3.4: Strahlengang des Schwarzschildobjektivs.

Schließlich ist der Arbeitsabstand mit etwa 23,3 mm gegenüber einem klassischen Mikroskopobjektiv sehr groß, was für den Aufbau des Kerr-Mikroskops unter UHV-Bedingungen entscheidend ist, da zwischen Probe und Objektiv noch eine Glasplatte passen muss, die den äußeren Atmosphärendruck aushält und damit einige Millimeter dick sein muss.

Da sich sowohl im Testaufbau unter Normalbedingungen als auch in der Probenkammer im Vakuum die Probe nicht verschieben lässt, kann man den zu untersuchenden Bildausschnitt auf der Probe nur mit der Verschiebung des Objektivs auswählen. Dazu ist das Objektiv an einem in alle drei Raumrichtungen verstellbaren Tisch befestigt. Die beiden zum Strahlengang senkrechten Richtungen dienen dabei zum Verschieben des Bildausschnitts und die zum Strahlengang parallele Richtung der Fokussierung.

3.1.4 Die Polarisatoren

Es wurden zunächst Glan-Thompson-Prismen sowohl für den Polarisator als auch für den Analysator verwendet. Ähnlich einem Nicols-Prisma besteht ein Glan-Thompson-Prisma aus zwei Calcit-Prismen, die entlang ihrer Spaltflächen durch ein Harz, meist Kanadabalsam, zusammengekittet sind. Dieser Kitt hat dabei einen Brechungsindex,

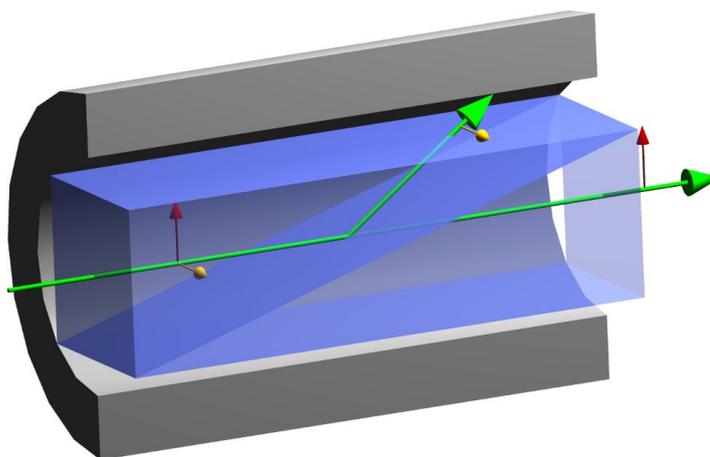


Abb. 3.5: Strahlengang des ordentlichen und außerordentlichen Strahls in einem Glan-Thompson-Polarisationsprisma. Gelbe Pfeile bezeichnen die Richtung des E-Feldvektors des ordentlichen Strahls, rote Pfeile die des außerordentlichen Strahls.

der zwischen den Indizes des Calcits für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl liegt.⁴ Dabei entsteht ein Quader, durch dessen parallele Stirnflächen das Licht eintritt bzw. das Prisma wieder verlässt. Weiterhin sind die beiden Prismen so geschnitten, dass die optische Achse parallel zu den Eintritts- bzw. Austrittsflächen steht. Dies hat zur Folge, dass auch der außerordentliche Strahl beim Eintritt in den Kristall nicht gebrochen wird. Der weitere Strahlengang im Prisma ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Treffen die beiden Strahlen auf die Kittfläche, so ist diese für den ordentlichen Strahl ein optisch dünneres Medium. Er wird an der Kittfläche totalreflektiert und verlässt das Prisma über eine Seitenfläche, wo er von der geschwärzten Fassung des Polarisators absorbiert wird. Für den außerordentlichen Strahl ist das Kanadabalsam jedoch ein optisch dichteres Medium, sodass er die Kittfläche nahezu ungestört durchdringen und das Prisma als linear polarisiertes Licht unabgelenkt wieder verlassen kann. Ein solches Glan-Thompson-Prisma kann ein Extinktionsverhältnis von über 100 000 : 1 erreichen, jedoch ist seine Apertur typischerweise eher klein (10 mm), da große Calcit-Kristalle sehr teuer sind. Alternativ wurde auch ein linearer Folienpolarisator verwendet, der eine sehr große Apertur hat, jedoch war das hiermit erreichbare Extinktionsverhältnis eher klein, was sich negativ auf den ohnehin schon sehr geringen Kerr-Kontrast ausgewirkt hat.

Später stellte sich heraus, dass der in Glan-Thompson-Prismen verwendete Kalkspat für UV-Licht nur eingeschränkt geeignet ist. Sein Transmissionskoeffizient beträgt bei der hier verwendeten Wellenlänge von 365 nm nur noch ungefähr 0,5. Durch die hohe

⁴ Der Brechungsindex von Kanadabalsam liegt bei $n_K = 1,542$. Die Brechungsindizes für den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl des Calcits sind $n_o = 1,658$, $n_a = 1,486$. [Nie04]

Absorption und die relativ hohe eingestrahlte Leistung wurde die Kittfläche des direkt vor der Lichtquelle platzierten Polarisators langsam zerstört und die sowieso schon geringe Transmission sank weiter ab. Um dieses Problem zu lösen, wurde das als Polarisator verwendete Glan-Thompson-Prisma durch ein α BBO Glan-Taylor-Prisma ersetzt. Dieses Polarisationsprisma funktioniert ähnlich wie das Glan-Thompson-Prisma. Jedoch wird anstatt des Kanadabalsams als Kittfläche ein Luftspalt zwischen den beiden Prismen eingesetzt. Da dieser durch hohe Intensitäten nicht zerstört werden kann, liegt die Zerstörschwelle des Glan-Taylor-Prismas bei etwa 5 W/cm^2 .⁵ Zusätzlich besteht das von uns benutzte Glan-Taylor-Prisma nicht aus Calcit, sondern aus Beta-Bariumborat (α BBO), dessen Transmissionskoeffizient bei $\lambda = 365 \text{ nm}$ über 90% ⁵ liegt, wodurch sich die absorbierte Leistung im Prisma deutlich verringert. Der Analysator ist einer sehr viel geringeren Leistungsdichte ausgesetzt, da er direkt vor der Kamera steht und auf dem Strahlengang durch das Mikroskop sehr viel Intensität verloren geht. Daher traten hier, trotz des schlechten Transmissionskoeffizienten bei der benutzten Wellenlänge, keine Zerstörungen und damit verbundene Intensitätsabnahmen auf. Deswegen wurde aus Kostengründen an dieser Stelle das Glan-Thompson-Prisma als Analysator beibehalten.

3.1.5 Die Lichtquelle

Als Lichtquelle standen ein Laser und eine Leuchtdiode zur Verfügung. Zunächst wurde der Laser benutzt, da man durch seine sehr kleine Strahldivergenz leichter paralleles Licht erhalten kann. Dabei hat der Laser den Nachteil, dass er kohärentes Licht erzeugt, was dazu führt, dass am Ort des Kamerasensors, wo die Intensität ortsaufgelöst gemessen wird, Interferenzen zwischen verschiedenen Teilbündeln des Laserstrahls, die statistische Phasen zueinander haben, da sie verschiedene Wege gelaufen sind, auftreten. Dies macht sich in einem statistisch verteilten Fleckmuster, den sogenannten Speckles, bemerkbar [Nie04]. Dies wurde mithilfe einer sogenannten Dekohärenz-Vorrichtung⁶, wie sie in [Noo07] beschrieben ist, behoben. Diese Vorrichtung besteht aus sich drehenden Plexiglasscheiben, welche durch eine aufgeraute Oberfläche und keilförmigen Querschnitt das Specklemuster innerhalb der typischen Belichtungszeit der Kamera soweit verschmieren, dass die Intensität homogen verteilt ist. Die schlecht gelagerten Elektromotoren, die die Plexiglasscheiben antreiben, erzeugten jedoch starke Vibrationen, die sich negativ auf die Bildschärfe und, wegen der Differenzbildmethode (siehe 3.1.6), auch auf den Kontrast auswirkten.

Wegen der Vibrationen wurde schließlich die Leuchtdiode eingesetzt, da man aufgrund der fehlenden Kohärenz bei ihr auf die Dekohärenz-Vorrichtung verzichten

⁵ Angaben beziehen sich auf das bei uns verwendete Prisma der Firma ThorLabs und sind der Hersteller-Webseite entnommen.

⁶ Tatsächlich ist der Ausdruck nicht korrekt, da die Kohärenz nicht mit Scheiben aufgehoben werden kann, die sich mit relativ zur Lichtgeschwindigkeit vernachlässigbarer Geschwindigkeit drehen [Noo07].

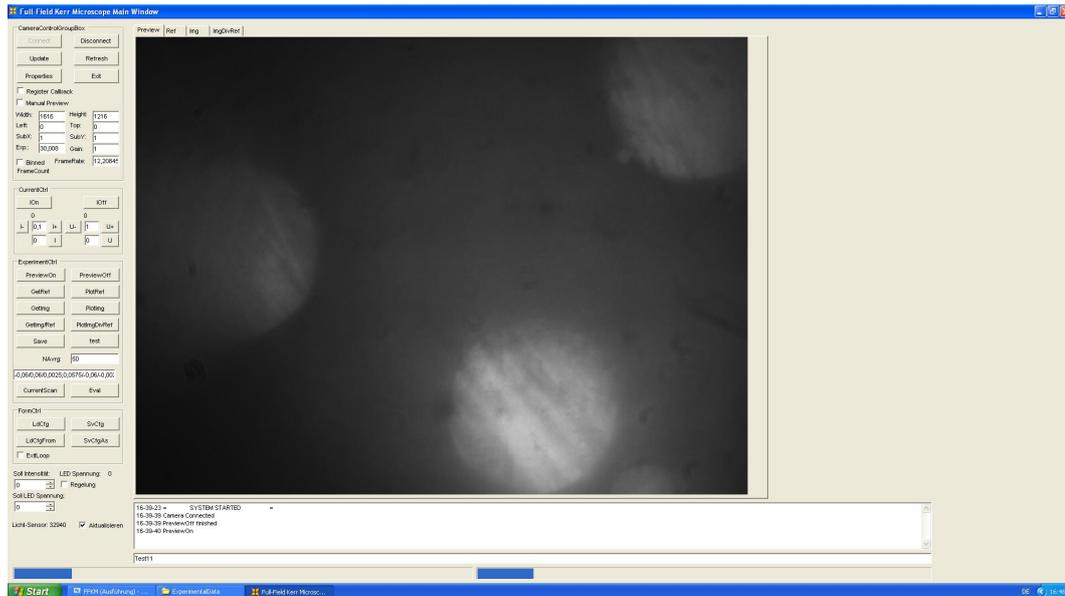


Abb. 3.6: Hauptfenster des Messprogramms.

kann. Als Nachteil steht dem aber die große Strahldivergenz und der recht große Strahlquerschnitt beim Austritt gegenüber. Dies führt dazu, dass man mit einer Linse kein vollständig paralleles Lichtbündel erzeugen kann, da die LED nicht mehr als Punktlichtquelle angesehen werden kann. Um aus dem divergenten Lichtbündel am Faseraustritt ein paralleles Lichtbündel von relativ kleinem Strahlquerschnitt zu machen, wird eine Linse mit einer Brennweite von 10 mm benutzt.

3.1.6 Die Software

Um die Bilder der CCD-Kamera zu verarbeiten und auszuwerten, wurde ein in Visual Basic geschriebenes Programm verwendet. Dieses Programm war aus dem Vorgängerprojekt von [Gao11] schon vorhanden, wurde aber im Laufe dieser Arbeit stark angepasst. Da der Programmcode sehr umfangreich ist, wird im Folgenden nur die Funktionsweise der wichtigsten Teile kurz dargestellt.

Die Hauptaufgabe des Programms während der Messung ist es, durch Steuerung des Spulenstroms durch den Elektromagneten das gewünschte Magnetfeld herzustellen und dann das Kamerabild abzuspeichern. Da das Signal-Rausch-Verhältnis der Kamerabilder bedingt durch das sehr kleine Kerr-Signal äußerst gering ist, werden gewöhnlich viele (100 – 1000) Bilder für jeden Messpunkt aufgenommen. Um das ohnehin schon umfangreiche Datenaufkommen einer Messung zu reduzieren, wird nur jeweils ein Bild pro Messpunkt abgespeichert, bei dem jedes Pixel den Mittelwert der Pixel aller Bilder dieses Messpunkts an dieser Stelle im Bild darstellt.

Um einen schnellen Überblick über die magnetischen Eigenschaften der Probe zu bekommen, ist es häufig hilfreich, sich die Hysterese des Ummagnetisierungsvorgangs als Graph darstellen zu lassen. Zu diesem Zweck wird während der Messung der Mittelwert aller Pixel des wie gerade beschrieben erhaltenen gemittelten Bildes berechnet. Dieser Wert ist einem Intensitätswert äquivalent, wie er beim nicht ortsaufgelösten MOKE standardmäßig von einer Photozelle gemessen wird. Da diese Werte für jeden Messpunkt nacheinander aus den vielen Bildern und dann aus allen Pixeln des gemittelten Bildes entstehen, tragen so etwa $10^3 \cdot 2 \cdot 10^6$ Pixel zu jedem Messwert bei.⁷ Dadurch lässt sich das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich verbessern.

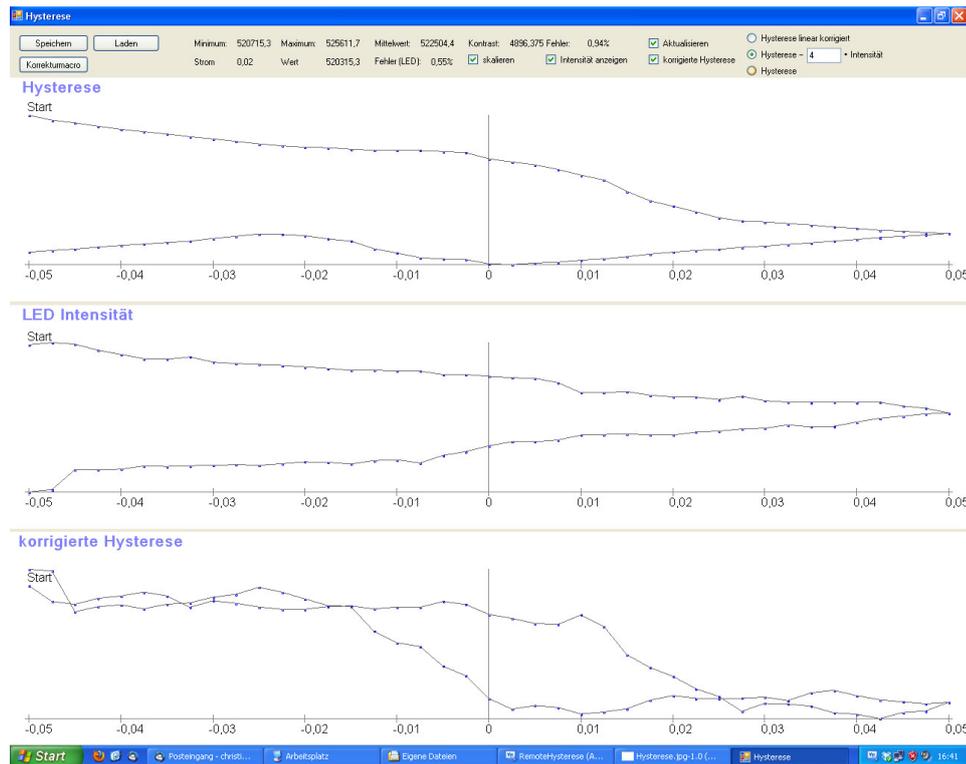


Abb. 3.7: Programm für die graphische Darstellung der Hysteresekurven.

Die Hysteresekurven werden mit einem neu geschriebenen Hilfsprogramm dargestellt. Die Datenübertragung zwischen Mess- und Darstellungsprogramm ist dabei sowohl lokal als auch über das Netzwerk möglich. Dies ist praktisch, um den Fortgang und die Qualität der Messung überwachen zu können, noch während diese läuft. Die Darstellung, insbesondere die Skalierung der Hysteresekurve, wird dabei laufend aktualisiert. Dies ist besonders wichtig, da aufgrund des kleinen Kerr-Signals die unskalierte Darstellung der Werte nur eine Gerade zeigen würde.

⁷ Die verwendete CCD-Kamera hat eine Auflösung von 1616×1216 Pixeln also etwa 1,97 Millionen Pixel.

Die Differenzbildmethode

Nachdem die Messung abgeschlossen ist und die Daten durch das Messprogramm wie oben erläutert vorverarbeitet wurden, ist beim Vergleich der zu verschiedenen Messpunkten gehörenden Bilder mit bloßem Auge noch kein oder fast kein Unterschied zu erkennen. Dies liegt daran, dass der durch nicht-magnetische Strukturen auf der Probenoberfläche erzeugte Kontrast den sehr viel kleineren Kontrast, der aus dem Kerr-Signal entsteht, überlagert. Im Unterschied zu letzterem verändern sich die nicht-magnetischen Strukturen auf der Probenoberfläche jedoch während der Messung nicht. Dies wird ausgenutzt, um den nicht-magnetischen und den Kerr-Kontrast voneinander zu trennen. Dazu wird ein Bild der Messreihe, das die Probe in magnetischer Sättigung darstellt, als Referenzbild herangezogen und dieses von allen anderen Bildern pixelweise abgezogen. Im Ergebnis bleiben dadurch nur noch die Veränderungen der Probenoberfläche während der Messung gegenüber dem Referenzbild bestehen, die idealerweise nur durch Veränderungen magnetischer Domänen entstehen können. Sehr kleine Bewegungen der Probe während der Messzeit rufen jedoch schon große Veränderungen der Bilder gegenüber dem Referenzbild hervor, die den Kontrast der Domänen dann auch nach der Anwendung der Differenzbildmethode überlagern. Diese Bewegungen können durch Vibrationen, die durch Lüfter oder Pumpen hervorgerufen werden, während der langen Messzeiten von typischerweise mehreren Stunden leicht entstehen, was die Messungen häufig unbrauchbar macht.

3.2 Kerr-Mikroskopie unter UHV-Bedingungen

Da das Ziel die Untersuchung von Proben im UHV war, werden im Folgenden der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Messaufbau für UHV-Messungen und seine Unterschiede zum Aufbau zur Messung unter Normalbedingungen beschrieben.

3.2.1 Anforderungen an den UHV-Aufbau

Die Integration des Kerr-Mikroskops mit einem UHV-Kammersystem brachte einige zusätzliche Anforderungen an den Aufbau des Kerr-Mikroskops. So sollte sich ein möglichst großer Teil des Mikroskops außerhalb des Vakuums befinden, da die Unterbringung und besonders die Justage der Komponenten innerhalb einer Vakuumkammer schwierig oder unmöglich ist. Dies bezieht sich insbesondere auf die Magneten und das Objektiv, da diese Komponenten der Probe am nächsten sind. Die engen Wicklungen eines Elektromagneten erzeugen häufig eingeschlossene Volumina, sogenannte virtuelle Lecks, die dann unter UHV-Bedingungen langsam ausgasen und damit den Kammerdruck erhöhen. Das Objektiv muss vor und während einer Messung sehr häufig und in drei Freiheitsgraden justiert werden, weshalb es frei

zugänglich sein muss. Daraus folgt, dass sich ausschließlich die zu messende Probe innerhalb des Vakuums befindet. Da jedoch für ein homogenes Magnetfeld die Polschuhe des Elektromagneten einen möglichst kleinen Abstand haben sollten⁸ und weiterhin der Arbeitsabstand des Objektivs nur ca. 23 mm beträgt, ist die Ausdehnung der Kammer in vier von sechs Raumrichtungen stark beschränkt. Dazu ist es also notwendig, ein stark miniaturisiertes Design zu entwickeln, was aber noch in der Lage sein muss, den am UHV-Kammersystem eingesetzten Probenhalter aufzunehmen. Andererseits ist es erforderlich, den schwierigen Vorgang, die Probe mittels einer Transferstange in der Kammer abzulegen, durch ein oder mehrere Fenster beobachten zu können. Außerdem ist es wünschenswert, noch einige Standardflansche einzuplanen, um die Messkammer später einfach um jetzt noch nicht bedachte Komponenten erweitern zu können. Die Forderungen nach Miniaturisierung und die nach zusätzlichen Fenstern und Flanschen konkurrieren miteinander, weshalb der beste Kompromiss gefunden werden musste. Schließlich sollte die Kammer möglichst zusammen mit dem ganzen Kammersystem zum Ausheizen auf mindestens 150 °C erhitzt werden können.

3.2.2 Konstruktion einer UHV-Messkammer

Die gewählte Konstruktion, die möglichst viele der oben genannten Anforderungen erfüllt, enthält drei Flansche. Der 35 mm Flansch (siehe Abbildung 3.8a) stellt dabei den Anschluss an das vorhandene UHV-Kammersystem her. Durch ihn wird der Probenhalter mit der Transferstange in die Messkammer befördert. Dort liegt der Probenhalter auf zwei seitlichen Schienen auf. Die mittige Aussparung (siehe Abbildung 3.8b) wird zum Lösen und Schließen des Bajonettverschlusses zwischen Transferstange und Probenhalter benötigt. Außerdem liegt am Ende der Kammer zwischen den beiden Schienen die Öffnung, durch die die Messung stattfinden soll. Die Schienen könnten später auch als Kontakte genutzt werden, wenn man sie mit zwei gegeneinander isolierten Metallfolien belegt, da die Teile des Probenhalters, die auf den Schienen aufliegen, zur Kontaktierung verwendet werden und gegeneinander isoliert sind. Dadurch wäre es zum Beispiel möglich, die Probe zu heizen und magnetische Phänomene bei verschiedenen Temperaturen zu beobachten. Gegenüber der Öffnung, durch die die Messung stattfindet, ist ein Standardflansch mit 16 mm Innendurchmesser direkt in die Außenseite der Kammer gefräst. Dort kann ein Standardfenster angebracht werden, durch das man den Ablegevorgang des Probenhalters beobachten kann. Diese Perspektive auf die Probe ist außerdem beim Justieren sehr hilfreich, da man, von hinten auf die Probe schauend, den Ort und die Fokussierung des Lichtstrahls auf der Probe beurteilen kann, sofern die Probe ausreichend transparent ist. Zusätzlich ist dieser Flansch so positioniert, dass an ihm später eine Vorrichtung zum Drehen des Probenhalters, zum Beispiel eine

⁸ in longitudinaler Geometrie. Bei polarer Geometrie wird nur ein Polschuh verwendet, der aber möglichst nah an der Probe auf der Seite gegenüber des Objektivs sein sollte. Dadurch wird die Ausdehnung der Messkammer auch an dieser Seite begrenzt.

Dreh-Schiebedurchführung, angebracht werden kann. Dieser Flansch wurde direkt in die Kammer gefräst, da sich bei einer Messung in polarer Geometrie an dieser Seite der Magnet befindet. Damit dieser möglichst nah an die Probe herangeführt werden kann, um ein homogenes Magnetfeld zu erreichen, wird das Fenster oder ein flacher Blindflansch direkt auf die Kammer montiert. Am Ende der Kammer befindet sich ein weiterer 16 mm Flansch, der hier aber über ein kurzes Rohrstück mit der Kammer verbunden ist, da an dieser Stelle die Ausdehnung nicht entscheidend ist. Auch an diesem wird ein Fenster zur Beobachtung beim Ablegen des Probenhalters montiert. Das größte Problem bei der Konstruktion der Kammer war der geringe

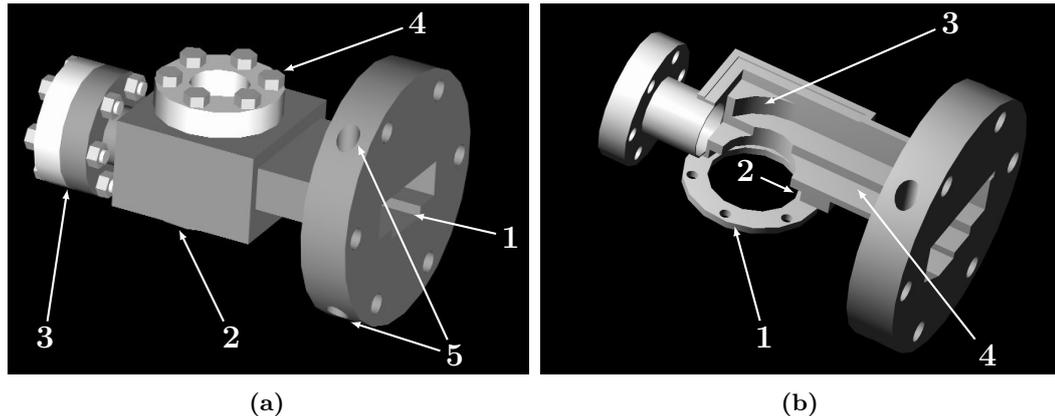


Abb. 3.8: Grafik der UHV-Kerr-Mikroskopiekammer (a) Außenansicht mit (1) DN35CF-Flansch mit Öffnung zum Einführen des Probenhalters, (2) indiumgedichtetes Messfenster, (3) DN16CF Anschlussmöglichkeit mit Viewport, (4) DN16CF Anschlussmöglichkeit mit Viewport (optional Dreh-Schiebedurchführung zum Drehen des Probenhalters), (5) M6 Gewindelöcher zur Befestigung des Mikroskops, (b) Schnitt durch die Vertikalachse der Kammer ohne Deckel mit (1) Andruckring für das Messfenster, (2) Aussparung für das Messfenster und die Indiumdrahtdichtung, (3) abgerundetem Endanschlag der Probenablage, (4) Aussparung für die Transferstange und zum Lösen des Bajonettverschlusses.

Arbeitsabstand des Mikroskopobjektivs von etwa 23 mm (siehe Abschnitt 3.1.3). Da das Objektiv also sehr nah an die Probe gebracht werden musste, war es nicht möglich, ein Fenster auf einem Standardflansch zu verwenden, da diese Konstruktion sehr viel größere Abstände erfordert hätte. Das Problem wurde gelöst, indem ein Fenster direkt in die Kammer eingesetzt wurde. Dazu werden im folgenden Abschnitt verschiedene Dichttechniken untersucht.

Untersuchung verschiedener UHV-tauglicher Glas-Metall-Übergänge

Für das Fenster, durch das die Messung in der UHV-Kammer durchgeführt werden sollte, wurden verschiedene Dichttechniken getestet. Zunächst wurde versucht, das Glas mittels Spezialkleber mit dem Metall der Kammer zu verbinden. Dazu wurden Testflansche erstellt, die eine Auflagefläche für ein einzuklebendes Fenster besaßen.

In diese wurde zunächst eine Scheibe aus Fensterglas geklebt. Es stellte sich jedoch heraus, dass diese die Temperatur von 130°C , die zum Aushärten des Klebers nötig war, nicht unbeschädigt überstand. Beim Belasten des Flansches durch das Vakuum zeigte sich ein Riss im Glas. Außerdem war der Flansch offenbar nicht dicht ($p \approx 5 \times 10^{-2}$ mbar).

Daraufhin wurden weitere Tests mit Borosilikatglas gemacht. Dabei wurde der angerührte Zweikomponenten-Kleber jeweils ca. fünf Minuten im Grobvakuum evakuiert, um eventuelle Lufteinschlüsse zu beseitigen. Außerdem wurde das Glas beim Aushärten mit ca. $16,2\text{ N}$ an den Flansch angedrückt. Bei diesem Versuch war die Dichtigkeit noch geringer, da nach mittlerer Pumpzeit nur ein Kammerdruck von $p \approx 12$ mbar erreicht werden konnte. Außerdem konnte man das Glas mit der Hand aus dem Flansch lösen, wobei der Glasrand ausbrach und teilweise am Flansch kleben blieb (Abbildung 3.9a).

Nachdem die Klebeversuche als fehlgeschlagen bezeichnet werden konnten, wurde ein Test mit Vitonringen gemacht, die per Hand zugeschnitten wurden, damit sie in den Testflansch passten. Dabei wurde eine mehrlagige Konstruktion, wie in Abbildung 3.9b dargestellt, benutzt. Diese wurde mit einer Vitondichtung an die

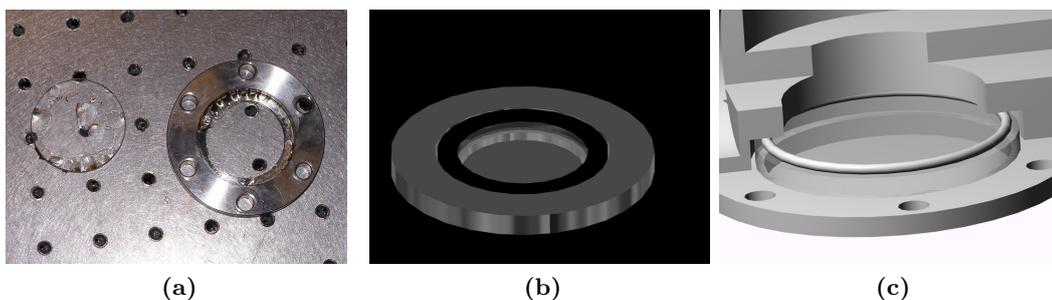


Abb. 3.9: Die drei getesteten Dichtmöglichkeiten: (a) Zerstörter Flansch mit vormals eingeklebtem Fenster, (b) schematische Darstellung der Dichtkonstruktion mit Vitonringen und (c) Darstellung der Dichtung mit Indiumdraht, wie sie an der UHV-Kammer eingesetzt wurde.

Schleuse geschraubt. Dabei wurde nach ca. einer halben Stunde ein Druck in der Schleuse von $1,9 \times 10^{-5}$ mbar erreicht. Als daraufhin das konfektionierte Fenster mit Viton montiert wurde, fiel der Druck allerdings ähnlich langsam und erreichte nach einer Nacht ca. 5×10^{-6} mbar. Daher kann keine Aussage über die Dichtigkeit der Viton-Glasdichtung getroffen werden.

Schließlich wurde die Konstruktion aus Abbildung 3.9b dahingehend abgeändert, dass der untere Vitonring durch einen Indiumdraht und der obere Vitonring durch eine Teflonscheibe ersetzt wurde. Damit wurde schließlich nach längerem Pumpen und Ausheizen ein Druck von $4,9 \times 10^{-10}$ mbar erreicht. Auch ein Lecktest, bei dem man von außen Helium in die Nähe des vermuteten Lecks bringt und mit einem Massenspektrometer in der Kammer die Heliumkonzentration misst, brachte

keinen Hinweis auf ein Leck. Die Dichtung mit Indiumdraht kann also als UHV-dicht betrachtet werden. Diese Art der Dichtung kann außerdem problemlos bis mindestens 150°C ausgeheizt werden, da der Schmelzpunkt von Indium bei ca. 156°C [NIS09] liegt. Auch noch höhere Ausheiztemperaturen sind wahrscheinlich möglich, da Indium einen sehr niedrigen Dampfdruck besitzt. Diese Dichtmethode fand also bei der Entwicklung der UHV-Messkammer Verwendung. Dazu wurde in die UHV-Kammer um die Öffnung, durch die die Messung stattfinden soll, ein 3 mm tiefer Absatz eingelassen, in die der Indiumdraht gelegt wird. Darauf liegt das Messfenster, das von oben mithilfe eines Halterings, der mit Schrauben an der Kammer befestigt ist, gehalten wird. Die Konstruktion ist in Abbildung 3.9c dargestellt.

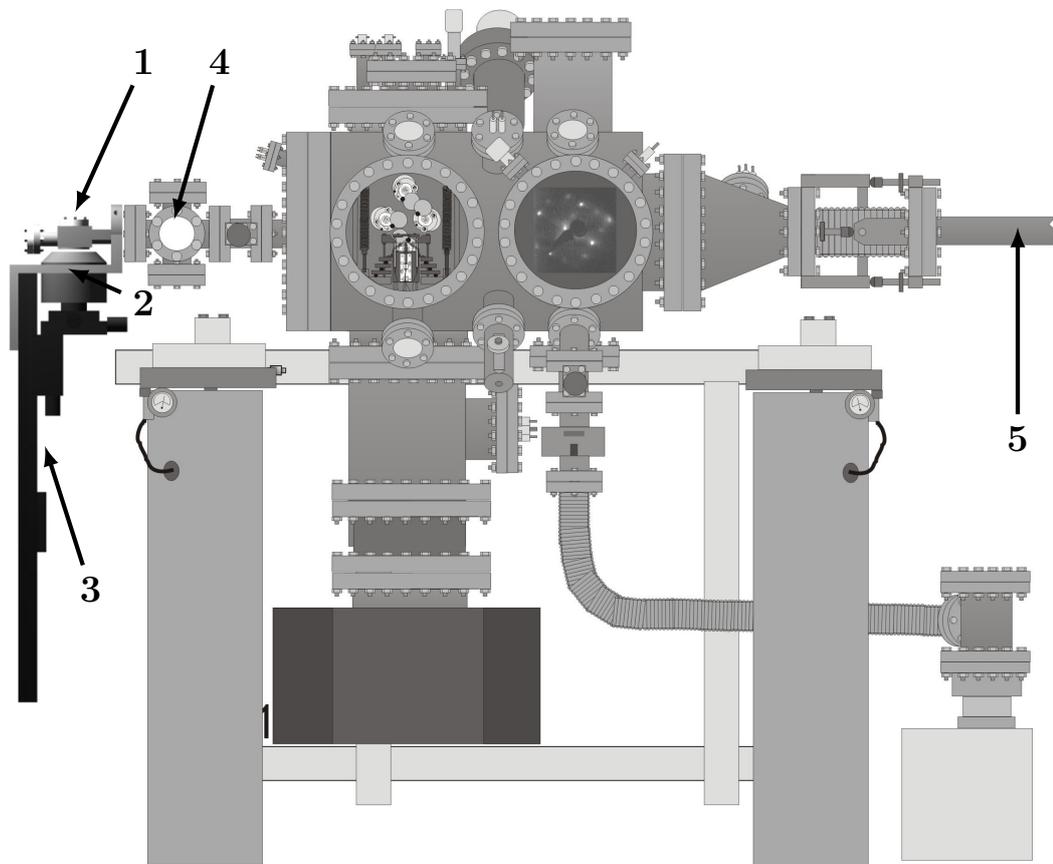


Abb. 3.10: Skizze des Gesamten UHV-Messkammersystems mit (1) UHV-Messkammer für Kerr-Mikroskopie, (2) Befestigung der optischen Bank an der Messkammer, (3) optischer Bank mit Objektiv und übriger Optik, (4) Schleuse und (5) Transferstange.

3.2.3 Integration der Messkammer mit dem Kammersystem

Um die Messkammer mit der Optik des Kerr-Mikroskops zu verbinden und dieses an dem UHV-Kammersystem anzubringen, mussten verschiedene Halterungen benutzt werden. Die optischen Komponenten wurden wie beim Aufbau unter Normalbedingungen auf zwei optischen Bänken montiert. Da diese aber nicht wie beim Aufbau unter Normalbedingungen auf dem optischen Tisch befestigt werden konnten, wurden die beiden optischen Bänke auf eine Metallplatte der Größe $300 \times 137 \times 10 \text{ mm}^3$ geschraubt. Die längere optische Bank wurde dann mittels eines Metallblocks an einer Metallstrebe befestigt, die sich an das Gestell des Kammersystems schrauben ließ. Um Schwingungen der Probe gegenüber der Optik des Kerr-Mikroskops zu verhindern, wurde die längere optische Bank zusätzlich über eine spezielle Halterung an den Bohrungen des 35 mm Flansches der Messkammer befestigt (siehe Abbildung 3.10).

4 Messungen

4.1 Testmessungen bei Normalbedingungen

Während das Mikroskop unter Normalbedingungen aufgebaut war, entstanden einige Testmessungen, anhand derer die grundsätzliche Funktionsfähigkeit des Mikroskops gezeigt werden sollte. Zunächst wurde eine Eisen-Gadolinium-Probe untersucht, die in polarer Messgeometrie Domänen zeigte. Die Abbildungen der Probenoberfläche sind in den Abbildungen 4.1 und 4.2 dargestellt. Dabei wurde eine Messreihe stets in der Sättigung der Probe begonnen und dann das Magnetfeld schrittweise bis auf Null verringert und in entgegengesetzter Richtung wieder erhöht, bis sich die Probe wiederum in Sättigung befand. Danach wurde das Magnetfeld in gleicher Weise in umgekehrter Richtung bis zum Ausgangspunkt der Messung durchfahren. Da bei dem Testaufbau unter Normalbedingungen keine Eichmessung des Magnetfelds in Abhängigkeit vom Spulenstrom gemacht wurde, kann unter den Abbildungen nur der Spulenstrom als Maß für das Magnetfeld angegeben werden. Das erste Bild einer Messreihe ist immer mittelgrau und völlig strukturlos. Da das erste Bild als Referenzbild für die Differenzbildmethode benutzt wird, wird es bei der Bildung der Differenzbilder von sich selbst abgezogen, was ein völlig schwarzes Bild ergibt. Da die kleinen, vom Kerr-Effekt hervorgerufenen Helligkeitsunterschiede nach Anwendung der Differenzbildmethode alleine die Helligkeitswerte bestimmen, entstehen sehr dunkle und noch kontrastarme Bilder. Deshalb wird als weiterer Bearbeitungsschritt die Helligkeit angehoben und der Kontrast auf den gesamten Dynamikbereich gespreizt. Dies führt dazu, dass das vormals schwarze erste Bild nun mittelgrau erscheint.

Die Unterschiede der ersten drei Bilder sind nicht auf magnetische Veränderungen der Probe zurückzuführen. Vielmehr treten die nicht-magnetischen Strukturen der Probenoberfläche immer stärker hervor, da sich die schlecht fixierte Probe während der Messung durch Vibrationen im Mikrometerbereich verschiebt, oder die Mechanik der Kamera oder einer der anderen optischen Komponenten Spiel hat. Dadurch liegen die nicht-magnetischen Strukturen ein Stück neben der Stelle, an der sie im Referenzbild liegen und können durch die Differenzbildung nicht mehr vollständig entfernt werden. Die vollständig vibrationsfreie mechanische Verbindung aller optischer Komponenten ist daher auch eine der größten Herausforderung bei der Entwicklung des Kerr-Mikroskops, da schon kleinste Veränderungen des Lichtwegs über die Zeit zu starken Kontrastminderungen führen.

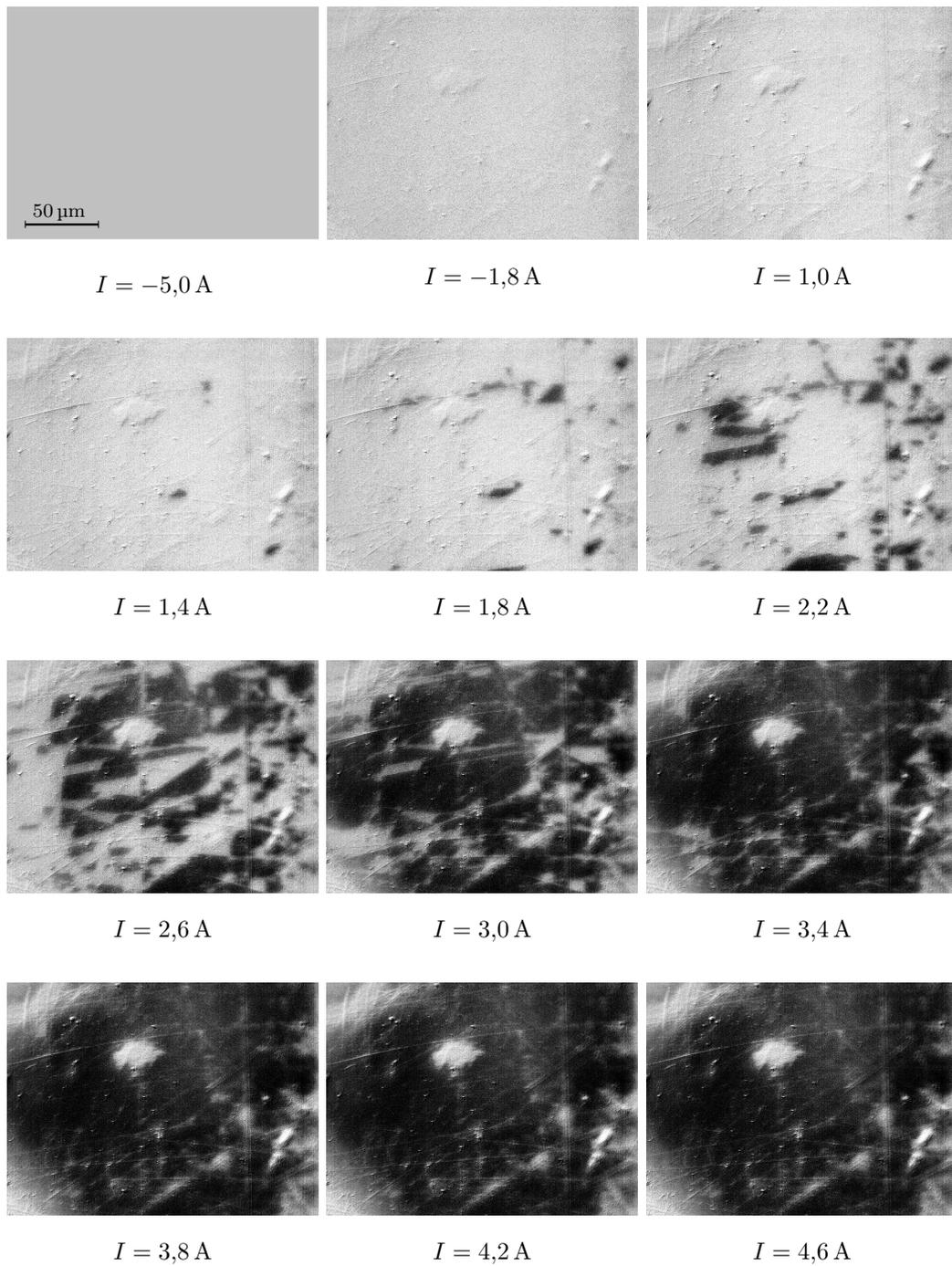


Abb. 4.1: Kerr-Mikroskopieaufnahmen der FeGd-Probe in polarer Geometrie und ansteigendem äußeren Magnetfeld.

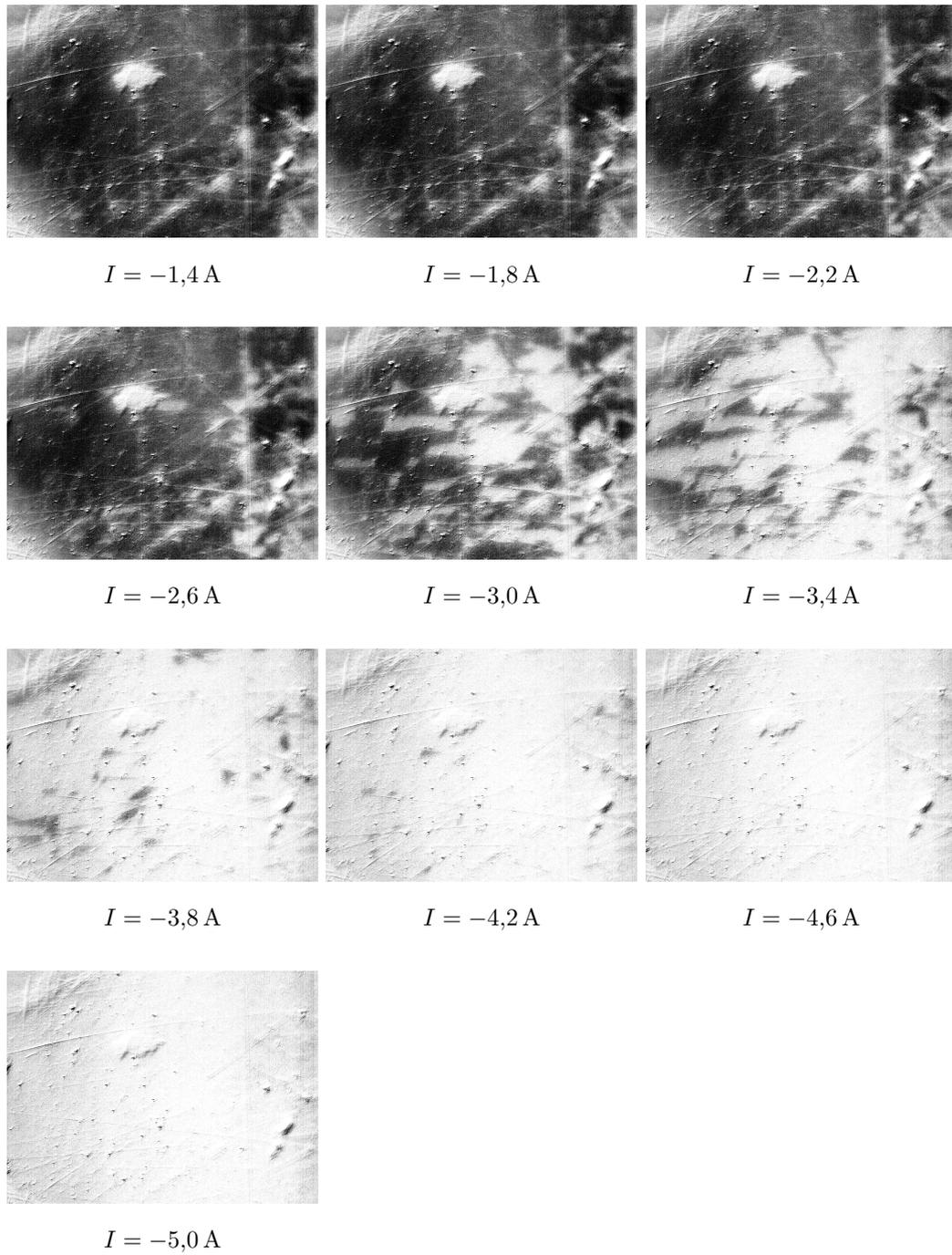


Abb. 4.2: Kerr-Mikroskopieaufnahmen der FeGd-Probe in polarer Geometrie und abfallendem äußeren Magnetfeld.

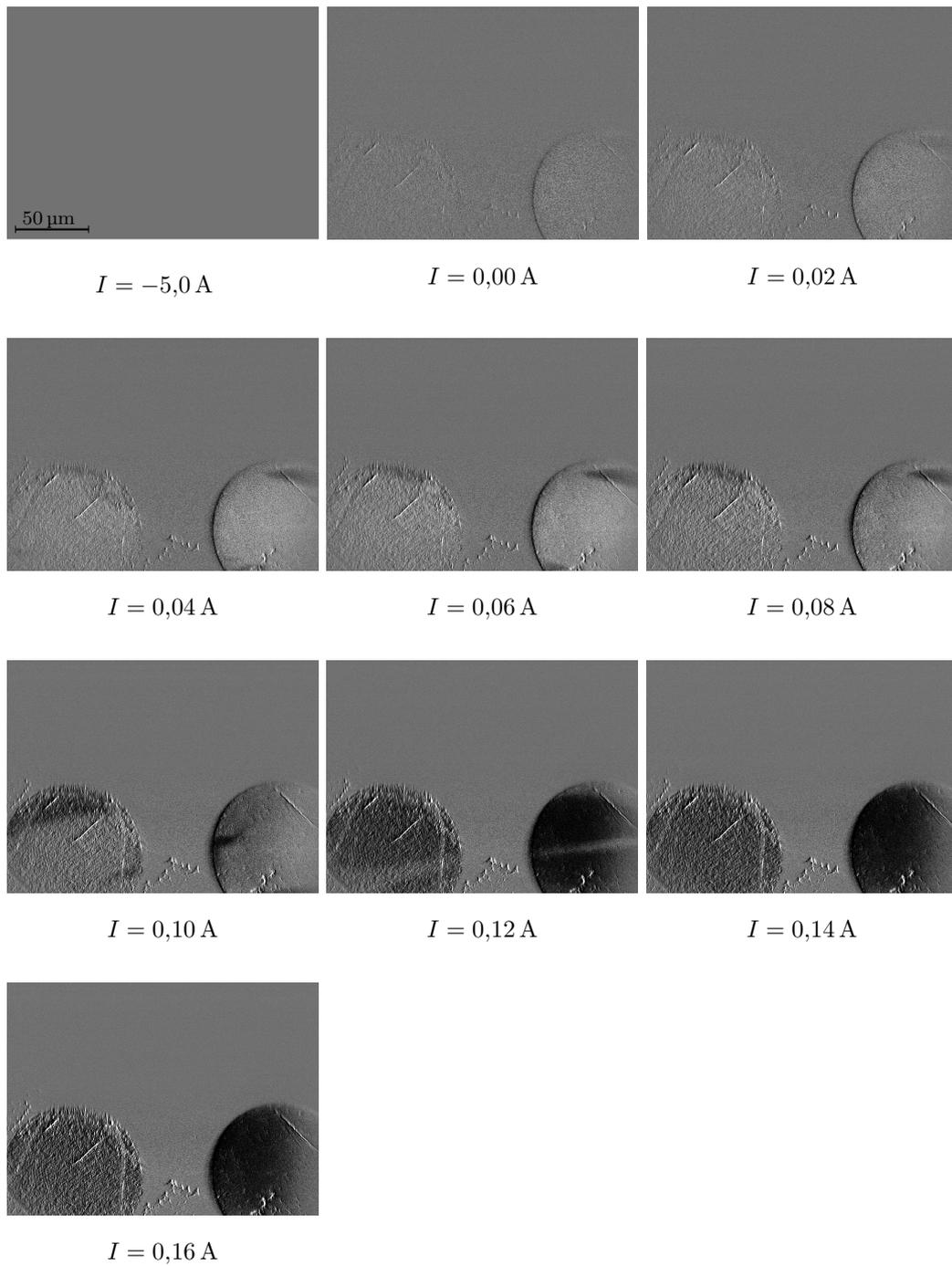


Abb. 4.3: Kerr-Mikroskopieaufnahmen der Py-Probe in longitudinaler Geometrie und ansteigendem äußeren Magnetfeld.

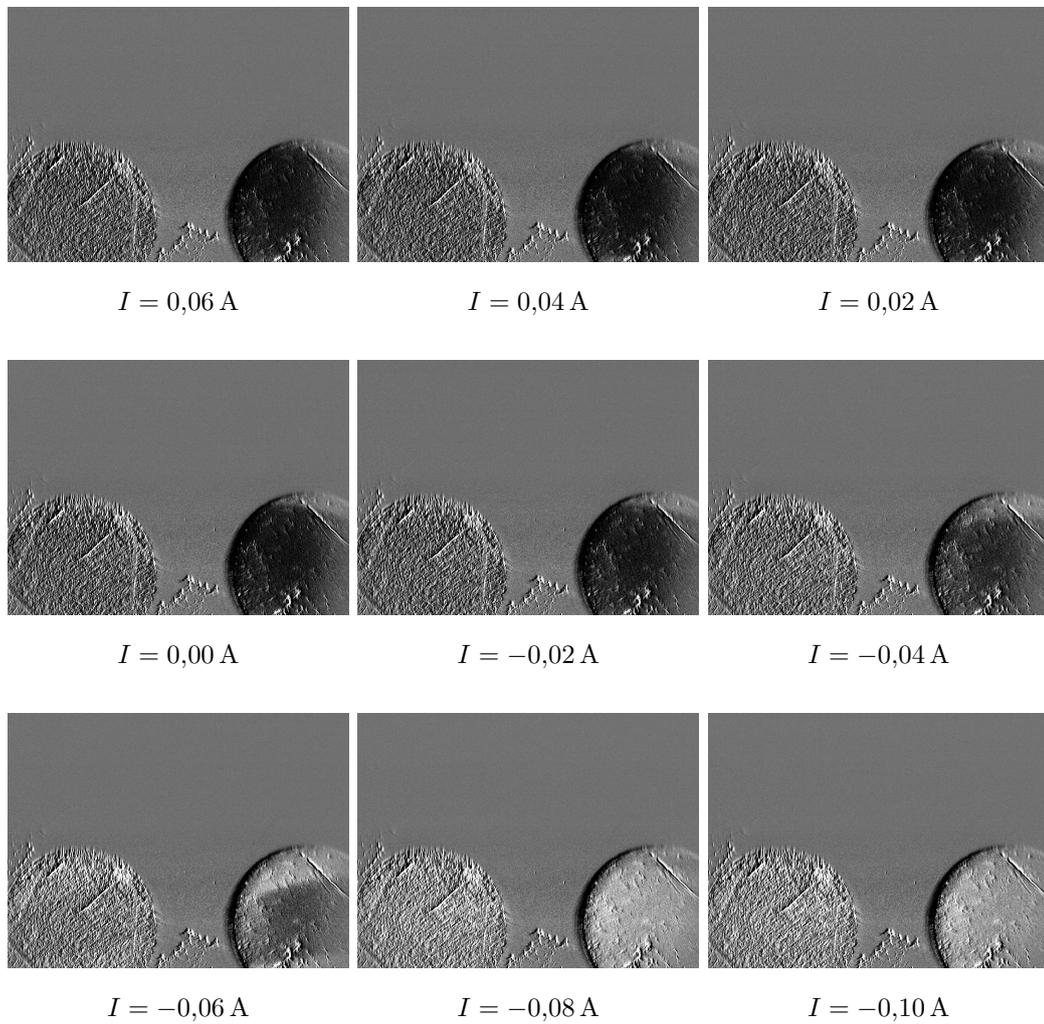


Abb. 4.4: Kerr-Mikroskopieaufnahmen der Py-Probe in longitudinaler Geometrie und abfallendem äußeren Magnetfeld.

Da die Probe anfangs nur nicht-magnetische Strukturen, aber keine magnetischen Domänen zeigt, kann man davon ausgehen, dass sie sich in Sättigung befindet. Während des Ummagnetisierungsprozesses fällt auf, dass Domänengrenzen bevorzugt dort entstehen, wo sich auch lange, schmale nicht-magnetische Strukturen – Kratzer auf der Probenoberfläche – befinden. Besonders auffällig ist dies bei $I = 2,6 \text{ A}$ und $I = 3,0 \text{ A}$. Dies lässt sich damit erklären, dass die Domänenwände sich so lange verschieben, bis sie auf Gitterfehler des Festkörpers treffen. Da sichtbare Kratzer besonders ausgeprägte Gitterfehler sind, fallen Domänenwand und Kratzer häufig zusammen.

Weiterhin wurde eine strukturierte Permalloy-Probe in longitudinaler Geometrie untersucht. Aufgenommen wurden zwei Kreise, von denen der linke noch mit Lackrückständen vom Lithographieverfahren bedeckt ist, was das Kerr-Signal schwächt. Die zugehörige Messreihe ist in den Abbildungen 4.3 und 4.4 dargestellt. Bei diesen Aufnahmen ist jeweils nur die untere Hälfte des Sichtfeldes ausgenutzt. Dies ergibt sich aus der Geometrie, die für longitudinale Messung verwendet wird (siehe Abschnitt 3.1.2), da hier die im Bild obere Hälfte vom Spiegel verdeckt wird. Bei dieser Messung zeigt sich, dass der longitudinale Kerr-Effekt deutlich kleiner ist, als der polare. Obwohl die Anzahl der Aufnahmen, aus denen jedes Bild gemittelt

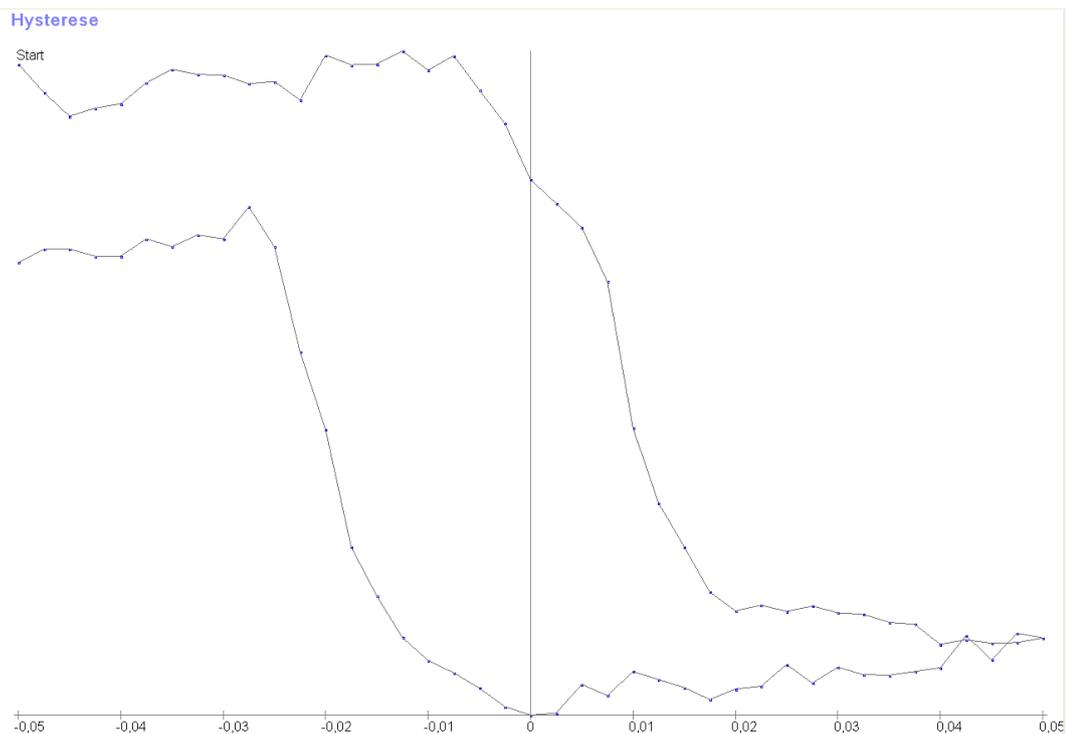


Abb. 4.5: Hysteresekurve der Permalloy-Probe. Auf der x -Achse ist der Spulenstrom in Ampere. Auf der y -Achse sind Zahlenwerte der gemittelten Intensitäten aufgetragen, wobei die Achse nicht bei Null beginnt.

wurde, sich hier gegenüber der FeGd-Probe verdreifacht hat, sieht man hier keine scharfen Domänen. Es ist aber zu erkennen, dass die Domänenwände streifenförmig von außen nach innen wandern. Dies geschieht sowohl bei steigendem, wie auch bei fallendem Magnetfeld. Streifenförmige Domänen hat auch [Noo07] auf 150 μm großen und 25 μm breiten Ringen beobachtet.

Die aus Kerr-Mikroskopiemessungen dieser Probe extrahierte Hysteresekurve ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Der Plot der Hysterese entstammt direkt dem Darstellungsprogramm (siehe Abschnitt 3.1.6). Um die chronologische Reihenfolge der Messpunkte erkennen zu können, wird der Anfang der Messung mit dem Wort „Start“ markiert. Am Kurvenverlauf kann man einen der magnetischen Hysterese überlagerten linearen Abfall der Intensität erkennen, der sich auf die zunehmende Zerstörung des anfangs als Polarisator verwendeten Glan-Thompson-Prismas zurückführen lässt (siehe Abschnitt 3.1.4).

4.2 Auflösungsmessung

Nachdem das Kerr-Mikroskop vollständig für den Betrieb unter UHV-Bedingungen und mit allen optischen Komponenten aufgebaut wurde, wurde das Auflösungsvermögen bestimmt. Dazu wurde eine Probe mit Strukturen von abnehmender Größe im geeichten Rasterelektronenmikroskop geometrisch vermessen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Zur Eichung und Auflösungsbestimmung wurden die beiden unteren Reihen der Struktur benutzt. Die Durchmesser bzw. Kantenlängen von übereinanderliegenden Kreisen und Quadraten sind jeweils gleich groß. Von rechts nach links kleiner werdend ist ihre Größe 9,78 μm , 8,01 μm , 5,96 μm , 4,02 μm , 1,86 μm , 0,68 μm . Danach wurde dieselbe Probe mit dem Kerr-Mikroskop abgebildet (siehe Abbildung 4.7). Dabei ist in den beiden unteren Strukturreihen jeweils die kleinste Struktur nicht mehr sichtbar. Da die kleinste Struktur 0,68 μm und die nächstgrößere Struktur 1,86 μm groß ist, liegt das Auflösungsvermögen dazwischen, ist aber besser als 1,86 μm . Dies ist noch deutlich schlechter als das theoretische Auflösungsmaximum, das gemäß der Formel $\Delta l = \lambda / (2 \cdot NA)$ [Nie04] berechnet werden kann. Wenn man die verwendete Wellenlänge von 365 nm und die numerische Apertur des Schwarzschild-Objektivs von 0,5 einsetzt, ergibt sich ein theoretisches Auflösungsmaximum von 0,365 μm , was etwa um den Faktor 5 besser ist, als das experimentell ermittelte Auflösungsvermögen. Diese Verschlechterung des Auflösungsvermögens kommt dadurch zustande, dass das Licht nach der Reflexion an der Probe neben dem Objektiv noch zahlreiche weitere Komponenten durchläuft, die die Auflösung einschränken. Dies sind bei polarer Geometrie die Glasscheibe der Vakuumkammer, der Analysator, das Linienfilter und das Deckglas der CCD-Kamera. Bei longitudinaler Geometrie kommt noch der halbdurchlässige Spiegel hinzu. Durch Verbesserungen an diesen Komponenten ließe sich das Auflösungsvermögen verbessern. So bietet es sich an, die Glasscheibe der Vakuumkammer durch eine dünnere zu ersetzen, da diese sich durch den verwendeten Dichtmechanismus sehr leicht austauschen lässt.

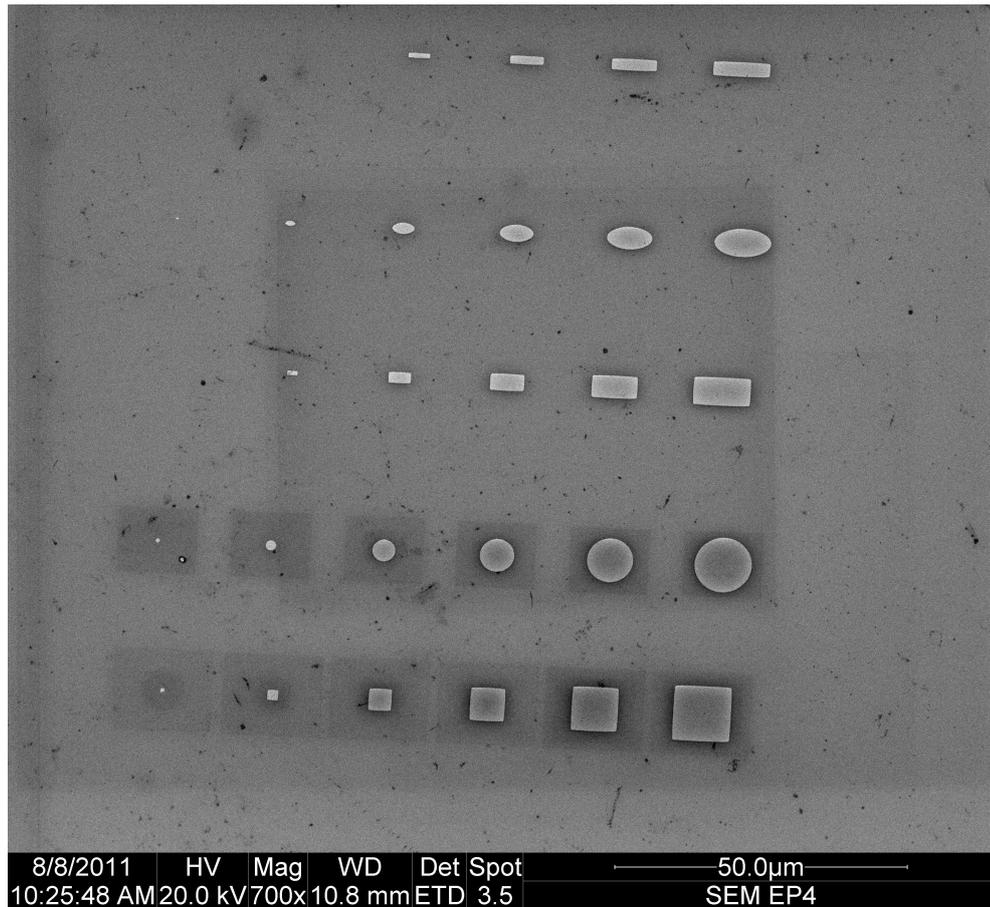


Abb. 4.6: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der Strukturprobe zur Bestimmung des Auflösungsvermögens. In den beiden unteren Reihen sind übereinanderliegende Quadrate und Kreise jeweils gleich groß. Ihr Durchmesser ist (von rechts nach links): 9,78 µm, 8,01 µm, 5,96 µm, 4,02 µm, 1,86 µm, 0,68 µm.

Auch genügt der halbdurchlässige Spiegel, der für longitudinale Messung genutzt wird, nicht den optischen Anforderungen und sollte durch einen besseren ersetzt werden.

Weiterhin wurde anhand der Strukturprobe das Kerr-Mikroskop geeicht, weshalb in Abbildung 4.7 ein Maßstab eingezeichnet werden konnte. Dabei ist jedoch zu beachten, dass Abbildung 4.7 nur einen Ausschnitt der Mikroskopaufnahme darstellt. Das gesamte Sichtfeld des Mikroskops beträgt etwa 226 µm. Dies ist allerdings vom Abstand zur Probe abhängig. Die Angabe bezieht sich auf einen Abstand vom Deckglas der Kamera bis zur Probenoberfläche von 430 mm.

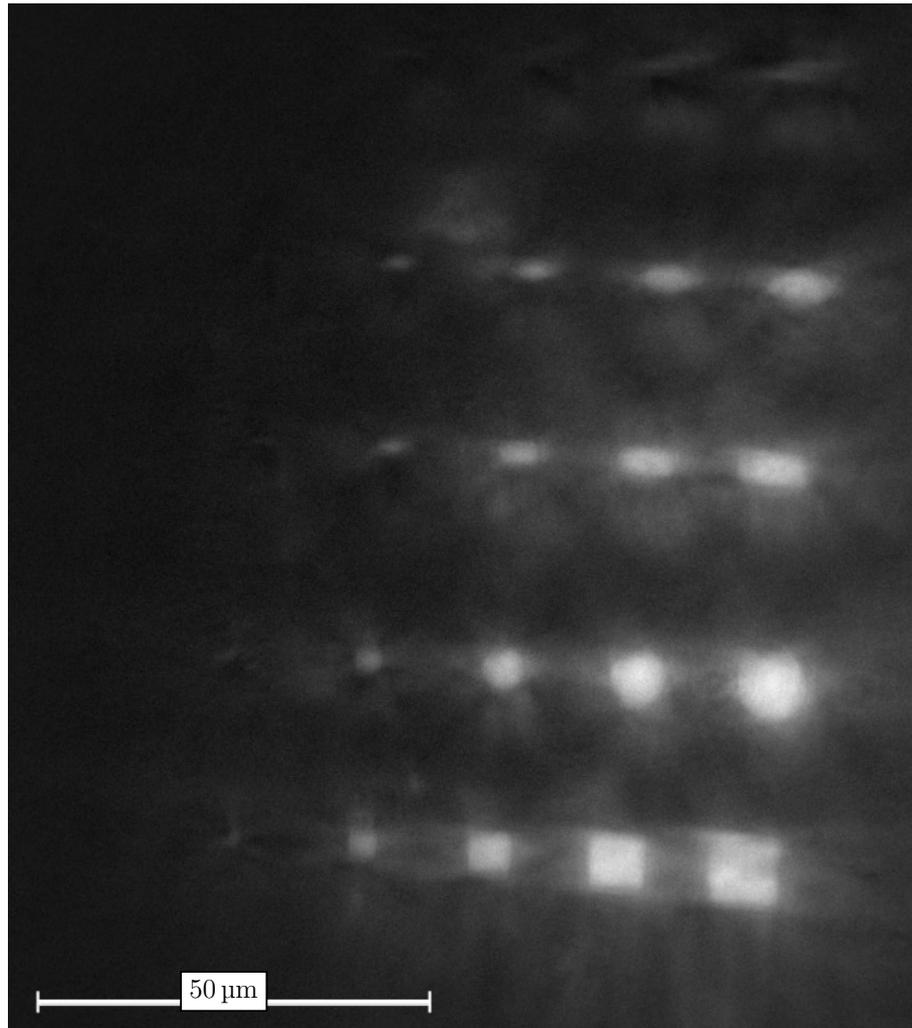


Abb. 4.7: Aufnahme der gleichen Strukturprobe wie in Abbildung 4.6 mit dem Kerr-Mikroskop

4.3 Eichung des Magnetfelds

Die UHV-Kammer besteht aus V4A-Stahl, der gewöhnlich nicht ferromagnetisch ist. Jedoch unterliegt die Zusammensetzung der Legierung Toleranzen, die sich auch auf die magnetischen Eigenschaften auswirken können. Daher könnte es sein, dass das Magnetfeld von der Kammer teilweise abgeschirmt wird oder inhomogen wird. Dies sollte mit einer Messung des Magnetfelds geklärt werden. Desweiteren ist innerhalb der UHV-Kammer keine Hall-Sonde für eine Messung des Magnetfelds vorgesehen, weshalb das Magnetfeld nur über den Spulenstrom bestimmt werden kann. Dazu musste eine Eichmessung durchgeführt werden, die auch die erste Frage klären konnte. Diese Messung wurde mit einem Gaußmeter vorgenommen, dessen Messkopf sich an

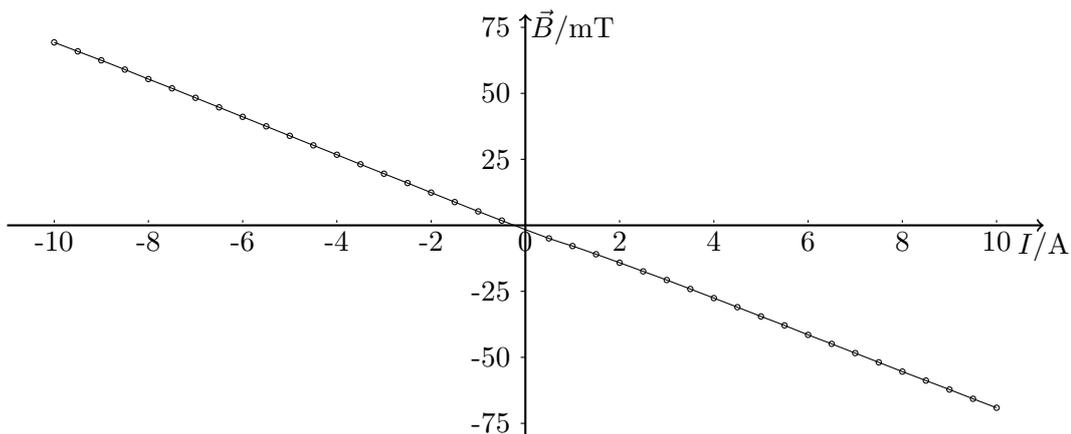


Abb. 4.8: Abhängigkeit des Magnetfelds vom Spulenstrom.

der Probenposition befand, während der Spulenstrom variiert wurde. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Da die Abhängigkeit des Magnetfelds vom Spulenstrom mit einem Regressionskoeffizienten von 0,9999 eine hohe Linearität aufweist, kann der Spulenstrom als gutes Maß für das Magnetfeld verwendet werden.

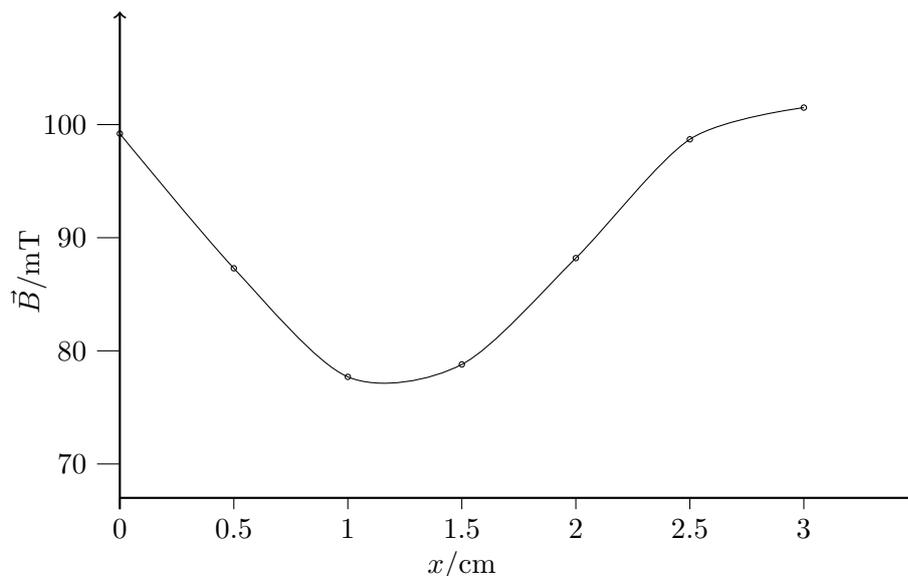


Abb. 4.9: Verlauf des Magnetfeldes in der Probenkammer in Richtung der Feldlinien bei einem Spulenstrom von $I = 10$ A.

Da das Magnetfeld im Bereich der Probe möglichst homogen sein soll, wurde eine weitere Messung des Magnetfelds in Abhängigkeit der Position in Richtung der Feldlinien gemacht. Dies ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Man erkennt, dass das

Magnetfeld von den Rändern des Innenraums der UHV-Kammer zur Mitte auf etwa 75 % abfällt. Diese Inhomogenität in Richtung der Feldlinien ist aufgrund des relativ großen Abstands der Polschuhe von 5 cm zu erwarten. Während der Messung befindet sich die Probe bei $x = 1,5$ cm und hat eine Ausdehnung von nur wenigen mm. In diesem Bereich ist das Magnetfeld ausreichend homogen, wenn man außerdem beachtet, dass das Sichtfeld des Mikroskops nur ungefähr $226 \mu\text{m}$ beträgt (siehe Abschnitt 4.2). Da das Magnetfeld am Rand einen Wert von über 100 mT erreichte, der für diesen Magneten erwartet wurde, kann man auch schließen, dass die UHV-Kammer das Magnetfeld nicht beeinflusst.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Kerr-Mikroskop entwickelt und gebaut. Damit ist die magnetische Untersuchung von Proben sowohl in polarer als auch in longitudinaler Geometrie in-situ im Ultrahochvakuum möglich. Dies ermöglicht gegenüber der ex-situ Messung auch die Untersuchung von Veränderungen der magnetischen Eigenschaften zum Beispiel in Abhängigkeit von Schichtdicke und Temperatur. Weiterhin benötigt man keine Silber- oder Gold-Deckschicht (capping layer), die einen störenden Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften der Probe haben könnte, und es ist die Probenpräparation direkt in der Kammer möglich.

Die Fortentwicklung des existierenden polaren Mikroskopie-Aufbaus zu einem universell in longitudinaler und polarer Geometrie einsetzbaren Kerr-Mikroskop wurde erfolgreich durchgeführt. Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit eine UHV-Kammer entwickelt und in technische Zeichnungen umgesetzt, die von der mechanischen Werkstatt verwirklicht worden sind. Mithilfe dieser UHV-Kammer ist die mechanische und optische Integration des Kerr-Mikroskops mit dem UHV-Kammersystem realisiert worden.

Im Laufe der Arbeit ist es gelungen, in Testmessungen Domänenstrukturen sowohl in polarer als auch in longitudinaler Geometrie abzubilden. Dies geschah zumindest in polarer Geometrie mit hoher Auflösung und gutem Kontrast. Durch den engen Zeitrahmen der Arbeit gelang die Untersuchung von Domänen unter UHV-Bedingungen leider nicht, jedoch konnte die Dichtigkeit der UHV-Komponenten des Mikroskops überprüft werden und optische Auflösungsmessungen unter UHV-Bedingungen vorgenommen werden, was die Voraussetzungen für die weiteren Messungen unter UHV-Bedingungen schafft.

Zur Integration des Kerr-Mikroskops mit der UHV-Messkammer wurde eine universelle Probenkammer entwickelt, die über ihre Funktion für das Kerr-Mikroskop hinaus vielfältige Anwendungsmöglichkeiten für optische Messverfahren unter UHV-Bedingungen bietet und dafür auch über die nötigen Flansche und mechanischen Anschlussmöglichkeiten verfügt.

Für künftige Messungen wären Schichtsysteme wie Fe_3Si auf GaAs geeignete Kandidaten. Diese Schichten weisen bei schon durchgeführten MOKE-Untersuchungen ein Koerzitivfeld von wenigen Oe auf. Sie können also mit dem verwendeten Magneten leicht in Sättigung gebracht werden. Weiterhin ist der Vergleich von strukturellen und magnetischen Untersuchungen interessant. So existieren bereits umfangreiche

STM-Untersuchungen der Schichtsysteme, die mit den magnetischen Aufnahmen des Kerr-Mikroskops verglichen werden können.

Literaturverzeichnis

- [Azz96] AZZAM, R. M. A.: *Ellipsometry and polarized light*. North-Holland personal library, 1996
- [Bit32] BITTER, Francis: Experiments on the nature of ferromagnetism. *Phys. Rev.* 41 (1932), S. 507–515
- [Gao11] GAO, Yu: *Construction of a Kerr-Microscopy System for Ultra High Vacuum*, Ruhr-Universität Bochum, Masterarbeit, 2011
- [HS09] HUBERT, Alex ; SCHÄFER, Rudolf: *Magnetic Domains, The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer, 2009
- [Jac93] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1993
- [Kit06] KITTEL, Charles: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2006
- [Nie04] NIEDRIG, Heinz: *Band 3, Optik, Wellen- und Teilchenoptik*. 10. Auflage, Walter de Gruyter, 2004 (Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik)
- [NIS09] NIST: *Reference Tables*. 2009. – <http://www.ncnr.nist.gov/equipment/ref.html>
- [Noo07] NOOR, Sani: *Untersuchungen zum magnetooptischen Kerr-Effekt und zur Kerr-Mikroskopie*, Ruhr-Universität Bochum, Diplomarbeit, 2007
- [Rai06] RAITH, Wilhelm: *Band 2, Elektromagnetismus*. 9. Auflage, Walter de Gruyter, 2006 (Bergmann, Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik)
- [Seb09] SEBASTIAN, Thomas: *Magnetooptische Untersuchungen zum Schaltverhalten kleiner magnetischer Strukturen*, Technische Universität Kaiserslautern, Diplomarbeit, 2009
- [WFW51] WILLIAMS, H. J. ; FOSTER, F. G. ; WOOD, E. A.: Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effekt. *Phys. Rev.* 82 (1951), S. 119–120

Danksagung

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

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Ulrich Köhler für die interessante Themenstellung und für die gute und in schwierigen Abschnitten motivierende Betreuung.

Des Weiteren möchte ich mich bei Carsten Godde für die praktische Einführung in die Vakuumtechnik, die Hilfestellung beim Umgang mit dem Rasterelektronenmikroskop und seine Hilfsbereitschaft bei allen technischen Fragen bedanken.

Bei Sani Noor bedanke ich mich für die Hilfe bei so manch inhaltlichen Fragestellungen und für die bereitwilligen Leihgaben der Ausstattung.

Für schnelle Hilfestellung bei allen Arten von technischen Problemen bedanke ich mich bei Cornelia Leschke und Elisabeth Bartling.

Weiterhin danke ich Peter Stauche für sein Know-How auf dem Gebiet der Vakuumdichtungen.

Bei Yu Gao bedanke ich mich, da er mit seiner Masterarbeit die Grundlage für diese Arbeit gelegt hat.

Schließlich möchte ich mich bei den Mitarbeitern der Elektronikwerkstatt und der Feinmechanikwerkstatt bedanken, die meine Konstruktionen soweit verbessert haben, dass sie praktisch umgesetzt werden konnten.

Bochum, August 2011

Christian Klump