

Diplomarbeit
von
Daniel Wegner

Lineare und nichtlineare
optische Rasternahfeldmikroskopie
an magnetischen Filmen



vorgelegt am
Fachbereich Physik
der Freien Universität Berlin
November 1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Magneto-Optik	7
2.1	Domänen und Anisotropien	7
2.2	Faraday- und Kerr-Effekt	10
2.3	Nichtlineare Magneto-Optik	13
2.4	Magneto-optische Materialien	16
2.4.1	TbFeCo	17
2.4.2	Co/Pt-Multilagenn	17
2.4.3	Granatfilme	17
3	Nahfeldoptik	19
3.1	Optisches Nahfeld	19
3.1.1	Rayleigh-Kriterium	19
3.1.2	Nahfeld	20
3.1.3	Evaneszentes Feld	21
3.2	Nahfeld-Detektion	22
3.3	Realisierung eines SNOM	23
3.3.1	Nanosonde	23
3.3.2	Unbedampfte Glasfaserspitzen	24
3.3.3	Abstandskontrolle	25
3.4	Konfigurationen	26
3.5	Topographie-Artefakte	27
3.6	Magneto-Optik im Nahfeld	28
4	Sagnac-Interferometer	29
4.1	Sagnac-Effekt	30
4.2	Reziproke und nicht-reziproke Phänomene	31
4.3	Magneto-optische Messungen	33
4.4	Signalverarbeitung	34
4.5	Optimierung und Rauschunterdrückung	35
4.5.1	Faserschleife	35
4.5.2	Lichtquelle	36

5	Magneto-optisches Rasternahfeldmikroskop	39
5.1	Herstellung von Glasfaserspitzen	39
5.2	Aufbau des SNOM	41
5.2.1	Faserhalter und Abstandskontrolle	41
5.2.2	Modifikation der Rastereinheit	43
5.3	Sagnac-SNOM	43
5.3.1	Transmissions-Anordnung	43
5.3.2	Reflexions-Anordnung	45
5.4	Lineare und nichtlineare magneto-optische Nahfeldmikroskopie	45
6	Charakterisierung des SNOM	49
6.1	Nahfeldsonden	49
6.2	Kalibrierung der Rastereinheit	51
6.3	Kalibrierung des Sagnac-Interferometers	53
7	Messungen in Reflexion (Sagnac)	55
7.1	Magneto-optische Diskette (MOD)	55
7.2	Co/Pt-MOD	60
7.3	Ummagnetisierung von Co/Pt-Strukturen	61
8	Messungen in Transmission	67
8.1	Proben	67
8.2	Faraday-SNOM	69
8.3	Sagnac-SNOM	74
8.4	MSHG-SNOM	78
9	Zusammenfassung und Ausblick	85
	Danksagung	87
	Literaturverzeichnis	89

1 Einleitung

Die Verwendung der magneto-optischen Speichertechnologie in der kommerziellen Anwendung hat sich im Verlauf des vergangenen Jahres kontinuierlich etabliert. So hat sie bereits in der Musikindustrie Einzug gefunden und besitzt ein großes Potential, sich gegenüber anderen Speichermethoden durchzusetzen. Angesichts der großen Vorteile verwundert dies nicht: Magneto-optische Speichermedien erlauben praktisch beliebig häufiges Schreiben und Lesen und garantieren eine Datensicherheit von mindestens 50 Jahren. Diese Eigenschaften kann kaum ein anderes digitales Speichermedium vorweisen. Aber die magneto-optische Datenspeicherung hat auch Nachteile: Die Lese- und Schreibgeschwindigkeiten sind noch nicht schnell genug, und die Speicherdichten müssen in Zukunft größer werden. Physikalisch bedeutet dies, daß man immer kleinere magnetische Domänen mit dem sog. thermomagnetischen Verfahren erzeugen muß. Die Miniaturisierung scheint aber an Grenzen zu stoßen, die noch relativ unerforscht sind. Denn kleine Domänenstrukturen können mit der konventionellen magneto-optischen Mikroskopie nicht mehr aufgelöst werden.

Die optische Rasternahfeldmikroskopie – SNOM – schafft diesem Problem Abhilfe. Es hat die Eigenschaft, die allgemein für konventionelle Mikroskopie gültige Auflösungsbegrenzung zu umgehen, so daß auch Strukturen unterhalb von 100 nm Größe untersucht werden können. Durch kleine Modifikationen kann man das Nahfeldmikroskop erweitern, um auch hochauflösende Magneto-Optik betreiben zu können. Die ersten Realisierungen von magneto-optischen SNOM's zeigen leider, daß die Empfindlichkeit auf viele andere Effekte den magneto-optischen Kontrast stört. Daraus entwickelte sich in unserer Arbeitsgruppe die Idee, eine interferometrische Meßmethode zu benutzen, die ausschließlich auf den magnetischen Kontrast empfindlich ist.

Die Kombination des SNOM mit einem Sagnac-Interferometer zum Sagnac-SNOM wurde schließlich von Barry L. Petersen umgesetzt. Nachdem erste Versuche erfolgreich waren, sollte das Sagnac-SNOM im Rahmen dieser Arbeit weiter etabliert werden. Dies erforderte mehr experimentelle Erfahrung im Umgang mit dem Interferometer. Ziel ist es, das Sagnac-SNOM genauer zu charakterisieren und das Potential dieses neuen Meßinstruments auszuloten. Wir wollen Aussagen über die Sensitivität und Stabilität treffen und testen, wo die Grenzen der Optimierbarkeit liegen. Vor allem wurde überprüft, ob tatsächlich nur magneto-optische Effekte detektiert werden. Dazu wurden nicht-magnetische Artefakte in Sagnac-SNOM-Aufnahmen verglichen mit Artefakten, die beim magneto-optischen SNOM mit üblicher Polarisationsanalyse auftreten.

Im letzten Teil meiner Arbeit stelle ich eine neue Meßmethode vor, die in Zusammenar-

beit mit der Arbeitsgruppe von Prof. E. Matthias realisiert wurde. Es handelt sich um ein nichtlineares magneto-optisches SNOM (oder MSHG-SNOM), welches mit einem Faraday-SNOM kombiniert wurde. Hintergrund des Versuchs, ein MSHG-SNOM zu entwickeln, sind die äußerst vielfältigen Möglichkeiten, mit der nichtlinearen Magneto-Optik bestimmte Komponenten der Magnetisierung selektiv detektieren zu können. In Kombination mit einer simultanen linearen Detektion sollte es möglich sein, detaillierte Informationen über Magnetisierungsrichtungen, z.B. über Verkippungen, zu gewinnen. So könnte es in Zukunft möglich sein, hochauflösende Studien an Domänenwänden durchzuführen. In dieser Arbeit werden erste Ergebnisse, die unterschiedliche Domänenstrukturen im nichtlinearen und im linearen magneto-optischen Signal zeigen, vorgestellt und vergleichend interpretiert.

Meine Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werde ich zunächst die Grundlagen der Bildung magnetischer Domänen und der Detektion mittels Magneto-Optik vorstellen. Dabei wird intensiver auf die nichtlineare Magneto-Optik eingegangen, weil ich davon ausgehe, daß dieses Feld noch nicht zum Grundlagenwissen eines Physikers gezählt wird. Kapitel 3 widmet sich der Nahfeldoptik. Es wird also erklärt, warum das SNOM nicht in der Auflösung begrenzt ist und was zu beachten ist, wenn ein SNOM realisiert wird. In Kapitel 4 werde ich das Sagnac-Interferometer ausführlich vorstellen. Dies betrifft vor allem die bemerkenswerte selektive Empfindlichkeit auf magneto-optische Effekte. In dieses Kapitel fließen bereits grundlegende Erfahrungen ein, die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden. Kapitel 5 stellt die Aufbauten aller in dieser Arbeit benutzten magneto-optischen SNOM's vor. In Kapitel 6 werden die wichtigsten Aufbauten charakterisiert und kalibriert. Kapitel 7 zeigt die ersten Ergebnisse des Sagnac-SNOM, mit denen die Leistungsfähigkeit beurteilt werden kann. Die Messungen wurden allesamt in Reflexionsanordnung durchgeführt. In Kapitel 8 werden das Faraday-SNOM, das Sagnac-SNOM und das MSHG-SNOM miteinander verglichen. Dabei wird auf die besonders interessanten Ergebnisse des MSHG-SNOM etwas ausführlicher eingegangen. Kapitel 9 faßt schließlich die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick.

Teile dieser Arbeit wurden in folgenden Artikeln veröffentlicht:

- A. Bauer, B. L. Petersen, T. Crecelius, G. Meyer, D. Wegner, and G. Kaindl, *Magnetic domain imaging with a scanning near-field optical microscope using a modified Sagnac interferometer*, J. Microscopy **194**, 507 (1999).
- D. Wegner, U. Conrad, J. Gütde, G. Meyer, T. Crecelius, and A. Bauer, *In-plane magnetization of garnet films imaged by proximal probe nonlinear magneto-optical microscopy*, Appl. Phys. Lett. (Sept. 1999), zur Publikation eingereicht.

2 Magneto-Optik

Die Magneto-Optik beschreibt die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit einem magnetisierten Medium. Im Rahmen dieser Arbeit ist nur der Frequenzbereich des sichtbaren Lichts relevant. Hier sind die bekanntesten Effekte der Faraday- und der magneto-optische Kerr-Effekt¹ [Arg 55]. Man kann sie ausnutzen, um die magnetische Domänenstruktur eines Körpers mit abbildenden Verfahren sichtbar zu machen. In diesem Kapitel werden kurz die physikalischen Ursachen der Domänenbildung vorgestellt. Anschließend werden auf weitgehend phänomenologischer Basis der Faraday- und der Kerr-Effekt erklärt. Ein weiterer Abschnitt ist der nichtlinearen Magneto-Optik gewidmet, welche interessante Phänomene zur selektiven Untersuchung der magnetischen Eigenschaften eines Festkörpers bereithält. Abschließend werden die allgemeinen Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten magneto-optischen Materialien vorgestellt.

2.1 Domänen und Anisotropien

Eine magnetische Domäne (auch als Weißscher Bezirk bekannt) ist ein Bereich im Festkörper, in dem alle atomaren magnetischen Momente gleich ausgerichtet sind. Oft bildet sich ein kompliziertes Muster von Domänen mit jeweils unterschiedlicher Orientierung aus. Für die Art der Domänenstruktur ist im wesentlichen ein Wechselspiel von Austauschenergie, Anisotropieenergie (einschließlich der Dipol-Dipol-Wechselwirkungsenergie) und Zeeman-Energie verantwortlich. Die Zeeman-Energie tritt nur bei Anlegen eines äußeren Feldes auf. Im Rahmen dieser Arbeit wurden aber nur Messungen im Nullfeld vorgenommen. Daher wird sie im folgenden nicht weiter betrachtet. Die Eigenschaften der Domänenstruktur sind davon abhängig, welche Energiebeiträge dominieren [Hub 98].

Ein Ferromagnet bevorzugt eine konstante Magnetisierungsrichtung, d.h. die Momente stehen parallel zueinander. Der Betrag des Magnetisierungsvektors \vec{M} entspricht der Sättigung M_s . Ursache ist die Austauschwechselwirkung der Elektronen, nach der aufgrund der geringeren Coulombenergie eine parallele Einstellung der Spins am günstigsten ist. Eine Verkipfung ist nur unter Aufwendung der Energie [Hub 98]

$$E_{\text{aus}} = A \int (\text{grad}\vec{m})^2 dV$$

¹im folgenden nur noch Kerr-Effekt genannt, da im Rahmen dieser Arbeit keine Verwechslung mit dem elektro-optischen Kerr-Effekt möglich ist.

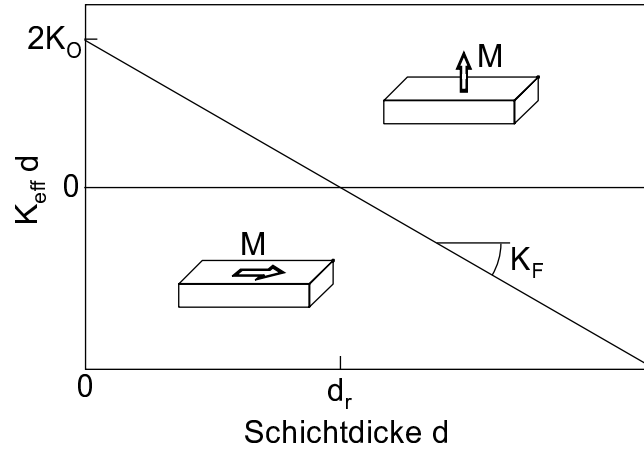


Abbildung 2.1: Spinreorientierungsübergang von *out-of-plane* zu *in-plane* bei der Filmdicke d_r in einem dünnen magnetischen Film.

möglich. A ist die Austauschkonstante, $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ die Richtung der Magnetisierung. Die Austauschenergie ist isotrop.

Die Anisotropieenergie führt dazu, daß sich die Magnetisierung in bestimmten Vorzugsrichtungen einstellt. Es existieren leichte (d.h. energetisch günstige) und schwere Richtungen der Magnetisierung. Der Energieaufwand bei Abweichungen um den Winkel θ von der leichten Richtung ist in erster Näherung [Blü 99]

$$E_{\text{anis}} = \int K_{\text{eff}} \sin^2 \theta dV.$$

K_{eff} ist die Anisotropiekonstante. Man unterscheidet die Form- und die magnetokristalline (oder kurz Kristall-) Anisotropie. Anisotropien spielen eine wichtige Rolle, wenn man nach einem Material sucht, welches seine Magnetisierung definiert ausrichten soll. Dies ist besonders interessant für technische Anwendungen.

Ein magnetischer Körper erzeugt ein Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_D mit der Energie

$$E_{\text{streu}} = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{H}_D \cdot \vec{M} dV$$

[Hub 98]. Um sie zu minimieren, muß sich das Magnetisierungsfeld möglichst quellen- und senkenfrei ausrichten, so daß Streufelder möglichst verhindert werden. Da die Streufeldenergie stark von der makroskopischen Form des Körpers abhängt, bezeichnet man ihre Energiedichte auch als Formanisotropie. Sie ist eine Folge der langreichweitigen Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Bei dünnen Filmen versucht die Formanisotropie, die Magnetisierung in die Filmebene zu zwingen. Dies drückt sich in einer negativen Anisotropiekonstante aus [Blü 99].

Die Kristallanisotropie gibt die Energieabhängigkeit für verschiedene Magnetisierungsrichtungen relativ zur Kristallstruktur wieder. Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Kristallfeld entsteht eine Vorzugsrichtung des Bahndrehimpulses L und wegen der

Spin-Bahn-Kopplung auch des Spins S . Bei den Übergangsmetallen (Fe, Co, Ni) ist der Bahndrehimpuls fast vollständig gequencht, weshalb die Kristallanisotropie relativ klein ist. Dies ist bei den Selten-Erd-Metallen (Dy, Tb) nicht der Fall, hier ist die Kristallanisotropie sehr groß und damit die leichte Achse energetisch besonders ausgezeichnet. Das macht die Gruppe der $4f$ -Elemente sehr attraktiv für technische Anwendungen [Kit 96]. In einem dicken Film dominiert meist die Formanisotropie. An der Oberfläche ist jedoch die Energiedichte der Kristallanisotropie von derselben Größenordnung; sie wird dann auch als Oberflächenanisotropie bezeichnet und führt in einigen Fällen zu senkrechter Anisotropie, die Anisotropiekonstante ist also positiv. Es bilden sich Domänen aus, deren Magnetisierung senkrecht zur Filmebene steht, sie werden als *out-of-plane*-Domänen bezeichnet.

Das Wechselspiel der beiden Anisotropien kommt in der Anisotropiekonstante K_{eff} zum Ausdruck. Mit dem Beitrag der Oberflächenanisotropie, K_{O} , und der Formanisotropie, K_{F} , läßt sich K_{eff} für einen Film der Dicke d schreiben als [Blü 99]

$$K_{\text{eff}} = K_{\text{F}} + \frac{2K_{\text{O}}}{d}.$$

Für einen dünnen Eisenfilm z.B. wurden Werte von $K_{\text{O}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$ eV/Atom und $K_{\text{F}} \approx -1,4 \cdot 10^{-4}$ eV/Atom berechnet [Bru 93]. Trägt man $K_{\text{eff}}d$ über d auf, so ergibt sich ein linearer Zusammenhang (s. Abb. 2.1). Dabei dominiert bei sehr dünnen Filmen oft die Oberflächenanisotropie ($K_{\text{eff}} > 0$). Bis zu einer charakteristischen Filmdicke d_r (etwa drei bis vier Atomlagen) bewirkt sie, daß die Magnetisierung aus der Filmebene zeigt (also *out-of-plane*-Magnetisierung). Bei dickeren Filmen wechselt das Vorzeichen von K_{eff} , so daß ein Spinreorientierungsübergang in die Ebene stattfindet. Es liegt dann eine *in-plane*-Magnetisierung vor [Blü 99].

Ein eindomäniger Zustand würde zu einem großen Streufeld führen. Deswegen ist es oft günstiger, wenn das Magnetisierungsfeld in mehrere Domänen zerfällt. Sie werden durch Domänenwände getrennt, in denen die Magnetisierung gedreht wird. Die Drehung erfordert den Aufwand von Austausch- und Anisotropieenergie. Die Domänenwandenergie ist dann [Hub 98]

$$E_{\text{Wand}} \propto \sqrt{AK_{\text{eff}}}.$$

Die Domänenwanddicke η , also die für die Drehung der Magnetisierung benötigte Länge, ergibt sich ebenfalls aus der Beziehung zwischen Austausch- und Anisotropiekonstante [Hub 98]:

$$\eta \propto \sqrt{A/K_{\text{eff}}}. \quad (2.1)$$

Je nachdem, wie die Drehung von \vec{M} in der Domänenwand realisiert ist, unterscheidet man zwischen verschiedenen Arten von Domänenwänden. Bei einer *out-of-plane*-Domänenstruktur bilden sich oft Blochwände, bei denen die Magnetisierung um 180° parallel zum Verlauf der Wand, also senkrecht zur Wandnormalen, gedreht wird (s. Abb. 2.2). Bei der Néelwand ist die Drehung gerade in der anderen Weise, so daß die Magnetisierung eine zum Wandverlauf senkrechte Komponente bekommt.

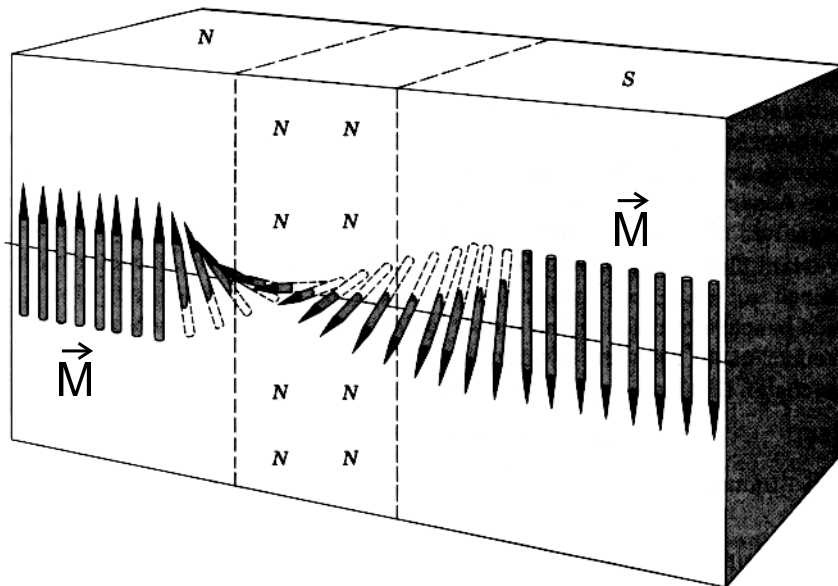


Abbildung 2.2: Drehung der Magnetisierung in einer Blochwand (aus [Kit 96]).

In der technischen Anwendung der magnetischen Datenspeicherung ist es von Bedeutung, möglichst kleine Domänen erzeugen zu können. Um ein feinstrukturiertes Domänenmuster zu erhalten, müssen die Domänenwände schmal bleiben, \vec{M} muß sich also auf relativ kleinem Raum drehen. Dies ist nach Gl. 2.1 energetisch günstiger, wenn die Kristallanisotropie groß ist. Das ist bei Filmen mit senkrechter Anisotropie, also *out-of-plane*-Magnetisierung, der Fall [Hub 98].

2.2 Faraday- und Kerr-Effekt

Linear polarisiertes Licht, das sich in einem magnetisierten Medium ausbreitet, wird in elliptisch polarisiertes Licht umgewandelt, dessen Hauptachse gegenüber der ursprünglichen Polarisationsachse gedreht ist. In Transmission und bei senkrechter Magnetisierung spricht man vom Faraday-Effekt. In Reflexion spricht man vom Kerr-Effekt. Man unterscheidet drei verschiedene Geometrien [Fum 98b]. In dieser Arbeit ist nur der polare Kerr-Effekt relevant, bei dem ebenfalls \vec{M} senkrecht zur Oberfläche des Mediums ist (s. Abb. 2.3).

In der phänomenologischen Beschreibung zeigen sich diese Effekte in den Nebendiagonalelementen des Dielektrizitätstensors $\underline{\underline{\epsilon}}$. Die Wechselwirkung der propagierenden Lichtwelle $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ mit einem homogenen Medium wird durch die Maxwellgleichungen [Gre 91]

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu_0 \dot{\vec{H}} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \left(\epsilon_0 + \underline{\underline{\alpha}} - i \frac{\underline{\underline{g}}}{\omega} \right) \dot{\vec{E}} =: \underline{\underline{\tilde{\epsilon}}} \dot{\vec{E}}\end{aligned}$$

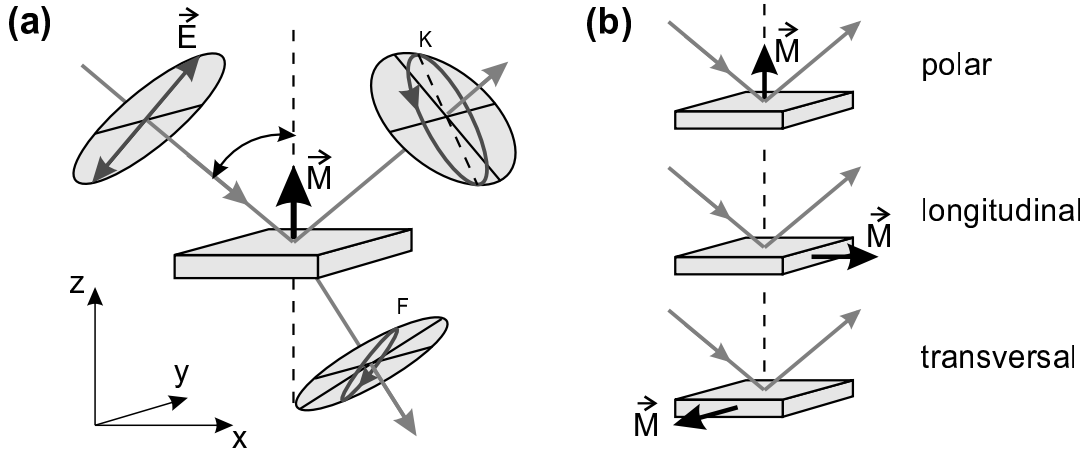


Abbildung 2.3: (a) Polarisationsänderungen beim Faraday- und Kerr-Effekt; (b) beim Kerr-Effekt werden abhängig von der Einfallsebene und der Magnetisierungsrichtung drei Geometrien unterschieden.

beschrieben, wobei $\underline{\tilde{\epsilon}}$ der generalisierte Dielektrizitätstensor ist, $\underline{\alpha}$ bezeichnet den Polarisations-, $\underline{\sigma}$ den Leitfähigkeitstensor. Für polare Geometrie existieren nur zwei linear unabhängige Komponenten:

$$\underline{\tilde{\epsilon}}(\vec{M} \parallel \hat{z}) = \begin{pmatrix} \epsilon & \epsilon_{xy} & 0 \\ -\epsilon_{xy} & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{pmatrix} =: \epsilon \begin{pmatrix} 1 & i\tilde{Q} & 0 \\ -i\tilde{Q} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

\tilde{Q} ist eine komplexe Materialkonstante, die von \vec{M} abhängt. Wählt man als Lösungsansatz monochromatische, ebene Wellen, die in z -Richtung senkrecht auf die Probenoberfläche einfallen,

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left[i\omega \left(t - \tilde{n} \frac{z}{c} \right) \right],$$

wobei \tilde{n} der komplexe Brechungsindex ist, dann findet man nach kurzer Rechnung [Bau 99b] als Eigenlösungen rechts- (\vec{e}_+) bzw. linkszirkular (\vec{e}_-) polarisiertes Licht:

$$\vec{E}_{\pm} = E_0 \vec{e}_{\pm} \exp \left[i\omega \left(\frac{\tilde{n}_{\pm} z}{c} - t \right) \right] \quad \text{mit} \quad \tilde{n}_{\pm} = \sqrt{\epsilon (1 \mp \tilde{Q})} \approx \sqrt{\epsilon} \left(1 \mp \frac{\tilde{Q}}{2} \right).$$

Wenn \tilde{Q} reell ist, dann zeigt die Probe zirkulare Doppelbrechung. Ist \tilde{Q} komplex, so existiert Zirkulardichroismus. Offenbar unterscheiden sich die Brechungsindizes für rechts- und linkszirkulares Licht. Bei der Ausbreitung im Medium werden sie zueinander phasenverschoben. Bei Transmission durch die Probe der Dicke d (Faraday-Effekt) ist diese Verschiebung [Bau 99b]

$$\Delta\phi = \frac{\omega d}{c} (\tilde{n}_- - \tilde{n}_+) = \frac{\omega d}{c} \sqrt{\epsilon} \tilde{Q}$$

2 Magneto-Optik

Da linear polarisiertes Licht als Linearkombination von links- und rechtszirkular polarisiertem Licht verstanden werden kann, erfährt es also gerade diese Phasenänderung, aus der sich eine (komplexe) Drehung, die Faraday-Rotation

$$\phi_F = \frac{\omega d}{2c} \sqrt{\epsilon} \tilde{Q} \quad (2.3)$$

ergibt. Die Phasenverschiebung entspricht also genau zweimal der Faraday-Rotation. Der Realteil von ϕ_F beschreibt die Drehung der Hauptachse, der Imaginärteil entspricht (für kleine Winkel) der Elliptizität. Faraday-Drehungen können wegen der Schichtdicken-Abhängigkeit sehr unterschiedliche Werte annehmen. Deshalb werden sie über die Schichtdicke normiert angegeben, z.B. bei einem Eisenfilm als typischen Vertreter eines Ferromagneten $347000^\circ/\text{cm}$ bei einer Wellenlänge von 546 nm [AIP 72].

Auf analoge Weise und unter Berücksichtigung der Fresnel-Koeffizienten für die Reflexion von Licht bei senkrechter Inzidenz kann der polare Kerr-Effekt berechnet werden. Die komplexe Kerr-Drehung (für kleine Winkel) ist in erster Näherung [Bau 99b]

$$\phi_K \approx \tan \phi_K = -i \frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \approx -\frac{i\sqrt{\epsilon}\tilde{Q}}{1 - \epsilon}. \quad (2.4)$$

Im letzten Schritt werden Terme $\sim \tilde{Q}^2$ vernachlässigt. ϕ_K setzt sich wieder zusammen aus der Drehung der Hauptachse (Realteil) und der Elliptizität (Imaginärteil). Typische Kerr-Drehungen bei Ferromagneten liegen im Bereich $10^{-2} \dots 10^{-1}$ Grad. Interessant ist die Tatsache, daß auch der Kerr-Effekt schichtdickenabhängig wird, wenn die Schichtdicke des untersuchten Films kleiner ist als die optische Eindringtiefe. Dies macht deutlich, daß beide Effekte physikalisch dieselbe Ursache haben.

Da die Nebendiagonalelemente ϵ_{ij} des Dielektrizitätstensors näherungsweise linear in der Magnetisierung sind, gilt das auch für Gl. 2.3 und 2.4 (zur Erinnerung: in Gl. 2.2 wurde definiert: $\epsilon_{xy} = i\epsilon\tilde{Q}$). Also sind der Faraday- und der Kerr-Effekt linear in der Magnetisierung: $\phi_{F,K} \propto M$ [Arg 55].

Eine einfache Interpretation erklärt die Drehung der Polarisation mit einer Lorentzkraft: Die Elektronen des Mediums werden durch das E -Feld des Lichts zu Schwingungen angeregt, die senkrecht zur Magnetisierungsrichtung sind. Dabei erfahren sie eine orthogonale dielektrische Verschiebung $\epsilon\tilde{Q}\vec{M} \times \vec{E}$, eine Art Lorentzkraft, welche die Schwingungsrichtung der Elektronen und damit des abgestrahlten E -Feldes dreht [Hub 93]. Für eine mikroskopisch exakte Erklärung des Faraday- und Kerr-Effekts ist die Quantenmechanik notwendig. Das E -Feld koppelt demnach über die Spin-Bahn-Kopplung an den Spin des Elektrons. Die parallele Spinausrichtung aufgrund der Austauschwechselwirkung sorgt dafür, daß sich die atomaren Effekte bei einem Ferromagneten nicht gegenseitig aufheben. Für Einzelheiten sei auf die Literatur verwiesen [Arg 55, Sch 91].

Die Messung von $\phi_{F,K}$ kann auf verschiedene Weisen geschehen. Die einfachste Methode, die Drehung von linear polarisiertem Licht zu detektieren, ist die Benutzung eines Polarisators im Ausgangsstrahl (Analysator genannt), dessen Durchlaßrichtung senkrecht zur Polarisation des Einfallstrahls steht. Tritt eine Drehung der Polarisationsachse auf,

dann gelangt trotz gekreuzter Stellung ein Teil des Lichts durch den Analysator und kann dahinter detektiert werden [Bec 99]. Eine elegantere Methode ist, das Licht nach der Wechselwirkung mit der Probe in zwei orthogonale Polarisationskomponenten zu trennen, z.B. mit Hilfe eines Wollaston-Prismas, deren Intensitäten I_1 und I_2 gemessen werden. Das normierte Differenzsignal $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ ist bei kleinen Drehungen proportional zu $\phi_{F,K}$ [Mey 98]. Eine weitere Methode ist die Detektion mit Hilfe eines Sagnac-Interferometers, eine sehr empfindliche Methode. Das Detektionsprinzip ist etwas kompliziert. Deshalb wird das Sagnac-Interferometer gesondert und ausführlich in Kapitel 4 behandelt.

2.3 Nichtlineare Magneto-Optik

In der Optik sind kleine Energiedichten des Lichts üblich, so daß in sehr guter Näherung die Wechselwirkung mit Materie linear ist. Mit der Entwicklung von gepulsten Lasern mit ultrakurzen Pulsdauern ($\sim 10^{-15}$ s) ist es gelungen, für kurze Zeit Energiedichten zu erzeugen, die den nichtlinearen Charakter des Mediums in Erscheinung treten lassen. Unter der Vielzahl nichtlinearer optischer Phänomene ist die wohl bekannteste die optische Frequenzverdopplung (engl. Second Harmonic Generation, SHG). Wenn ein sehr starkes Lichtfeld mit einem nichtlinearen Medium wechselwirkt, ist wegen der hohen Photonendichte dieser ansonsten vernachlässigbare Effekt beobachtbar. Man kann sich den Prozeß als drei virtuelle Übergänge vorstellen: zwei Anregungen unter Absorption jeweils eines Photons der Frequenz ω und eine Relaxation unter Emission eines Photons der Frequenz 2ω [Hoh 98]. Da dieser Prozeß eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit hat, kann er erst bei Anwesenheit sehr vieler Photonen beobachtet werden. Man benötigt z.B. bei Metallen i.a. etwa 10^{12} Photonen der Frequenz ω , um ein Photon der doppelten Frequenz 2ω zu erzeugen.

In der phänomenologischen Beschreibung betrachtet man die elektrische Polarisation, welche nichtlinear in E wird und in einer Reihe entwickelt werden kann [Tep 92]:

$$\vec{P} = \vec{P}(\omega) + \vec{P}(2\omega) + \dots$$

mit dem linearen Anteil $\vec{P}(\omega)$. Die nichtlineare Polarisation $\vec{P}(2\omega) \sim E^2$ läßt sich schreiben als

$$P_i(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) + \underbrace{\chi_{ijkl}^{(3)} E_j(\omega) \nabla_k E_l(\omega)}_{\text{Quadrupol-Term}} + \dots \quad (2.5)$$

wobei in der elektrischen Dipolnäherung nur der erste Term auf der rechten Seite berücksichtigt wird. $\chi^{(2)}$ ist die nichtlineare Suszeptibilität, ein polarer Tensor dritter Stufe. Wie aus Gl. 2.5 deutlich wird, bezeichnen die letzten beiden Indizes die räumlichen Komponenten der den beiden ω -Photonen zuzuordnenden einfallenden \vec{E} -Felder, der erste Index zeigt, zu welcher Polarisationsrichtung die Tensorkomponente beiträgt.

Aufgrund der Symmetrieeigenschaften des Festkörpers verschwinden viele Tensorkomponenten, es bleiben also i.a. wenige Freiheitsgrade übrig. So transformiert unter Inversion $\chi_{ijk}^{(2)} \rightarrow -\chi_{ijk}^{(2)}$, d.h. bei einem zentrosymmetrischen Kristall ist $\chi_{ijk}^{(2)} = -\chi_{ijk}^{(2)} \equiv 0$. Es existiert also kein SHG-Effekt im Volumen des Kristalls. Nur an Grenz- und Oberflächen, wo

	$\vec{M} \parallel \hat{x}$	$\vec{M} \parallel \hat{y}$	$\vec{M} \parallel \hat{z}$
Kristall-SHG	P_x	P_x	P_x
MSHG $\propto M$	$P_y \propto M_x$	$P_x \propto M_y$	$P_y \propto M_z$
MSHG $\propto M^2$	$P_x \propto M_x^2$	$P_x \propto M_y^2$	$P_x \propto M_z^2$

Tabelle 2.1: Polarisation des MSHG bei verschiedenen Magnetisierungsrichtungen für eine fcc-(111)-Oberfläche. Die Angaben gelten für eine Einfallspolarisation entlang \hat{x} und Messung in Transmission bei senkrechter Inzidenz (aus [Lyu 97]).

die Zentrosymmetrie gebrochen ist, kann SHG auftreten. Somit ist dieser Effekt extrem oberflächenempfindlich (einige Monolagen). Betrachtet man die (111)-Oberfläche eines fcc-Kristalls, wobei die z -Komponente senkrecht auf der Oberfläche steht ($\hat{z} = [111]$), dann ist die nichtlineare Suszeptibilität [Tep 92]

$$\underline{\underline{\chi}}^{(2)} = \begin{pmatrix} \chi_{xxx} & \chi_{xyy} & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{yyz} & 0 & \chi_{yyx} \\ \chi_{zxx} & \chi_{zyy} & \chi_{zzz} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Hier sind nicht alle Komponenten linear unabhängig. Weitere Einschränkungen der Komponenten ergeben sich, wenn man die Polarisation des einfallenden Lichts geeignet wählt oder nur bestimmte Komponenten des SHG-Lichts analysiert.

In einem magnetisierten Medium führt der axiale Vektor \vec{M} zu einer Symmetrierniedrigung, d.h. zusätzliche Komponenten in $\underline{\underline{\chi}}^{(2)}$ treten auf, die abhängig von der Magnetisierung sind. Dies bezeichnet man als MSHG (“Magnetization-induced SHG”). Auch MSHG zeigt bei zentrosymmetrischen Systemen eine starke Oberflächen- und Grenzflächenempfindlichkeit. Deshalb werden mit Hilfe dieses Effektes die magnetischen Eigenschaften von Oberflächen und vor allem an verborgenen Grenzflächen (z.B. in Multilagenfilmen) intensiv untersucht [Ras 99]. Man kann MSHG auch für die magnetische Mikroskopie ausnutzen, wenn man den Effekt in einem abbildenden Verfahren abhängig von der lateralen Probenposition detektiert.

Im magnetisierten Festkörper läßt sich die Polarisation schreiben als [Lyu 97]

$$P_i(2\omega) = \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) + \chi_{ijkl} E_j(\omega) E_k(\omega) M_l$$

mit χ_{ijkl} , einem axialen Tensor vierter Stufe. \vec{P} kann aber vereinfacht dargestellt werden, indem man $\underline{\underline{\chi}}$ trennt in einen in \vec{M} geraden Tensor $\underline{\underline{\chi}}^+$ und einen ungeraden Tensor $\underline{\underline{\chi}}^-$, d.h. $\chi_{ijk}^\pm(\vec{M}) = \pm \chi_{ijk}^\pm(-\vec{M})$. Für $\vec{M} = 0$ verschwindet $\underline{\underline{\chi}}^-$, so daß dieser Anteil als MSHG-Komponente des SHG-Signals interpretiert werden kann [Pan 89].²

Für eine fcc-(111)-Oberfläche mit einer Magnetisierung entlang der \hat{x} -Richtung [2 $\bar{1}\bar{1}$]

²Das stimmt nicht ganz, denn $\underline{\underline{\chi}}^+$ enthält auch Terme $\propto M^2$. Diese sind i.a. aber sehr klein gegenüber den Kristallkomponenten des SHG.

ist

$$\underline{\chi}^{(2)}(\vec{M} \parallel \hat{x}) = \underline{\chi}^+(\vec{M}) + \underline{\chi}^-(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \chi_{xxx} & \chi_{xyy} & 0 & 0 & \chi_{xxz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{yyz} & 0 & \chi_{yyx} \\ \chi_{zxx} & \chi_{zyy} & \chi_{zzz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{xyz} & 0 & \chi_{xxy} \\ \chi_{yxx} & \chi_{yyy} & \chi_{yzz} & 0 & \chi_{yxz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \chi_{zzy} & 0 & \chi_{zxy} \end{pmatrix}.$$

Wählt man z.B. die Polarisation des Einfallsstrahls entlang \hat{x} und mißt in Transmission bei senkrechter Inzidenz, also parallel zu $\hat{z} = [111]$, dann besitzt die von $\underline{\chi}^-$ induzierte frequenzverdoppelte Polarisation nur eine \hat{y} -Komponente:

$$\underline{\chi}^- \begin{pmatrix} E_{xx} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \chi_{yxx} E_{xx} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Analog läßt sich die nichtlineare Suszeptibilität für Magnetisierungen in \hat{y} - und \hat{z} -Richtung für Einfallspolarisation in \hat{x} berechnen [Lyu 97]. Das Ergebnis ist in Tab. 2.1 zusammengefaßt. Man erkennt u.a., daß der nichtmagnetische Kristallanteil der SHG stets die Polarisation der Fundamentalen erhält, also $\vec{P}_{\text{krist.}} = (P_x, 0, 0)$.

Interessant ist auch die Tatsache, daß bei Betrachtung der gesamten SHG-Ausbeute (d.h. keine Polarisationsanalyse, $\vec{P} = P_x + P_y$ werden gemessen) kein SHG-Kontrast zwischen zwei entgegengesetzt magnetisierten *out-of-plane*-Domänen beobachtet werden kann. Wie in Abb. 2.4(a) skizziert, setzt sich die Gesamtpolarisation \vec{P} zusammen aus dem Anteil \vec{P}_0 , der unabhängig von M bzw. quadratisch in M_z ist und sich somit bei Magnetisierungsumkehr nicht ändert, und dem Anteil \vec{P}_1 , welcher der in M_z linearen Komponente in Tab. 2.1 (3. Spalte) entspricht. Man erkennt, daß $|\vec{P}(M_z)| = |\vec{P}(-M_z)|$. Die SHG-Ausbeute $I_{2\omega} \propto |\vec{P}|^2$ bleibt also gleich. Allgemein kann festgehalten werden, daß bei senkrechter Inzidenz und linear polarisiertem Fundamentallicht ohne Polarisationsanalyse MSHG unempfindlich auf *out-of-plane*-Magnetisierung ist.

Anders verhält es sich bei der *in-plane*-Magnetisierung. Aus den Daten in Tab. 2.1 erkennt man, daß eine Magnetisierung in \hat{x} im linearen Fall eine Polarisation in \hat{y} bewirkt. Umgekehrt erzeugt eine Magnetisierung in \hat{y} eine proportionale Polarisation in \hat{x} . Unter der Annahme, daß sich die Proportionalitätskonstanten nicht besonders unterscheiden, kann man leicht die SHG-Ausbeute in Abhängigkeit von der Richtung einer *in-plane*-Magnetisierung konstruieren (s. Abb. 2.4(b)). Dazu kann man \vec{M} in seine Komponenten $M_x = M \cos \alpha$ und $M_y = M \sin \alpha$ teilen, für jede Komponente die (dazu senkrechte) Polarisationskomponente P_y und P_x berechnen und diese beiden wieder addieren zur Polarisationskomponente \vec{P}_1 . Diese wird nun zur richtungsunabhängigen Komponente \vec{P}_0 addiert. Wenn man die aus dieser Konstruktion ermittelte SHG-Intensität für alle Winkel α der

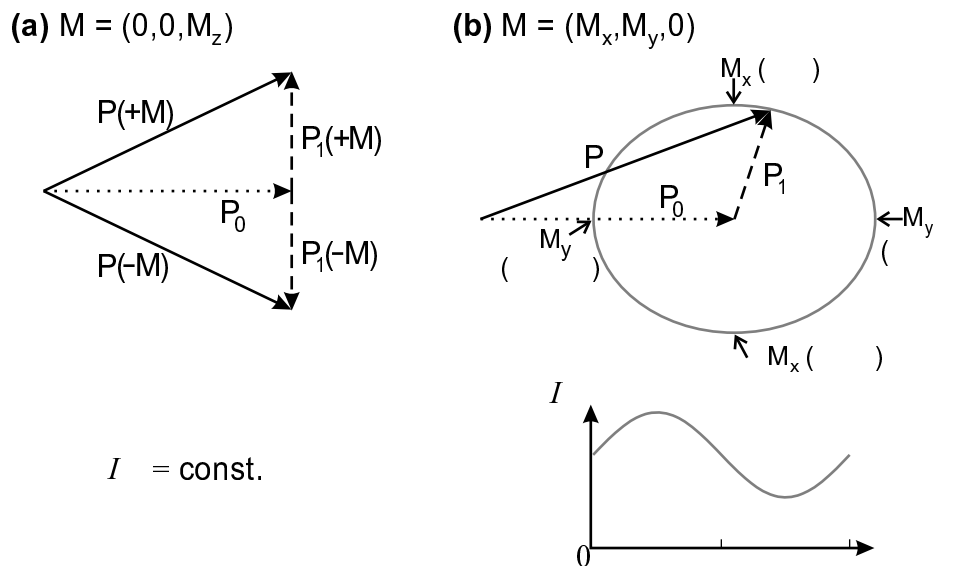


Abbildung 2.4: Konstruktion der SHG-Ausbeute aus den Daten von Tab. 2.1 bei Änderung der Magnetisierungsrichtung α relativ zur \hat{x} -Achse.

in-plane-Magnetisierung aufrägt (Abb. 2.4(b) unten), so erkennt man in erster Näherung eine sinusförmige Abhängigkeit. Die SHG-Ausbeute ist also maximal bei $\alpha = 90^\circ$, also für $\vec{M} = M_y$, und minimal für $\alpha = 270^\circ$, also für $\vec{M} = -M_y$. Die SHG-Ausbeute für $\vec{M} = M_x$ entspricht der von $\vec{M} = -M_x$.

Also sollten verschieden orientierte *in-plane*-Domänen unterschiedliche SHG-Ausbeuten bewirken. Diesen Kontrast kann man für die nichtlineare magneto-optische Mikroskopie ausnutzen, die wir im folgenden MSHG-Mikroskopie nennen werden. Damit steht eine zur Faraday- bzw. Kerr-Mikroskopie komplementäre Methode zur Verfügung. Denn bei der linearen magneto-optischen Mikroskopie ist bei senkrechter Inzidenz eine Beobachtung von sehr kleinen *in-plane*-Komponenten in einem Film, der hauptsächlich senkrechte Anisotropie vorweist, nicht immer möglich, weil in vielen Materialien der Faraday-Effekt viel größer ist als der Voigt-Effekt [Fer 84] (z.B. in magnetischen Granat-Filmen $\Delta n \sim 10^{-5}$ [Pav 97]). Die lineare magneto-optische Mikroskopie eignet sich also für die Messung von *out-of-plane*-Magnetisierungen, während *in-plane*-Komponenten viel empfindlicher mit MSHG-Mikroskopie untersucht werden können.

2.4 Magneto-optische Materialien

Magneto-optische Anwendungen in der Technik und Elektronik sind vor allem Datenspeicher (z.B. die magneto-optische Diskette (MOD)). Dabei orientieren sich die Eigenschaften der Materialien stark an den Bedürfnissen. Um immer höhere Speicherdichten zu erreichen, muß die Größe einer Domäne, die ein Bit repräsentiert, klein sein. Daher ist es von Vorteil, wenn das Material eine starke senkrechte Anisotropie aufweist. Das ist z.B. bei

einigen Selten-Erd-Legierungen der Fall, die in der Regel Gadolinium (Gd) oder Terbium (Tb) enthalten. Die $4f$ -Elemente spielen deshalb eine große Rolle in der Magneto-Optik. Die Entdeckung der Grenzflächenanisotropie in dünnen Filmen und der Zwischenschicht-Austauschkopplung in Multilagern eröffnete eine weitere Möglichkeit, magneto-optische Materialien mit hoher Kerr-Drehung und starker senkrechter Anisotropie zu gewinnen. Im folgenden sollen die drei im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Systeme kurz vorgestellt werden: TbFeCo, Co/Pt-Multilagernfilme und YIG-Filme.

2.4.1 TbFeCo

Diese amorphen Selten-Erd-Übergangsmetall-Verbindungen werden als Material für magneto-optische Speichermedien der ersten Generation derzeit am häufigsten eingesetzt. Es handelt sich um Ferrimagneten mit der Zusammensetzung $Tb_x(FeCo)_{1-x}$ ($0,2 \leq x \leq 0,3$) [Fum 98b]. Da Tb keinen S-Grundzustand hat, sorgt es für eine starke uniaxiale Anisotropie. Ein Teil des Tb kann durch Gd ersetzt werden, wodurch die Curie-Temperatur T_C beeinflusst wird. Typische Kerr-Drehungen liegen im Bereich bis nur ca. $0,3^\circ$ im roten Wellenlängenbereich. Dagegen zeigen sie im Blauen und im Ultravioletten (UV) verschwindend kleine Drehungen [Fum 98b].

2.4.2 Co/Pt-Multilagern

Durch magnetische Grenzflächenanisotropie und die Zwischenschicht-Austauschkopplung, also eine Wechselwirkung der magnetischen Momente der Co-Schichten über die nicht-magnetischen Pt-Schichten, können die magnetischen Eigenschaften des Multilagernsystems stark beeinflusst werden. Vor allem erreicht man eine hohe senkrechte Anisotropie, wie sie sonst nur in sehr dünnen Filmen möglich ist. Die Schichtdicke von Co liegt dafür bei $0,3 \dots 0,7$ nm, die von Pt bei $1,2$ nm [Fum 98b].

Co/Pt zeigt im UV-Bereich (bei $\lambda \simeq 300$ nm) Kerr-Drehungen von mehr als $0,5^\circ$. Auch bei polykristallinem Wachstum wurden Drehungen $> 0,6^\circ$ beobachtet [Brä 92]. Daher zählt dieses Material zu den möglichen magneto-optischen Speichermedien der zweiten Generation. Denn durch die Benutzung von blauem oder UV-Licht können kleinere Strukturen aufgelöst und somit die Domänengrößen für ein Bit verringert werden, um eine höhere Speicherdichte zu erreichen [Bec 99].

2.4.3 Granatfilme

Das Yttrium-Eisen-Granat ($Y_3Fe_5O_{12}$, YIG³) ist die bekannteste Granat-Zusammensetzung. Oft wird es mit Bismut (Bi) oder Dysprosium (Dy) anstelle von Yttrium (Y) und mit Gallium (Ga) anstelle von Eisen dotiert. YIG-Filme sind ferrimagnetisch. Die Filme müssen möglichst monokristallin sein, weshalb man sie auf einem geeigneten Substrat

³engl.: Yttrium Iron Garnet;

aufwachsen läßt. Meist wird dafür das transparente, unmagnetische Gadolinium-Gallium-Granat (GGG) benutzt. Da YIG-Filme fast im ganzen sichtbaren Bereich transparent sind, werden sie i.a. für Faraday-Messungen benutzt. Sie weisen eine außerordentlich hohe Faraday-Drehung auf. Typische Faraday-Drehungen bei Filmdicken von einigen Mikrometern betragen $1 \dots 10^\circ$.

YIG-Filme zeigen i.a. eine starke senkrechte Anisotropie, was zu *out-of-plane*-Domänen führt. Die Koerzitivität ist klein, d.h. es bildet sich ein feinstrukturiertes Domänenmuster mit Mäandern aus (das als Labyrinth-Muster bezeichnet wird), so daß die Nettomagnetisierung minimiert wird. Unter bestimmten Voraussetzungen können sich auch Streifen- oder Blasendomänen bilden. Typische Domänengrößen liegen im Bereich $1 \dots 100 \mu\text{m}$.

Vor allem mit Hilfe der Blasendomänen hat man in der Vergangenheit gehofft, eine geeignete magneto-optische Speichertechnik entwickeln zu können. Dieser Weg wird heutzutage jedoch nicht mehr ernsthaft verfolgt. Dennoch sind YIG-Filme als Testproben für magneto-optische Mikroskopie – vor allem in Verbindung mit der Nahfeldmikroskopie – sehr geeignet [Egg 99].

3 Nahfeldoptik

Die optische Rasternahfeldmikroskopie (SNOM¹) zählt zur Gruppe der Raster-Sonden-Mikroskopen. Allgemein wird dabei eine Nano-Sonde dicht an die Probenoberfläche gebracht und die Wirkung eines lokalen Feldes detektiert. So mißt man bei der Rastertunnelmikroskopie (STM) den lokalen Tunnelstrom zwischen einer Metallspitze und der Probenoberfläche, bei der Rasterkraftmikroskopie (AFM) werden atomare Kräfte gemessen, die auf die Spitze wirken. Bei SNOM wird das lokale elektromagnetische Feld detektiert, das man als optisches Nahfeld bezeichnet.

In diesem Kapitel wird erläutert, was man sich unter dem optischen Nahfeld vorzustellen hat und warum es viel mehr Feinstruktur-Informationen enthält als das von konventionellen Mikroskopen detektierte Fernfeld. Das Prinzip der Nahfeld-Detektion wird näher erläutert, und einige typische Realisierungen des SNOM werden vorgestellt. Nach einer Erläuterung des Begriffs der Topographie-Artefakte wird abschließend diskutiert, wie sich die Magneto-Optik im Nahfeld verhält.

3.1 Optisches Nahfeld

3.1.1 Rayleigh-Kriterium

Die maximal erreichbare Auflösung eines Lichtmikroskops ist beugungsbedingt begrenzt. Ein gutes Maß dafür ist das Rayleigh-Kriterium. Zwei beleuchtete, punktförmige Objekte im Abstand d zueinander sollen mit einer Linse abgebildet werden. Man erhält in der Ferne ein Fraunhofer-Beugungsmuster (Abb. 3.1). Das Rayleigh-Kriterium definiert, daß die beiden Punkte nur dann voneinander unterscheidbar sind, wenn ihre Beugungsmaxima nicht näher entfernt sind als der Durchmesser des Airy-Scheibchens². Das entspricht einem Abstand der Punkte [Ped 87]

$$d \geq \frac{0,61\lambda}{n \sin \theta}. \quad (3.1)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge des benutzten Lichts, $n \sin \theta$ die numerische Apertur. Damit ist die maximale optische Auflösung eines guten Mikroskops ca. $\lambda/2$. Eine sehr hohe Auflösung erhält man z.B. bei Benutzung von hochenergetischen Elektronen, die eine kurze

¹engl.: Scanning Near-field Optical Microscopy

²So nennt man den Bereich der nullten Ordnung des Fraunhofer-Beugungsmusters, also bis zum ersten Minimum.

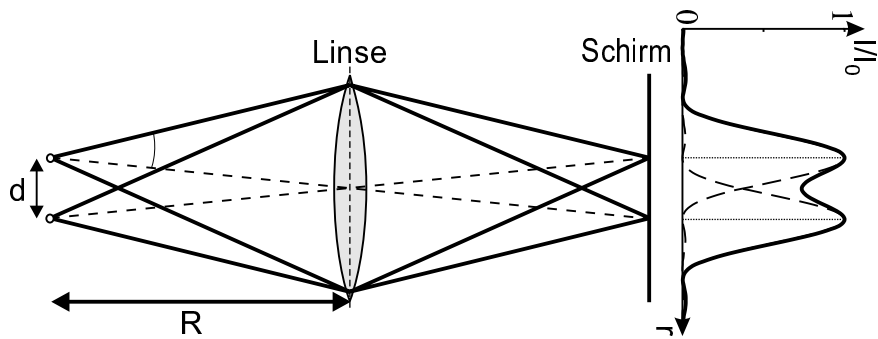


Abbildung 3.1: Darstellung des Rayleigh-Kriteriums: Die Beugungsbilder zweier Punktstreuer (links) müssen mindestens einen solchen Abstand haben, daß das Minimum des einen auf das Maximum des anderen Bildes fällt.

de-Broglie-Wellenlänge haben. Mit Elektronenmikroskopie lassen sich hohe Auflösungen bis in den atomaren Bereich erreichen (z.B. Transmissionselektronenmikroskop (TEM)) [Zan 88]. Eine verbesserte optische Auflösung erhält man mit dem konfokalen Mikroskop [Sla 92]. Hier wird das Licht durch eine Apertur geschickt und mit einer Linse auf einen Punkt der Probe fokussiert. Bei der Detektion wird derselbe Punkt wieder auf eine Apertur bzw. einen punktförmigen Detektor abgebildet (s Abb. 3.2). Es findet also praktisch eine zweifache Abbildung der Probenstelle statt. Die Auflösung ergibt sich dann aus der Überlagerung zweier Airy-Scheibchen. Das entspricht einer Verbesserung um $1/\sqrt{2}$ gegenüber Gl. 3.1, die maximale Auflösung beträgt also ca. $\lambda/3$. Die Abbildung der ganzen Probe geschieht, indem sie lateral abgerastert wird. Die Signale der Rasterpunkte können dann zu einem Bild zusammengesetzt werden [Sla 92].

Da die Auflösung aufgrund von Beugung begrenzt wird, gilt das Rayleigh-Kriterium folglich in einem Bereich, in dem Beugung auftritt. Das ist in einem Abstand zu den Objekten, der sehr viel größer ist als die Wellenlänge.

3.1.2 Nahfeld

In einem Beobachtungsabstand zu den Objekten, der sehr viel kleiner ist als die Wellenlänge des Lichts, gilt die klassische Beugungstheorie nicht mehr. Somit kann hier die Auflösung auch nicht mehr aufgrund von Beugung begrenzt sein. Man “umgeht” praktisch das Rayleigh-Kriterium und erhält Auflösungen unterhalb von $\lambda/2$. Dieser Bereich des Lichtfeldes wird als *Nahfeld* bezeichnet.

Ein qualitativ besseres Verständnis des Nahfeldes bekommt man, wenn man die mikroskopische Ursache für die Abstrahlung eines elektromagnetischen Feldes betrachtet, den elektrischen Dipol. Denn man kann eine strahlende Oberfläche auch als Ansammlung vieler Dipole betrachten, die jeweils räumlich viel kleiner sind als die Lichtwellenlänge. Schon die Stetigkeitsbedingung verlangt einen kontinuierlichen Übergang des Feldes von seiner feinstrukturierten Quelle zum räumlich weniger strukturierten Fernfeld. An einem einzelnen Dipol soll das deutlich gemacht werden, der in \hat{z} -Richtung mit der Kreisfrequenz ω

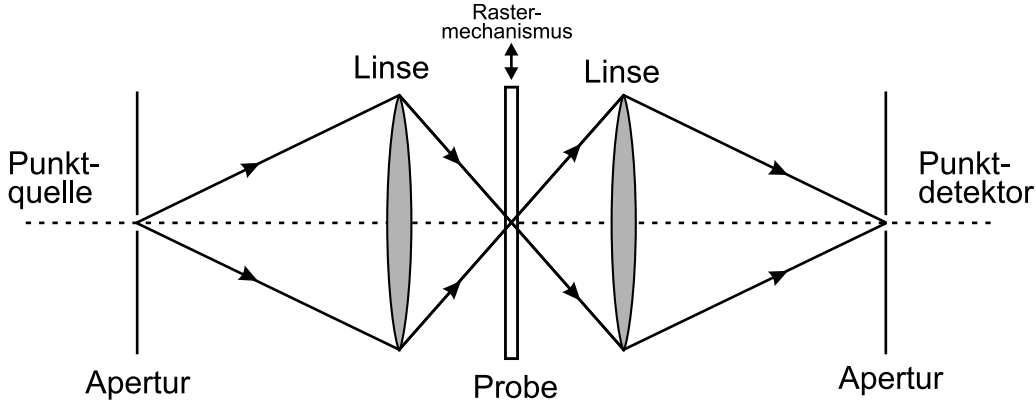


Abbildung 3.2: Schema des konfokalen (Raster-) Mikroskops; die Abbildung der Punktlichtquelle und des Punktdetektors treffen auf der Probe genau zusammen (nach [Sla 92]).

oszilliert (Abb. 3.3):

$$\vec{p}(t) = \vec{p}_0 e^{i\omega t}.$$

Dann berechnet sich das elektromagnetische Feld am Ort $\vec{R} = (R, \theta, \phi)$ zu

$$E_R = \frac{2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{[p]}{R^3} + \frac{[\dot{p}]}{cR^2} \right) \cos\theta = \frac{2[p]}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R^3} + i\frac{1}{R^2} \frac{\omega}{c} \right) \cos\theta$$

$$E_\theta = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{[p]}{R^3} + \frac{[\dot{p}]}{cR^2} + \frac{[\ddot{p}]}{c^2R} \right) \sin\theta = \frac{[p]}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{R^3} + i\frac{1}{R^2} \frac{\omega}{c} - \frac{1}{R} \frac{\omega^2}{c^2} \right) \sin\theta$$

$$H_\phi = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{[\dot{p}]}{R^2} + \frac{[\ddot{p}]}{cR} \right) \sin\theta = \frac{[\dot{p}]}{4\pi} \left(i\omega \frac{1}{R^2} - \frac{1}{R} \frac{\omega^2}{c} \right) \sin\theta$$

mit dem retardierten Dipolmoment $[p] = p(t - \frac{R}{c})$ [Bor 75].

Für Entfernungen $R \gg \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi}$ überwiegen die Terme $\propto R^{-1}$, die höheren können vernachlässigt werden. Dann erhält man die Fernfeld-Näherung mit dem bekannten Dipolfeld, dessen Intensität quadratisch mit dem Abstand zum Dipol abnimmt. Die Abstrahlung ist senkrecht zur Schwingungsrichtung maximal und verschwindet entlang der Schwingungsachse [Gre 91].

In der Nahfeld-Näherung, d.h. $R \ll \frac{\lambda}{2\pi}$, verhält es sich genau umgekehrt: Die Terme $\propto R^{-2}$ und R^{-3} überwiegen. Die Intensität nimmt sehr stark mit dem Abstand ab, so daß diese Anteile das Fernfeld nicht erreichen. In den starken räumlichen Änderungen dieser Komponenten stecken Informationen über die Feinstruktur der Strahlungsquelle. Dagegen erscheint der Dipol im Fernfeld als leuchtende Kugel mit dem Durchmesser $\lambda/2$.

3.1.3 Evaneszentes Feld

Die nicht propagierende Komponente des Nahfeldes wird als *evaneszentes* Feld bezeichnet. Es fällt exponentiell zur Oberflächennormalen des strahlenden Körpers ab. Jedes beleuchtete Objekt erzeugt also ein evaneszentes und ein propagierendes Feld [Cou 94].

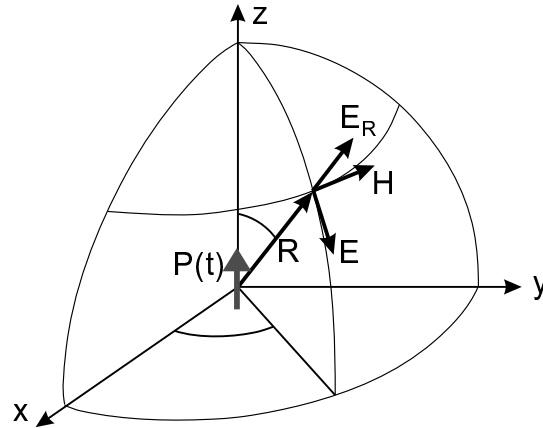


Abbildung 3.3: Geometrie zur Berechnung des Feldes eines Hertzischen Dipols.

Ein rein evaneszentes Feld kann man z.B. im Fall von Totalreflexion beobachten. Ein im Medium mit Brechungsindex n_1 propagierender Lichtstrahl trifft auf die Grenzfläche zum optisch dünneren Medium ($n_2 < n_1$) mit einem Einfallswinkel $\theta > \theta_T = \arcsin n_2/n_1$, so daß der Strahl totalreflektiert wird. Aufgrund der Stetigkeitsbedingung kann auf der Seite des dünneren Mediums das Feld nicht abrupt Null sein, sondern es fällt exponentiell in den Halbraum n_2 ab [Hec 98]. Sei z.B. die Grenzfläche in der (x,y) -Ebene bei $z = 0$. Dann ist die z -Komponente des Wellenvektors k_z komplex und das evaneszente Feld

$$E_{\text{evan}}(x, y, z, t) = E_0 e^{-i(k_x x + k_y y)} e^{-k_z z} e^{i\omega t}$$

ist senkrecht zur Oberfläche stark exponentiell gedämpft. Es ist i.a. bereits bei einem Abstand $z \approx \lambda/2$ komplett verschwunden. Gerade dieses Feld enthält Informationen über Strukturen unterhalb der Auflösungsgrenze.

3.2 Nahfeld-Detektion

Um die zusätzliche Information aus dem Nahfeld gewinnen zu können, muß man evaneszente Feldkomponenten in propagierende umwandeln. Dies kann durch Einbringen eines Streuzentrums in das Nahfeld geschehen. In diesem werden durch das evaneszente Feld Dipolschwingungen angeregt, so daß wieder evaneszente und propagierende Feldkomponenten als Ergebnis der Wechselwirkung des Streuzentrums mit dem Nahfeld der Probe entstehen. Abb. 3.4 veranschaulicht das Prinzip der Nahfeld-Detektion [Cou 94]. Ein möglichst kleines Streuzentrum ($\sim 1 \dots 100$ nm) wechselwirkt als Nano-Kollektor lokal mit dem evaneszenten Feld einer aus der Ferne beleuchteten Oberfläche. Dadurch entsteht um das Streuzentrum wieder ein evaneszentes Feld, aber auch ein propagierendes Feld. Dieses in der Ferne detektierbare Feld ist also direkt mit dem evaneszenten Feld der Probenoberfläche verknüpft. Durch Rastern der Oberfläche mit der Nanosonde kann man an jedem Punkt die Wechselwirkung mit dem Nahfeld messen und erhält so mit hoher räumlicher

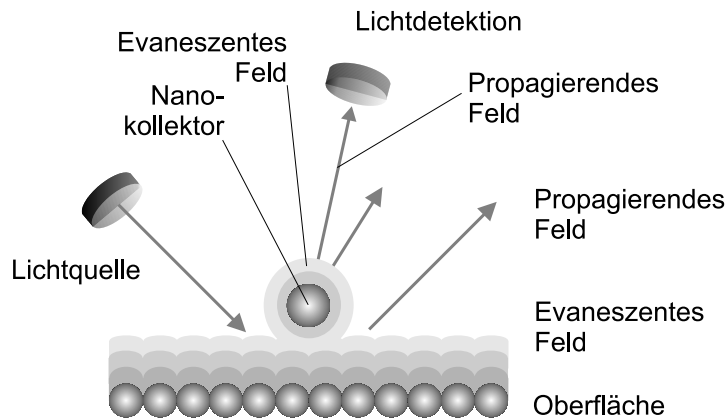


Abbildung 3.4: Prinzip der Nahfeld-Detektion mit einem Streuzentrum als Nanosonde (nach [Cou 94]).

Auflösung (die im wesentlichen durch die Größe des Nanokollektors gegeben ist) ein Abbild des feinstrukturierten Nahfeldes der Probe.

Das Prinzip der Nahfeld-Detektion kann auch umgekehrt werden. Dann wird die Nanosonde als Nano-Emitter benutzt, der die Probe nur lokal beleuchtet. Das von dort propagierende Licht kann im Fernfeld detektiert werden.

3.3 Realisierung eines SNOM

Aus den obigen Überlegungen ergeben sich die notwendigen Voraussetzungen, um Nahfeldmikroskopie betreiben zu können. Man braucht:

- eine Nanosonde, die als Emitter oder als Kollektor arbeitet,
- eine Distanzkontrolle, um die Nanosonde kontrolliert ins Nahfeld der Probe bewegen zu können (d.h. ~ 10 nm Abstand zur Probenoberfläche),
- einen Rastermechanismus, der die Nanosonde über die Probe fährt.

Seit der Realisierung des ersten SNOM [Poh 84] wurden viele unterschiedliche Wege gefunden, diese Kriterien zu erfüllen. Im folgenden soll nur auf die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Entwicklungen eingegangen werden. (Ein allgemeiner Überblick über andere Varianten findet sich z.B. in [Cou 94].)

3.3.1 Nanosonde

Als Nahfeldsonde hat sich überwiegend eine Glasfaser etabliert, deren Ende angespitzt wird (siehe Kap. 5.1). Das Spitzenende dient als Nano-Apertur, welche den detektierbaren Bereich der Wechselwirkung mit dem Nahfeld einschränkt. Um hohe laterale Auflösungen

zu erreichen, wird die Spitze häufig mit einer Metallschicht (Aluminium oder Gold) bedeckt, wobei am Spitzenende eine Öffnung von weniger als 100 nm Durchmesser frei bleibt [Pae 96].

Die Glasfaser löst in einfacher Weise zwei Probleme zugleich: Erstens wandelt sie evaneszente Nahfeldkomponenten in propagierende Felder um, und zweitens wird das Detektionssignal durch die Faser effektiv vom Beleuchtungsfeld separiert, das Nahfeldsignal wird also nicht durch störendes Licht aus dem Fernfeld überlagert.

3.3.2 Unbedampfte Glasfaserspitzen

Bei der Benutzung unbedampfter Glasfaserspitzen ist zu beachten, daß unter Umständen keine Nahfeldauflösung möglich ist. Die Diskussion hierüber ist noch nicht abgeschlossen. Aus diesem Grunde, aber auch, weil im Rahmen dieser Arbeit nur Experimente mit unbedampften Glasfaserspitzen durchgeführt wurden, soll hier ein kurzer Überblick der vorherrschenden Argumente gegeben werden.

Es wurde gezeigt, daß im “Shared-Aperture”-Modus (die Spitze arbeitet zugleich als Emitter und Kollektor, s. Kap. 3.4) mit unbedampfter Faserspitze die Auflösung beugungsbegrenzt ist, also etwa bei $\lambda/2$ liegt [San 96, Ati 98]. Dies kann man dadurch erklären, daß die effektive Aperturgröße der unbedampften Faser größer ist als der äußerste Spitzendurchmesser. Denn auch von der Seite kann Licht aufgesammelt bzw. abgestrahlt werden. Offenbar ist der effektive Durchmesser im Bereich der Lichtwellenlänge, so daß eine Nahfeldauflösung nicht mehr zu erwarten ist. Es wurde gezeigt, daß sich die erzielten scheinbar hohen Auflösungen vorangegangener Versuche durch Artefakte erklären lassen, die – empfindlich abhängig von der Topographie – zu starken Kontrasten führen (s. Kap. 3.5).

Mittlerweile ergaben einige Untersuchungen aber, daß doch Nahfeldauflösung mit einer unbedampften Faser möglich ist, wenn man z.B. die zum einfallenden, linear polarisierten Licht orthogonale Polarisationskomponente detektiert [Fre 98, Ade 99]. Man kann dies dadurch erklären, daß das Licht an der Faserspitze durch die dort auftretenden Nahfeldeffekte anders beeinflusst wird als das seitlich austretende Licht, welches nur Fernfeld-Einflüssen unterliegt. Das seitlich aus- und wieder eingekoppelte Licht ändert daher kaum seine Polarisation. Dem gegenüber ist an sehr kleinen Objekten im Nahfeld gestreutes Licht depolarisiert. Durch die Polarisationsanalyse wird also die Fernfeldkomponente des Signals von der Nahfeldkomponente getrennt. Nur die Nahfeldeffekte werden gemessen. Da diese nur im Bereich der äußersten Faserspitze auftreten können, ist die laterale Auflösung von der Größe und Form des im Nahfeld befindlichen Spitzenendes abhängig.

Bei der Benutzung des SNOM zur lokalen Messung der optischen Frequenzverdopplung (Second Harmonic Generation, SHG) an Oberflächen wird ebenfalls berichtet, daß Nahfeldauflösung mit unbedampften Spitzen erreicht wurde, die nicht durch Artefakte erklärt werden konnte [Boz 98, Smo 99]. Ein Erklärungsversuch ist, daß zwar weiterhin Licht aus einer Kreisregion mit dem Durchmesser $\lambda/2$ unter der Spitze detektiert wird. Jedoch wird durch Nahfeldeffekte das Lichtfeld direkt am Spitzenende verstärkt. Dadurch dominiert das frequenzverdoppelte Licht ($P_{2\omega} \sim E^2$, vgl. Kap. 2.3) von der Spitze das gesamte aufgesammelte SHG-Licht. Die Auflösung wird dann durch die Größe des im Nahfeld be-

findlichen Spitzenendes bestimmt [Smo 99]. Dieser Ansatz kann allerdings nicht erklären, warum auch bei senkrechter Inzidenz Nahfeldauflösungen gefunden wurden [Boz 98].

Aber trotz der allgemeinen Begrenzung der Auflösung bei Benutzung von unbedampften Spitzen ist SNOM eine enorme Verbesserung gegenüber dem Fernfeldmikroskop. Denn der technische Aufwand zum Erreichen des Beugungslimits mit dem konventionellen Mikroskop ist i.a. sehr groß. Mit dem SNOM wird das theoretische Limit relativ mühelos erreicht. Darüber hinaus gewinnt man zusätzlich Informationen über die Topographie der Probe, ein großer Vorteil bei der Interpretation der Daten.

Da keine Nahfeldauflösung erreicht werden kann, spricht man in der Literatur oft vom Bei-Nahfeldmikroskop. Es ist aber zu beachten, daß dieses Mikroskop wegen des kleinen Proben-Sonden-Abstands sehrwohl das optische Nahfeld detektiert und damit auch auf Nahfeldeffekte empfindlich ist. Deswegen wird im folgenden die Bezeichnung Nahfeldmikroskop (bzw. SNOM) beibehalten, und die damit aufgenommenen Bilder werden als nahfeldoptische (bzw. SNOM-) Aufnahmen bezeichnet.

3.3.3 Abstandskontrolle

Zur Einstellung eines gleichbleibenden, geringen Abstands zwischen der Nahfeldsonde und der Probenoberfläche bedient man sich einer Scherkraft-Abstandskontrolle. Dazu wird die Glasfaser Spitze mit Hilfe eines Piezoelements zu lateralen Schwingungen in der Eigenfrequenz angeregt und deren Amplitude gemessen. Nähert sich die Spitze der Probe bis auf ~ 10 nm, dann wird die Schwingung aufgrund von Scherkräften gedämpft. Dabei verringert sich auch die Resonanzfrequenz ein wenig. Dies kann mittels eines zweiten Piezoelements gemessen werden, welches die Glasfaser Schwingung in ein Spannungssignal umwandelt. Dieses Signal zeigt bei etwa 10 nm eine sehr große, monotone Abstandsabhängigkeit und kann somit als Größe für die Abstandsregelung verwendet werden [Bar 96].

Zur Regelung wird ein Integral-Regler verwendet, der auch für Rastertunnelmikroskopie (STM) verwendet wird. Statt eines Sollwertes für den Tunnelstrom des STM wird beim SNOM ein Sollwert für die bei fester Frequenz gemessene Schwingungsamplitude vorgegeben (z.B. 2/3 der maximalen Amplitude). Ändert sich aufgrund einer topographischen Struktur (z.B. ein Graben) der Abstand zwischen Probenoberfläche und Spitze, dann ändert sich auch das Scherkraft-Signal, worauf der Regelkreis reagiert und den Proben-Spitzen-Abstand soweit korrigiert (beim Graben wird der Abstand also verringert), bis der Sollwert wieder eingestellt ist.

Zur Einstellung des Abstandes dient ein Piezoröhrchen, das an der Probe oder der Faserspitze befestigt ist. Es verändert seine Länge proportional zu der zwischen Innen- und Außenseite angelegten Spannung. Wenn man die angelegte Piezospannung als Funktion des Ortes aufnimmt, dann erhält man ein Topographie-Bild der Probenoberfläche.

Das Piezoröhrchen ist gleichzeitig in der Lage, laterale Bewegungen im Nanometer-Bereich auszuführen. Dazu wird die Außenelektrode in vier Segmente geteilt, so daß für die beiden lateralen Richtungen jeweils unterschiedliche Spannungen angelegt werden können. Somit kann die Probe abgerastert werden.

Die physikalische Ursache für die auftretenden Scherkräfte ist noch nicht geklärt. Es

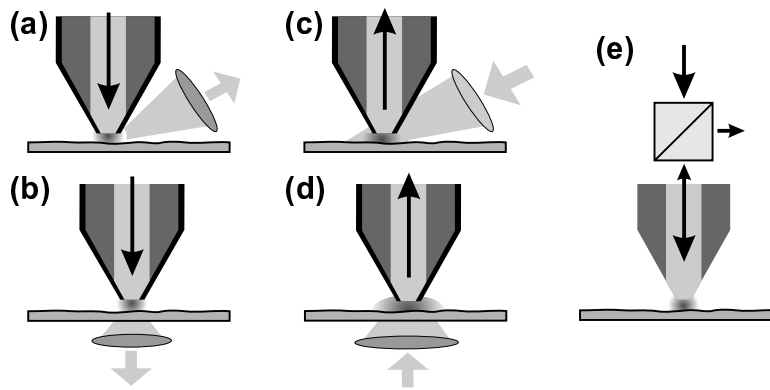


Abbildung 3.5: Konfigurationen des Apertur-SNOM. Beleuchtungs- (links) und Sammelmodus (Mitte) in Reflexion (a, c) und in Transmission (b, d); (e) “Shared-Aperture”-Modus. Aufbau der Faserspitzen: Kern (hell), Mantel (dunkel) und Metallbedampfung (schwarz).

wurden unter anderem Kapillarkräfte und Reibungswechselwirkung der SNOM-Spitze mit der Probe vorgeschlagen [Dur 96b, Lac 97]. Vermutlich findet aber vor allem Dämpfung in einem Wasserfilm statt, der sich aufgrund von Luftfeuchtigkeit auf der Probenoberfläche bildet [Lac 97].

Für detailliertere Angaben zum Aufbau der Abstandskontrolle sei auf Kapitel 5.2.1 verwiesen. Eine ausführliche Behandlung findet sich in [Cre 98].

3.4 Konfigurationen

Es existieren verschiedene SNOM-Konfigurationen bezüglich Emission und Detektion. Man kann grundsätzlich zwei Gruppen unterscheiden: das Reflexions-SNOM, bei dem Emission und Detektion auf derselben Seite der Probe stattfinden, und das Transmissions-SNOM, bei dem die Probe durchleuchtet wird [Cou 94].

Die Glasfaser Spitze kann einerseits als Emittor dienen (Beleuchtungsmodus). Dann wird Licht vom nicht angespitzten Ende in die Glasfaser eingekoppelt und die Probe durch die Spitze beleuchtet. Das von der Probe reflektierte (Abb. 3.5(a)) oder durch sie transmittierte (b) Licht kann im Fernfeld detektiert werden. Andererseits kann man die Faserspitze als Kollektor nutzen (Sammelmodus). Dabei wird die Probe aus der Ferne beleuchtet (Abb. 3.5(c)) bzw. durchleuchtet (d) und das von der Nano-Apertur aufgesammelte Licht am anderen Faserende detektiert.

Die Glasfaser Spitze kann auch gleichzeitig beide Funktionen erfüllen (Abb. 3.5(e)). Man spricht dann vom “Shared-Aperture”-Modus³. Hier wird die Probe durch die Nano-Apertur beleuchtet und das in die Faser zurück reflektierte Licht am anderen Faserende über einen Strahlteiler zum Detektor geführt.

³Oft auch als “Internal Reflection Mode” bezeichnet, ein irreführender Begriff, weil er in der Literatur leider mehrfach besetzt ist.

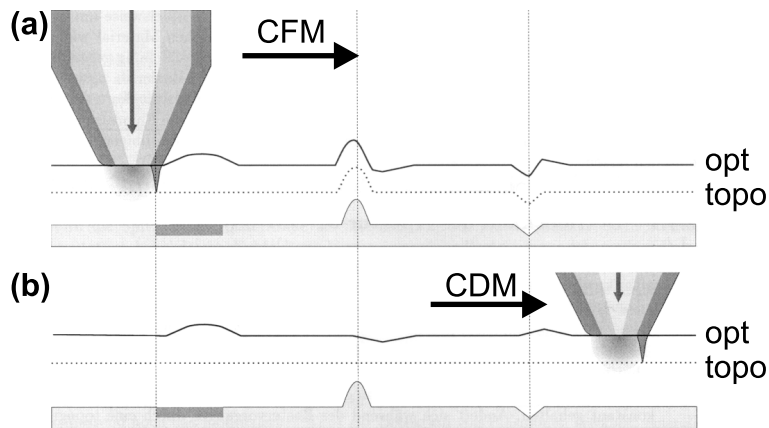


Abbildung 3.6: (a) Schema einer Scherkraftmessung (topo) mit simultaner optischer Messung (opt) im Modus konstanter Kraft (CFM) und (b) konstanter Höhe (CDM) bei einer nicht idealen Spitze. Der Einfluß der Topographie ist in (a) deutlich zu erkennen. In (b) weisen die topographischen Strukturen nicht mehr die hohe topographie-induzierte Auflösung im optischen Signal auf (aus [Lac 97]).

Da die Ein- und Auskopplung von Licht in (bzw. aus) bedampften Glasfaserspitzen nicht sehr effizient ist ($10^{-3} \dots 10^{-6}$), verliert man beim zweimaligen Benutzen dieses Nadelöhrs besonders viel Intensität. Deswegen wird im Shared-Aperture-Modus oft die Glasfaser nicht metallbedampft, denn so wird die Kopplungseffizienz größer gehalten. Dies geschieht natürlich wegen des größeren effektiven Aperturdurchmessers auf Kosten der Auflösung (s. Kap. 3.3.2).

3.5 Topographie-Artefakte

Wie bereits in Kap. 3.1.3 gezeigt, ist die Stärke des evaneszenten Feldes stark abstandsabhängig. Folglich ist das aufgenommene optische Signal sehr empfindlich auf Abstandsänderungen. Es variiert etwa in der Größenordnung von 1%/nm, und sogar bei Abstandsänderungen von 0,1 nm wurde ein optischer Kontrast gezeigt [Hec 97].

Auf diese Weise kann eine sehr scharfe topographische Struktur, wenn sie durch die Abstandskontrolle “umfahren” wird, im optischen Signal zu einem sehr scharfen Kontrast führen, obwohl die wahre optische Auflösung viel schlechter ist. Bei solchen topographie-induzierten Strukturen im optischen Signal spricht man von Topographie-Artefakten.

Es ist für die richtige Interpretation eines optischen Bildes sehr wichtig, wahren optischen Kontrast von Topographie-Artefakten unterscheiden zu können. Einen guten Hinweis auf die Existenz von Topographie-Artefakten liefert eine Vergleichsmessung, bei der *nicht* wie zuvor die Topographie der Probe abgefahren wird (man bezeichnet diesen Meßmodus als “Constant Force”-Modus (CFM), da hier die auf die Spitze wirkende Scherkraft konstant gehalten wird). Stattdessen wird der räumlich mittlere Abstand zwischen Probe und Spitze festgehalten. Das bedeutet, daß abgesehen von einer Verkippung der Probe kei-

ne Abstandskorrektur durch das Piezoröhrchen erfolgt. Dieser Modus wird als “Constant Distance”-Modus (CDM) bezeichnet. Wenn eine im CFM auftretende scharfe optische Struktur im CDM-Bild nur noch sehr schwachen Kontrast zeigt oder sogar ganz verschwindet, dann ist das ein Zeichen für einen Topographie-Artefakt [Hec 97].

Ein weiterer Hinweis ist der Vergleich des topographischen mit dem gleichzeitig aufgenommenen CFM-Bild. Man geht davon aus, daß die optische Auflösung meist um eine bis zwei Größenordnungen schlechter ist als die topographische. Sollte man bei der Auswertung beider Bilder eine vergleichbare Auflösung feststellen, so ist dies höchstwahrscheinlich auf Topographie-Artefakte zurückzuführen.

Eine weitere gute Regel ist, daß man Topographie-Artefakte immer dann ausschließen kann, wenn das Topographie-Bild und das nahfeldoptische Bild unkorreliert sind. Aber auch eine Verschiebung der optischen Struktur gegenüber der topographischen zeigt, daß die Signale offenbar von verschiedenen Punkten der Faserspitze gemessen wurden. Das ist ein Hinweis darauf, daß ihnen unterschiedliche Wechselwirkungen zugrunde liegen. Das optische Signal kann dann also kein Topographie-Artefakt sein.

3.6 Magneto-Optik im Nahfeld

Wenn wir gesehen haben, daß sich das elektromagnetische Feld im Nahbereich anders verhält als in der Ferne, so ist die Frage berechtigt, ob man die klassische Magneto-Optik ohne weiteres ins Nahfeld übertragen kann oder ob es nicht doch Unterschiede gibt. Und in der Tat gibt es diese. Wie in der klassischen magneto-optischen Mikroskopie erhält man in der Nahfeldmikroskopie unter Ausnutzung des Faraday- bzw. Kerr-Effekts einen magnetischen Kontrast. Obwohl sich die Polarisierung, die entscheidene Meßgröße in der Magneto-Optik, im Nahfeld anders verhält als im Fernfeld, konnte gezeigt werden, daß der Polarisationskontrast in vergleichbarer Weise funktioniert [Dur 96a]. Quantitativ gemessene Faraday- und Kerr-Drehungen im Nahfeld sind in guter Übereinstimmung mit Fernfeldergebnissen [Egg 97, Lac 97].

Messungen an Permalloy [Sil 96] und an YIG-Filmen [Bet 92] zeigten jedoch, daß zusätzliche Kontrastmechanismen existieren, die eine Messung des longitudinalen Kerr-Effekts bei senkrechter Inzidenz ermöglichen. Dies kann dadurch erklärt werden, daß der elektrische Feldvektor im Nahfeld eine Komponente in Ausbreitungsrichtung besitzt. Im Fernfeld ist das nicht der Fall, dort verschwindet der longitudinale Kerr-Effekt bei senkrechter Inzidenz aus Symmetriegründen.

4 Sagnac-Interferometer

Die orts aufgelöste Messung des magneto-optischen Kerr-Effekts mit dem Rasternahfeldmikroskop hat sich in der Vergangenheit als experimentell aufwendig erwiesen. Die Drehung der Polarisation des reflektierten Lichts beträgt bei dünnen Filmen i.a. nur einige mrad, so daß bei üblicher Detektion mit gekreuzten Polarisatoren das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) wesentlich von einem guten Auslöschungsverhältnis der Polarisatoren abhängt. Gerade in diesem Punkt zeigt das SNOM Nachteile: Durch Inhomogenitäten sowie Mehrfachreflexionen in der Spitze und an der Probenoberfläche wird das in die Faser eingekoppelte linear polarisierte Licht stark depolarisiert (um einige Größenordnungen). Um dennoch ein gutes S/N zu erhalten, muß einiger Aufwand betrieben werden, z.B. indem mit Hilfe eines Parabolspiegels möglichst viel Signal aufgenommen wird [Fum 98a] oder durch dynamische Messungen mit Lock-In-Detektion [Lac 97].

Eine interessante Alternative ist die Detektion mit dem faseroptischen Sagnac-Interferometer [Kap 94, Pet 98]. Dieses Interferometer wird bereits seit langem erfolgreich in der Flugnavigation eingesetzt, um mechanische Drehungen sehr präzise (kleiner als $\sim 0,1$ Grad pro Stunde) zu messen. Durch kleine Modifikationen ist es aber auch möglich, das Sagnac-Interferometer zur Messung des Faraday- oder Kerr-Effekts zu benutzen. Die große Besonderheit ist, daß das Sagnac-Interferometer nur auf wenige Effekte empfindlich ist, welche die Polarisation des Lichts ändern; z.B. kann man damit Depolarisationen an der Faser Spitze oder an topographischen Strukturen nicht detektieren. Man kann also dafür sorgen, daß nur die magneto-optischen Effekte das detektierte Signal verändern. Dies ist ein großer Gewinn für die Interpretation von SNOM-Daten. Hier ist ein von Artefakten weitgehend freier magnetischer Kontrast möglich, während herkömmliche Detektionsmethoden magnetischen Kontrast von anderen, die Polarisation ändernden Effekten nicht unterscheiden können.

Wie diese selektive Sensitivität zu erklären ist, soll im folgenden ausführlich erläutert werden. Anschließend werden die nötigen Modifikationen erklärt, um mit dem Sagnac-Interferometer magneto-optische Messungen vornehmen zu können. Schließlich werden einige wichtige Forderungen an die apparativen Eigenschaften diskutiert, die bei der Realisierung des Interferometers zu beachten sind.

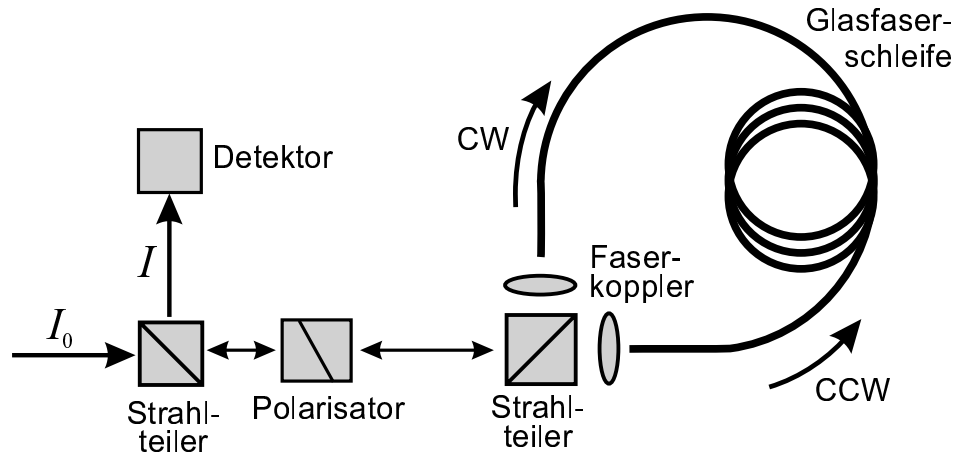


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Sagnac-Interferometers.

4.1 Sagnac-Effekt

Die ursprüngliche Funktion des Sagnac-Interferometers ist die Messung kleinster mechanischer Drehungen (Gyroskop). Abb. 4.1 zeigt das Schema des faseroptischen Sagnac-Interferometers. Linear polarisiertes Licht wird durch einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen aufgeteilt, die in entgegengesetzter Richtung auf demselben Weg durch eine Glasfaser-schleife laufen. Nach einem Durchlauf werden der im Uhrzeigersinn (CW¹) und der gegen den Uhrzeigersinn (CCW²) laufende Strahl wieder am Strahlteiler zusammengeführt, so daß sie am Detektor interferieren. Zur Vereinfachung wird die Schleife als Kreis mit dem Radius R betrachtet (Abb. 4.2(a)). Da beide Strahlen denselben Weg zurückgelegt haben und somit gleich beeinflusst wurden, ist die Interferenz konstruktiv, falls das Interferometer nicht bewegt wird.

Wird die Faserschleife nun mit der Rotationsgeschwindigkeit Ω gedreht, so kommt das Licht des einen Drehsinns (hier CCW) früher am Detektor an (Abb. 4.2(b)). Es entsteht ein Gangunterschied zwischen beiden Teilstrahlen, der zweimal der Umlaufzeit L/c mal der Bahngeschwindigkeit ΩR entspricht [Eke 82]:

$$\Delta L = \frac{2RL}{c}\Omega. \quad (4.1)$$

$L = 2\pi R$ ist die Länge der Schleife, c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Daraus ergibt sich eine Phasenverschiebung

$$\Delta\phi = \frac{2\pi \cdot \Delta L}{\lambda} = \frac{4\pi RL}{\lambda c}\Omega \quad (4.2)$$

mit λ , der Wellenlänge des Lichts. Diese Phasenverschiebung wird als *Sagnac-Effekt* bezeichnet. Sie bewirkt eine destruktive Interferenz. Für kleine Rotationen ist $\Delta\phi$ sehr klein.

¹Abk. für "ClockWise";

²Abk. für "CounterClockWise";

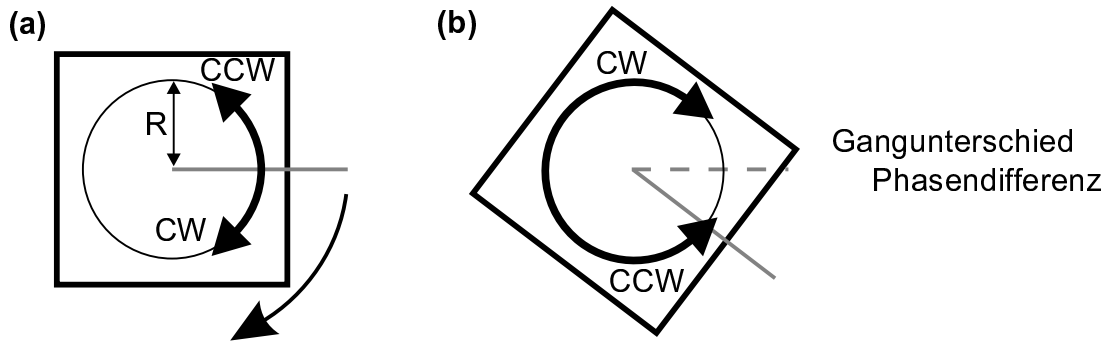


Abbildung 4.2: Stark vereinfachtes Bild des Sagnac-Interferometers als kreisförmige Faserschleife. Der radiale Schnitt legt den Ort von Quelle und Detektor fest, von dem aus zwei Lichtstrahlen in (CW) und gegen den Uhrzeigersinn (CCW) starten und nach einem Durchlauf detektiert werden.

Um den Effekt zu vergrößern, kann man die Länge der Schleife vergrößern, indem man eine ganze Glasfaserrolle mit vielen Wicklungen benutzt.

Zu beachten ist, daß Gl. 4.1 eigentlich für die Ausbreitung des Lichts im Vakuum gültig ist. Demnach wäre die Übertragung auf ein Medium eigentlich unzulässig. Zudem müßte streng genommen die allgemeine Relativitätstheorie benutzt werden, da sich hier Licht in einem beschleunigten Bezugssystem bewegt. Da diese Rechnungen aber exakt dasselbe Ergebnis liefern, ist das einfache Bild zulässig, und λ und c in Gl. 4.1 und 4.2 bleiben auch für die Glasfaser die Wellenlänge und Geschwindigkeit des Lichts im Vakuum [Ard 82].

4.2 Reziproke und nicht-reziproke Phänomene

Hinter der Prozedur, zwei Lichtstrahlen in entgegengesetzter Richtung auf demselben Weg durch die Apparatur laufen zu lassen, verbirgt sich ein Test der Zeitumkehrsymmetrie (im folgenden T -Symmetrie genannt) [Spi 92]. Statt die Zeit umzukehren, kann man auch die Ausbreitungsrichtung des Lichts umkehren und anschließend beide Wege miteinander vergleichen. Findet eine Beeinflussung des CW- und des CCW-Lichts in derselben Weise statt, so liegt offenbar T -Symmetrie vor. Anhand des Beispiels von Doppelbrechung an einem Halbwellenplättchen wird dies deutlich (Abb. 4.3 links). Senkrecht linear polarisiertes Licht wird bei Transmission durch das $\lambda/2$ -Plättchen um den Winkel ϵ gedreht (a). Wenn man in der "reziproken" Konfiguration dieses Licht von der Rückseite wieder durch das $\lambda/2$ -Plättchen schickt, dann wird es wieder zurückgedreht in die Ausgangspolarisation (b). Bei der linearen Doppelbrechung werden zwei entgegengesetzt laufende Strahlen also in gleicher Weise beeinflusst.³ Die Phasenverschiebung bezeichnet man als *reziprok*.

³Die Bedeutung von "in gleicher Weise" ist nicht trivial, weil die "reziproke" Konfiguration nicht wirklich identisch mit dem zeitumgekehrten Fall ist. In der experimentellen Umsetzung wählt man für beide Strahlrichtungen die gleiche Polarisation. Dann vergleicht man nur die Änderungen in der eingespeisten Polarisationsrichtung, indem vor der Detektion ein Polarisator das Licht entsprechend filtert.

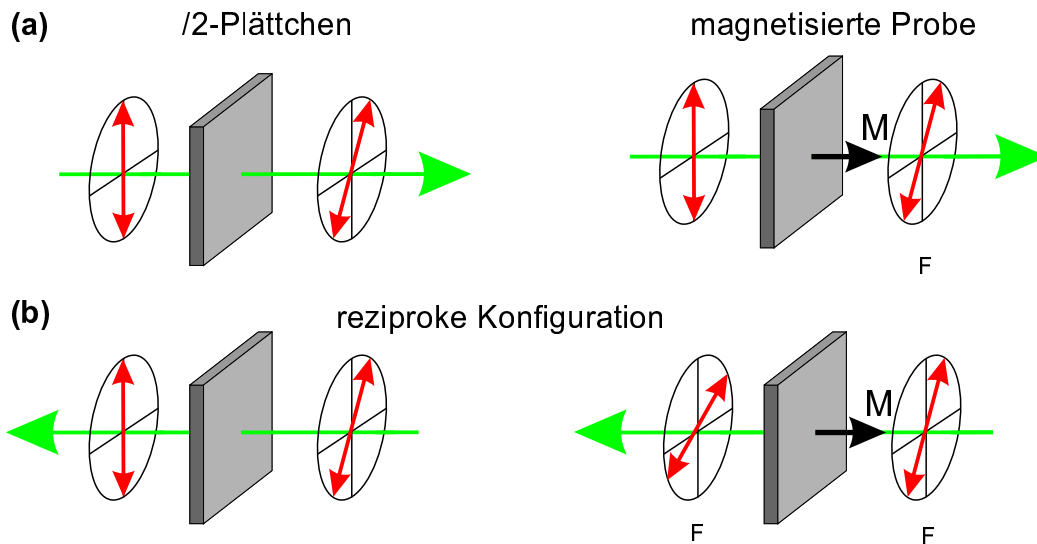


Abbildung 4.3: Doppelbrechung als Beispiel für einen reziproken und der Faraday-Effekt als Beispiel für einen nicht-reziproken Effekt.

Wenn der CW- und der CCW-Strahl unterschiedlich beeinflusst werden, wenn also die T -Symmetrie gebrochen ist, dann beobachtet man eine *nicht-reziproke* Phasenverschiebung, die zu destruktiver Interferenz führt. Ein Beispiel hierfür ist die in Abb. 4.3 (rechts) gezeigte Faraday-Rotation, bei der das Licht nach Transmission durch einen magnetisierten Körper um den Winkel ϕ_F gedreht ist. In der "reziproken" Konfiguration bleibt der Magnetisierungsvektor unverändert⁴. Dadurch wird die Polarisation erneut um ϕ_F gedreht. Der Faraday-Effekt ist also nicht-reziprok.

Das Sagnac-Interferometer als Test-Apparatur der T -Symmetrie ist nur empfindlich auf nicht-reziproke Effekte. Dies ist eine sehr bemerkenswerte Eigenschaft, denn in der Natur gibt es nur vier Gruppen von nicht-reziproken Phänomenen [Eke 82]:

- nichtlineare Phänomene,
- zeitabhängige Phänomene,
- relativistische Phänomene \rightarrow der Sagnac-Effekt,
- magneto-optische Phänomene \rightarrow der Faraday- bzw. Kerr-Effekt.

Offenbar kann man nach geeigneter Modifikation das Sagnac-Interferometer statt zur Messung mechanischer Drehungen auch für die Detektion magneto-optischer Effekte benutzen. Nichtlineare Effekte sind nicht zu erwarten, wenn man nicht mit hoch intensivem Licht arbeitet. Auch zeitabhängige Phänomene, also Drift und Rauschen innerhalb der Zeit, die das

⁴Hier zeigt sich der Unterschied zwischen der reziproken Konfiguration und der wahren Zeitumkehr, bei der sich der axiale Vektor \vec{M} umkehren würde. Die reziproke Konfiguration testet nur die T -Symmetrie, ist aber nicht mit der Zeitumkehr gleichzusetzen.

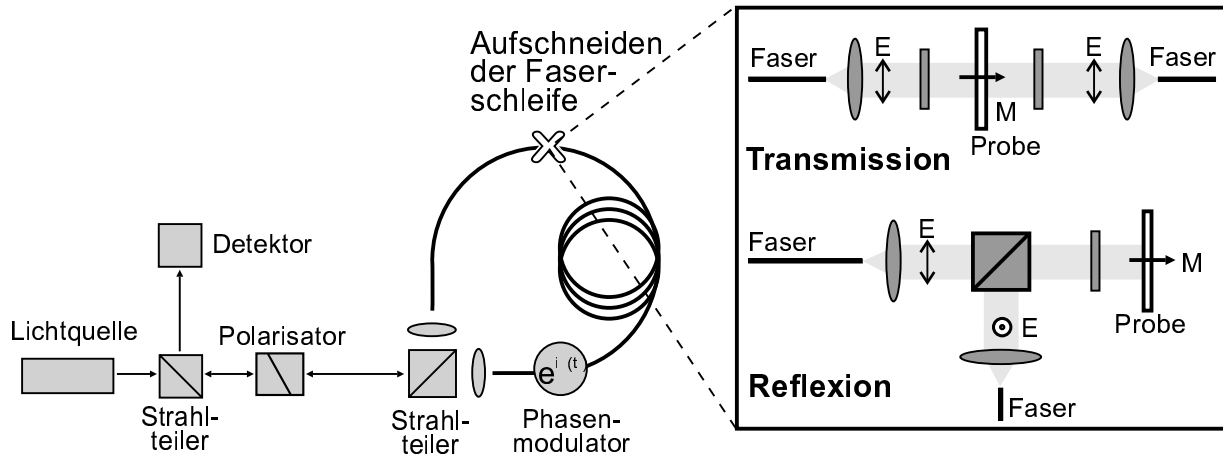


Abbildung 4.4: Modifikation des Sagnac-Interferometers zur Messung magneto-optischer Proben in Transmission (oben) bzw. in Reflexion.

Licht zum Durchlaufen der Faserschleife braucht (also auf μs -Skala), können meßtechnisch klein gehalten werden. Wenn man zudem das Interferometer nicht bewegt und somit auch den Sagnac-Effekt ausschließen kann, dann ist es nur noch sensitiv auf magneto-optische Phänomene [Spi 92].

Bei der Benutzung des Sagnac-Interferometers in Kombination mit dem SNOM wird hier die bereits erwähnte Unempfindlichkeit auf unerwünschte Artefakte verständlich, denn diese haben ihre Ursache in reziproken Effekten wie optischer Aktivität und Doppelbrechung (z.B. induziert durch Verspannungen, Defekte oder Mehrfachreflexionen). Bei konventionellen Polarisationsanalysen sind diese reziproken Phasenänderungen ununterscheidbar vom magneto-optischen Signal. Bei der Detektion mit dem Sagnac-Interferometer hat man dagegen einen reinen magneto-optischen Kontrast.

4.3 Magneto-optische Messungen

Um magneto-optische Effekte messen zu können, muß das Sagnac-Interferometer an geeigneter Stelle aufgeschnitten und die Wechselwirkung des Lichts mit der Probe ermöglicht werden [Spi 92]. Abb. 4.4 zeigt den Aufbau für die Messung des polaren Kerr- bzw. Faraday-Effekts bei senkrechtem Einfall. Der Kerr-Effekt ist eine zirkulare Doppelbrechung bzw. Dichroismus, d.h. die Brechungsindizes für RCP- und LCP-Licht sind unterschiedlich. Die T -Symmetrie ist durch den axialen Magnetisierungsvektor gebrochen. Zwischen den beiden Strahlen entsteht die Phasendifferenz ϕ_0 , die gerade zweimal die Kerr-Rotation ϕ_K bzw. Faraday-Rotation ϕ_F ist (s. Kap. 2.2). Um den Effekt optimal auszunutzen, sollten die linear polarisierten Strahlen also mit einem $\lambda/4$ -Plättchen in zirkular polarisiertes Licht mit gegenüber der Magnetisierungsrichtung entgegengesetzter Händigkeit umgewandelt werden.

In Transmission werden dafür zwei $\lambda/4$ -Plättchen benötigt, welche die beiden in der-

selben Ebene polarisierten Strahlen in zirkulares Licht der gleichen Händigkeit umwandeln (Abb. 4.4 oben). Ohne Probe würde jeder Strahl am zweiten $\lambda/4$ -Plättchen wieder in die ursprüngliche Polarisation umgewandelt werden. Stellt man die Probe zwischen die Plättchen, so ist die Händigkeit des einen Strahls gegenüber der Magnetisierungsrichtung verschieden von dem des anderen. Der Faraday-Effekt bewirkt eine Phasendifferenz, die am Detektor gemessen wird.

In Reflexionsanordnung (Abb. 4.4 unten) muß mit Hilfe eines Polarisationsstrahlteilers dafür gesorgt werden, daß das Licht den Weg in der Faserschleife im ursprünglichen Drehsinn fortsetzt. Dazu wird die Polarisationsebene des CW-Lichts parallel eingestellt, so daß es den Strahlteiler passiert, während das CCW aus der Faser austretende Licht senkrecht polarisiert und am Strahlteiler reflektiert wird. Anschließend werden beide Strahlen durch ein $\lambda/4$ -Plättchen in zirkulares Licht mit entgegengesetzter Händigkeit umgewandelt, bevor sie mit der Probe wechselwirken. Bei der Reflexion wird die Händigkeit umgekehrt, so daß nach erneutem Passieren des $\lambda/4$ -Plättchens der CW-Strahl nun senkrecht polarisiert ist und am Strahlteiler abgelenkt wird, während der CCW-Strahl parallel polarisiert ist und den Strahlteiler passiert. An der Probe ist wieder die Händigkeit gegenüber dem Magnetisierungsvektor verschieden, so daß die vom Kerr-Effekt induzierte Phasenverschiebung ϕ_0 der beiden Strahlen zueinander auftritt.

4.4 Signalverarbeitung

Bei Benutzung eines 50-50-Strahlteilers beträgt die normierte Intensität am Detektor

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} (1 + \cos \phi_0)$$

[Spi 92]. Bei kleinen ϕ_0 ist $I \propto 1 - \phi_0^2$. Die Empfindlichkeit ist also nicht gut, außerdem verliert man die Information über das Vorzeichen. Deswegen wird zusätzlich ein Phasenmodulator in die Schleife eingebaut (Abb. 4.4 links), der die Phasenverschiebung periodisch moduliert. Der Modulator steht nicht in der Mitte der Schleife, so daß für den CW-Strahl die Modulation

$$\phi(t) = \phi_m \sin(\omega t)$$

beträgt, während die Modulation auf den CCW-Strahl früher einwirkt ($\phi(t - \tau)$ mit $\tau = nL/c$, der Umlaufzeit, die das Licht durch die Faserschleife der Länge L mit Brechungsindex n benötigt). Die beiden interferieren dann zu

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{4} \left| e^{i\phi(t)+i\phi_0} + e^{i\phi(t-\tau)} \right|^2.$$

Den größten Effekt erhält man bei einer Modulation mit der Frequenz $\omega = \pi/\tau$, so daß $\phi(t) = -\phi(t - \tau)$. Dann ist

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 + \cos(2\phi_m \sin(\omega t) + \phi_0)]. \quad (4.3)$$

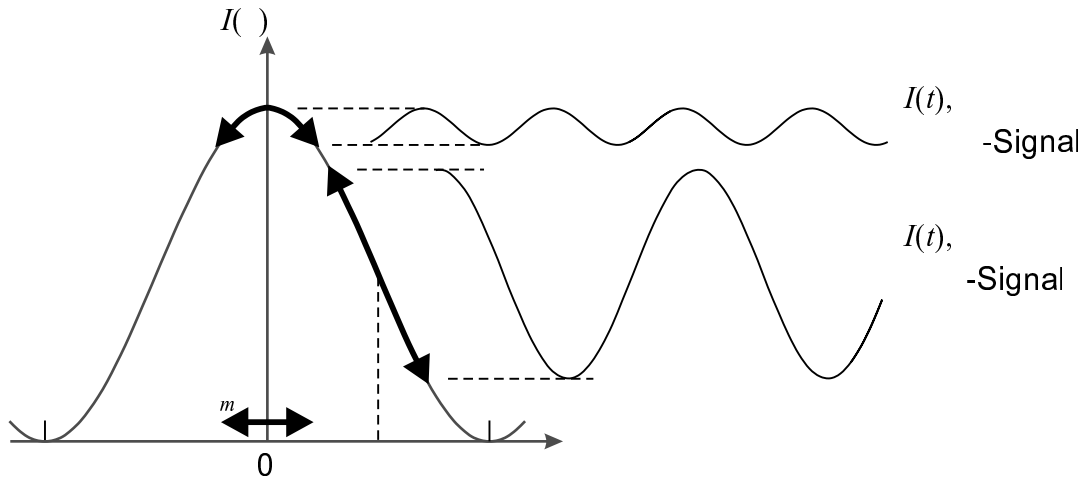


Abbildung 4.5: Graphische Darstellung des modulierten Meßsignals nach Gl. 4.3 ohne ($\phi_0 = 0$) und mit nichtreziproker Phasenverschiebung ($\phi_0 \neq 0$).

Die Modulation bewirkt also eine Oszillation der nichtreziproken Phasenverschiebung um ϕ_0 . In Abb. 4.5 ist dies schematisch dargestellt. Für den Fall, daß keine nicht-reziproken Effekte auftreten ($\phi_0 = 0$) erkennt man, daß das Signal nur mit Vielfachen der Frequenz 2ω oszilliert. Für $\phi_0 \neq 0$ treten auch ungerade Harmonische auf. Dies wird deutlicher nach Zerlegung von Gl. 4.3 in die Harmonischen:

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} = & \frac{1}{2} [1 + J_0(2\phi_m)] & (4.4) \\ & - [\sin \phi_0 J_1(2\phi_m)] \sin \omega t \\ & + [\cos \phi_0 J_2(2\phi_m)] \cos 2\omega t \\ & + \dots \end{aligned}$$

J_n bezeichnet die Besselfunktionen. Man erkennt, daß der zweite Term, also die erste Harmonische, für kleine Phasenverschiebungen proportional zu ϕ_0 ist. Die zweite Harmonische bleibt dann praktisch konstant, ist aber proportional zum Anteil des Lichts, welches den korrekten Weg durch die Faserschleife gelaufen ist. Mit einem Lock-In-Verstärker kann man die ω - und 2ω -Komponente getrennt detektieren. Da $\phi_0 \sim \phi_{K,F}$, hat man mit dem ω -Signal ein direktes Maß für die Kerr- bzw. Faraday-Drehung [Spi 92].

4.5 Optimierung und Rauschunterdrückung

4.5.1 Faserschleife

Die wichtigste Voraussetzung für das Sagnac-Interferometer ist, daß die beiden entgegengesetzt laufenden Lichtstrahlen *exakt denselben Weg* durch das Interferometer nehmen. Denn nur dann heben sich die reziproken Effekte auf. Die Realisierung ist in der Glasfaserschleife

relativ einfach. Wenn man eine Monomoden-Glasfaser benutzt, kann nur die Fundamentalmode des eingekoppelten Lichts im Kern der Faser propagieren, während höhere Moden in das Cladding gelangen und schließlich die Faser verlassen. Benutzt man darüber hinaus eine polarisationserhaltende Monomoden-Faser, in welcher der Kern stark doppelbrechend ist, dann wird eine der beiden linearen Polarisationsrichtungen bevorzugt, unkontrollierbare Polarisationsänderungen des Lichts auf dem Weg durch die Faser werden so unterdrückt. Es gibt dann nur einen Weg durch die Faserschleife. Um das Licht ideal in die Glasfaser-schleife einzukoppeln, muß vor jeden der beiden Faserkoppler ein $\lambda/2$ -Plättchen gestellt werden. Damit kann die Polarisationsachse der schnellen Achse der Glasfaser angeglichen werden.

4.5.2 Lichtquelle

Bei der Realisierung des Sagnac-Interferometers ist es unmöglich zu verhindern, daß Licht an optischen Komponenten reflektiert wird und auf einem nicht vorgesehenen Weg den Detektor erreicht. So kann jede Streuquelle als Strahlteiler eines konkurrierenden Interferometers wirken, was zu einer komplizierten Interferenz bis hin zum reinen Rauschen führen kann. Dieses Problem kann man umgehen, wenn man eine Lichtquelle mit kleiner Kohärenzlänge benutzt. Die Kohärenzlänge ist der maximale Abstand zweier Punkte eines Wellenpakets, die noch eine Phasenbeziehung besitzen. Also können nur Lichtstrahlen interferieren, die maximal einen Gangunterschied von einer Kohärenzlänge besitzen. Das Licht eines einmodigen Gaslasers hat eine Kohärenzlänge von einigen Metern, die von Schwarzkörperstrahlung ist praktisch Null.

Für alle Streuzentren, welche sich nicht in der Mitte der Schleife befinden, unterscheidet sich die Weglänge der von dort aus entgegengesetzt laufenden Teilstrahlen zum Detektor. Demnach trägt dieses Streulicht bei Verwendung möglichst inkohärenten Lichts nicht zur Interferenz bei, und das S/N-Verhältnis wird größer. Streuungen, welche in der Fasermitte auftreten, werden nach wie vor zu erhöhtem Rauschen führen. Deswegen sollte dieser Teil des Interferometers mit besonderer Sorgfalt behandelt werden. Daraus folgt auch, daß das Aufschneiden der Schleife für die magneto-optischen Messungen nicht dort erfolgen sollte. Wenn L die Weglänge durch das Interferometer ist, dann ist die ideale Position, in der die Probe eingesetzt werden sollte, $\frac{5}{6}L$ [Spi 92].

Die Verwendung inkohärenten Lichts für die Interferometrie wirkt zunächst überraschend, da man gewohnt ist, z.B. für das Michelson-Interferometer, möglichst kohärentes Licht zu verwenden. Allerdings ist das Michelson-Interferometer zur Messung von Gangunterschieden geeignet, die ein Vielfaches der halben Wellenlänge betragen (man zählt dann die Interferenzringe aus, die jeweils einen Gangunterschied von $\lambda/2$ repräsentieren). Dagegen liegt der Meßbereich des Sagnac-Interferometers sehr weit unterhalb der halben Wellenlänge (hier bleibt man in der nullten Ordnung). Es ist also speziell für die Detektion besonders kleiner Phasendifferenzen geeignet und bedarf daher keiner großen Kohärenzlänge des benutzten Lichts.

Dennoch kann nicht einfach mit inkohärenten Lichtquellen gearbeitet werden, da eine gerichtete Abstrahlung des Lichts, also räumliche Kohärenz, nötig ist, um genügend

Licht in das Interferometer einkoppeln zu können. Einen guten Kompromiß zwischen möglichst großer räumlicher und möglichst kleiner zeitlicher Kohärenz bieten Multi-Mode-Laserdioden, die oft eine Kohärenzlänge im Bereich einiger Milli- bis Zentimeter bei gleichzeitig akzeptabler Strahldivergenz besitzen.

5 Magneto-optisches Rasternahfeldmikroskop

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Bedingungen und experimentellen Voraussetzungen zur Realisierung eines Nahfeldmikroskops und der magneto-optischen Messung formuliert. In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit benutzten Aufbauten vorgestellt. Zunächst wird die Herstellung der Nahfeldsonden erläutert, weil die Methode relativ neu ist. Anschließend werden der SNOM-Aufbau und die Abstandskontrolle vorgestellt. Schließlich wird gezeigt, wie die Kombination des SNOM mit den magneto-optischen Meßmethoden, dem Sagnac-Interferometer und MSHG, realisiert wurde, um magneto-optische Nahfeldmikroskopie betreiben zu können.

5.1 Herstellung von Glasfaserspitzen

Die Herstellung der Glasfaserspitze erfolgt durch Ätzen in Flußsäure. In dieser Arbeit wurde die Methode des "Tube Etching" [Stö 99] benutzt, die eine Modifikation der bekannteren Turner-Methode ist [Tur 84]. Der wesentliche Unterschied ist, daß beim Tube-Etching der Glasfasermantel, welcher aus einem gegenüber Flußsäure inerten Polymer besteht, nicht entfernt wird, sondern mit in die Flußsäure eintaucht. Dadurch wird die Faser innerhalb dieses Hohlzylinders geätzt. Dies macht den Vorgang resistenter gegenüber Störungen wie Vibrationen oder Temperaturgradienten und führt zu wesentlich besseren Spitzen. Die Methode wird im folgenden genauer erklärt.

Der Mantel des möglichst glatt abgetrennten Endes der Glasfaser wird zuerst mit einem mit einfachem Lösungsmittel (z.B. Ethanol, Isopropanol) befeuchteten Tuch gereinigt. In einen kleinen Behälter wird ca. 40%-ige Flußsäure (Fluorwasserstoff, HF) gefüllt. Anschließend wird, wie auch bei der Turner-Methode, ein HF-inerter organischer Schutzfilm daraufgegeben. In dieser Arbeit wurde Paraffinöl benutzt, andere Arbeiten bevorzugen flüchtigere Stoffe wie Cyclohexan [Stö 99]. Die Glasfaser wird nun senkrecht in das Gefäß gehalten, so daß das Ende mehrere Millimeter tief ins HF getaucht ist. Der Ätzvorgang läuft jetzt selbstkontrolliert ab und führt nach ca. 90 Minuten zu einem spitzen, kegelförmigen Faserende.

Ein einfaches Modell zur Erklärung des Reaktionsverlaufs basiert auf Mikrokonvektion [Stö 99]. Zu Beginn des Ätzprozesses des vom Mantel umgebenen Glasfaserzylinders erwartet man, daß die äußeren Regionen etwas schneller abgeätzt werden als die Mitte, weil

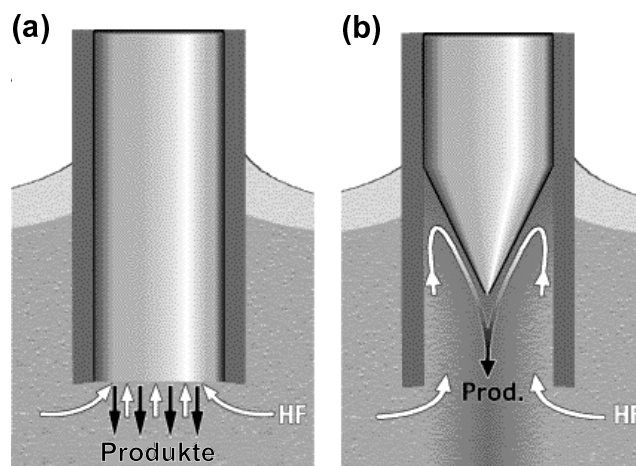
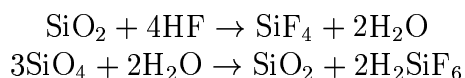


Abbildung 5.1: Modell des Ätzprozesses zu Beginn (a) und der Dynamik, nachdem sich ein Kegel gebildet hat (b) (aus [Stö 99]).

mehr HF aus dem Volumen zum Rand gelangt als zum Zentrum (Abb 5.1(a)). So wird eine erste, ansatzweise konische Form gebildet. Nun entstehen HF-Konzentrationsgradienten, da an der Faser die Reaktionen



ablaufen [Stö 99]. Dieser Gradient bewirkt die Konvektion von HF in die oberen Regionen der geätzten Struktur, während die Reaktionsprodukte durch die Schwerkraft nach unten befördert werden. Da sich die oberen Regionen am Rand der Faser befinden, ist dort die Konvektion groß. Deswegen findet der Abtransport der Produkte vorwiegend in der Mitte statt (Abb. 5.1b). Diese Dynamik liefert dann automatisch eine symmetrische, kegelförmige Spitze. Nach ca. 90 Minuten hat sich der Faserkegel voll ausgebildet, und der Ätzvorgang wird abgebrochen. Die Faserspitze wird dann im Acetonbad gereinigt. Dabei weicht der Mantel auf. Schließlich wird mit einem Spezialwerkzeug (“Stripper”) der Mantel mechanisch so weit abgetrennt, daß das Faserende mit der Spitze einige Millimeter heraussteht.

Der beschriebene Ablauf ist gültig für Glasfasern, deren Mantel HF-undurchlässig ist. Die in dieser Arbeit benutzten Fasern lassen jedoch HF durch den Mantel diffundieren. Das führt zu einem etwas anderen Verlauf der Spitzenbildung. Der prinzipielle Prozeß und das Ergebnis sind jedoch identisch. Der hier beschriebene Ablauf ist aus Gründen der Anschauung gewählt worden.

In dieser Arbeit wurden ausschließlich Monomodalen-Glasfasern der Firma 3M (*FS-SC-3314*) benutzt. Der Kerndurchmesser beträgt $3,3 \mu\text{m}$, der Außendurchmesser des Claddings $80 \mu\text{m}$ und der des Mantels $200 \mu\text{m}$.

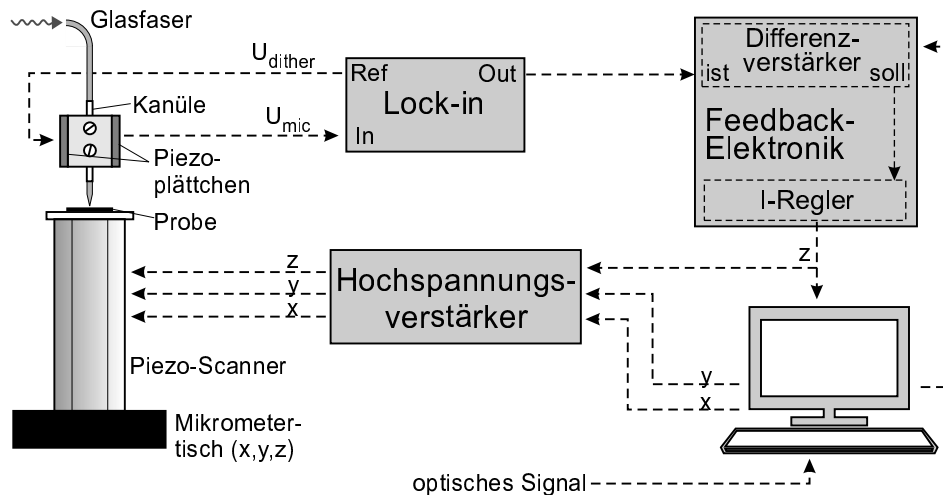


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau des SNOM (links) und der Regel- und Rasterelektronik für die Aufnahme von SNOM-Bildern (rechts).

5.2 Aufbau des SNOM

Kernstück aller hier realisierten magneto-optischen Rasternahfeldmikroskope ist das SNOM selbst. Alle Versuchsaufbauten wurden mit demselben Nahfeldmikroskop durchgeführt, lediglich die Konfiguration (s. Kap. 3.4) und die Analyse der Signale unterscheiden sich. Daher ist es sinnvoll, zuerst das SNOM selbst vorzustellen [Cre 98, Mey 98].

5.2.1 Faserhalter und Abstandskontrolle

Abb. 5.2 (links) zeigt schematisch das SNOM, bestehend aus dem Faserhalter bzw. der Dithereinheit für die Scherkraftdetektion (oben) und aus der Raster-Einheit (unten), an der die Probe befestigt wird. Die Glasfaser wird mit Sekundenkleber ca. 3 mm hinter der Spitze in eine Metallkanüle geklebt. In dieser Kanüle kann sie mit Hilfe von zwei Schrauben im Faserhalter, einem durchbohrten kleinen Messingblock, arretiert werden. An den Messingblock sind seitlich zwei Piezoplättchen geklebt, die mit Drähten kontaktiert werden. Das ganze bildet die "Dithereinheit". Die Abstandskontrolle wird mittels der Detektion von Scherkräften realisiert (s. Kap. 3.3.3). Die Schwingung der Glasfaser wird durch diese gedämpft, so daß sich die Amplitude ändert und die Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen verschoben wird. Die Detektion findet piezoelektrisch statt [Cre 98].

Am linken Piezo wird als Anregung eine Wechselfspannung von $U_{dither} = 250 \text{ mV}$ (Spitze-Spitze) angelegt. Er arbeitet hier als Dickenschwinger. Die Frequenz entspricht der ungedämpften Resonanz der Glasfaser Spitze, welche im Bereich 20...40 kHz liegt. Der rechte Piezo dient als Detektor, der wie ein Mikrofon die Schwingungen des Faserhalters aufnimmt und in ein Spannungssignal U_{mic} umwandelt. Dieses Signal wird mit einem Lock-in-Verstärker *EG&G 5209* detektiert, dessen Referenz die Anregungs-, also Resonanzfrequenz ist. Bei der Aufnahme einer Annäherungskurve (Abb. 5.3) erkennt man, daß das Signal

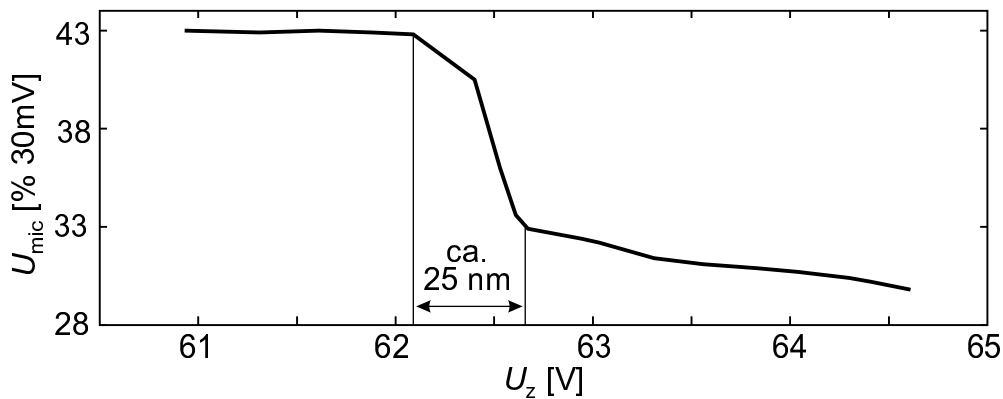


Abbildung 5.3: Annäherungskurve; aufgezeichnet ist die vom Lock-in-Verstärker ausgegebene Spannung U_{mic} über dem Abstand zwischen Probe und Spitze [Mey 98].

ab etwa 25 nm Entfernung zwischen Probe und Spitze beginnt, stark abzufallen, bis beim Kontakt eine maximale Scherkraftdämpfung besteht.

Für die Änderung des Spitzen-Proben-Abstandes und für das Abrastern der Probe ist ein segmentiertes Piezoröhrchen (Länge ca. 5 cm) zuständig, an dessen Ende die Probe befestigt wird. Durch Anlegen einer Spannung an die x - bzw. y -Elektroden¹ verbiegt sich das Röhrchen und bewegt damit die Probe lateral gegenüber der SNOM-Spitze. Der Abstand in z -Richtung wird beim Piezoscanner variiert, indem ein Potential zwischen der inneren und *allen* Außenelektroden angelegt wird, was zu einer Stauchung oder Streckung des Röhrchens führt. Zur Grobannäherung ist der Piezoscanner an einem Mikrometertisch montiert, mit dem er in alle drei Raumrichtungen bewegt werden kann.

Die Steuerelektronik für den Regelkreis, der den Spitzen-Proben-Abstand konstant halten soll, und für das Abrastern ist im rechten Teil von Abb. 5.2 zu sehen. Das gemessene Scherkraft-Signal wird in einem Differenzverstärker mit einem vorgegebenen Sollwert verglichen und das resultierende Fehlersignal in einem Integral-Regler (I-Regler) modifiziert, woraus sich die neue Spannung für die z -Auslenkung des Piezoscanners ergibt. Dieses Signal spiegelt also die Topographie der Probe an der gewählten Position wider. Durch Änderung der Zeitkonstante des Integralreglers kann man die Regelgeschwindigkeit beeinflussen.

Die (x, y) -Position wird mittels eines Meßprogramms gesteuert, welches auch die Rasterung für die Bildaufnahme übernimmt, indem das Topographie- und das optische Signal in Abhängigkeit von der Position aufgenommen werden. Der maximale Bereich, der so abgerastert werden kann, beträgt ca. $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, wobei hier schon mit stärkeren Verzerrungen zu rechnen ist, da die Verbiegung des Piezoröhrchens bei großen Spannungen nichtlinear ist. Deshalb werden in der Regel Bilder von maximal $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ aufgenommen.

¹Genau genommen liegt eine Spannung an zwischen der $-x$ - und der inneren Elektrode des Röhrchens und zwischen der inneren und der $+x$ -Elektrode; entsprechend für y .

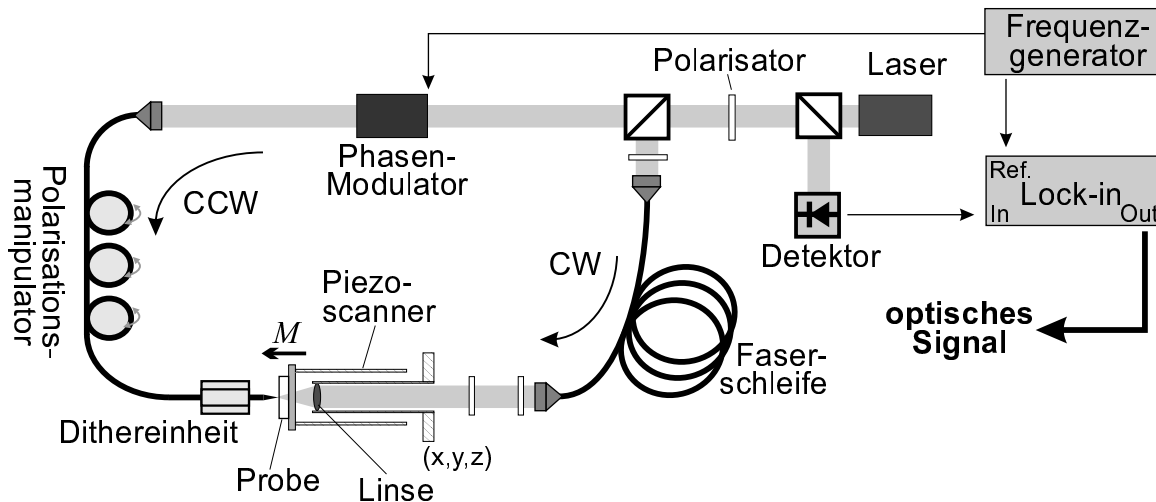


Abbildung 5.4: Aufbau des Sagnac-SNOM in Transmissionsanordnung; die Rastereinheit ist im Längsschnitt gezeigt.

5.2.2 Modifikation der Rastereinheit

Um magneto-optische SNOM-Messungen bei Anwesenheit eines Magnetfeldes durchführen zu können, wurde der Aufbau um eine Magnetspule ergänzt. Dazu wurde über das Piezoröhrchen der Rastereinheit ein Aluminiumröhrchen gesetzt, das ebenfalls an dem Mikrometertisch befestigt ist. Um dieses Röhrchen konnte nun die Magnetspule gewickelt werden. Mit der Windungszahl $N = 106$, dem Radius $r = 21$ mm und der Länge $l = 33$ mm ergibt sich am Rand der Spule, wo sich die Probe befindet, das Feld [Dem 99]

$$\frac{B}{I} = \frac{\mu_0 N}{2\sqrt{r^2 + l^2}} \approx 0,002 \frac{\text{T}}{\text{A}}, \quad (5.1)$$

welches senkrecht zur Probenoberfläche anliegt.

5.3 Sagnac-SNOM

Der wesentliche Aufbau des Sagnac-Interferometers zur magneto-optischen Messung wurde bereits in Kap. 4.3 vorgestellt. Es muß lediglich an geeigneter Stelle um das SNOM ergänzt werden. Dies kann wieder auf zwei Arten geschehen, in Transmissions- (für Faraday-SNOM-Messungen) und in Reflexionsanordnung (für Kerr-SNOM-Messungen).

5.3.1 Transmissions-Anordnung

Abb. 5.4 zeigt schematisch den Aufbau des Sagnac-SNOM für Transmissionsmessungen. Als Lichtquelle dient ein einfacher Diodenlaser, der Licht mit einer Wellenlänge von 635 nm und einer Leistung von ca. 3 mW erzeugt. Das Licht passiert einen Strahlteiler und

einen Glan-Thompson-Polarisator und wird am zweiten Strahlteiler in CW- und CCW-Teilstrahlen geteilt. Dort beginnt die Schleife des Interferometers. Die einzelnen Komponenten werden, dem CCW-Strahl folgend, erläutert.

Ein wesentlicher Unterschied im Vergleich zu dem in Kap. 4 schematisch gezeigten Aufbau ist, daß die Schleife des Interferometers nicht ausschließlich der Faserschleife entspricht, sondern schon hinter dem Polarisationsstrahlteiler an Luft beginnt. Dadurch ist es möglich, den Laserstrahl direkt durch den Phasenmodulator laufen zu lassen, bevor er in die Faser einkoppelt. Außerdem kann mit einem $\lambda/2$ -Plättchen die Polarisationsachse korrigiert werden, bevor das Licht über die Fasereinkoppler (*Newport F-1015*) in die doppelbrechende Glasfaser (*Newport F-SPV*) einkoppelt. Der Phasenmodulator (*New Focus 4001*) wird mit einer Frequenz von 5,05 MHz betrieben. Entsprechend der Bedingung für die Umlaufzeit des Lichts in der Schleife (s. Kap. 4.4) sollte die Schleifenlänge ca. 20,5 m betragen.

Das Licht koppelt nun in die SNOM-Glasfaser ein. Dort wird statt eines Viertelwellenplättchens ein Polarisationsmanipulator benutzt, der durch kontrollierte spannungsinduzierte Doppelbrechung wie eine Verzögerungsplatte arbeitet [Lef 80]. Die im Experiment benutzte Anordnung kommt einer Hintereinanderreihung eines $\lambda/2$ -, eines $\lambda/4$ - und eines weiteren $\lambda/2$ -Plättchens gleich, womit jede beliebige Polarisations-einstellung ermöglicht wird. Dadurch kann man Polarisationsänderungen an der Faserspitze entgegenwirken, so daß wirklich zirkular polarisiertes Licht aus der Faserspitze austritt.

Das zirkulare Licht wechselwirkt mit der Probe. Da die Spitze das Licht in einen großen Raumwinkel emittiert, muß es möglichst dicht hinter der Probe gesammelt werden. Dazu wurde eine an einem Röhrchen befestigte Linse (Brennweite $f=10\text{mm}$) in das Piezoröhrchen geführt, die mit Positioniertischen in alle drei Raumrichtungen verschoben werden kann, um den Fokus zu justieren. Nach Durchlauf des nächsten $\lambda/4$ -Plättchens ist das Licht wieder linear polarisiert und wird in die Faserschleife eingekoppelt. Am Strahlteiler wird der CCW-Strahl wieder mit dem CW-Strahl kohärent überlagert. Das resultierende Licht passiert erneut den Glan-Thompson-Polarisator und wird über einen Strahlteiler auf den Photodetektor gelenkt.

Das Photodioden-Signal wird durch einen elektronischen Tief- und Hochpaß jeweils in ein Gleich- und ein Wechselspannungs-Signal getrennt. Letzteres wird mit einem Lock-In-Verstärker phasenempfindlich analysiert auf die ω - und die 2ω -Komponenten. Die ω -Komponente entspricht der gesuchten, durch den Faraday-Effekt bewirkten Phasenverschiebung ϕ_0 . Das 2ω -Signal ist ein Maß für die Intensität des Interferenzsignals. Es kann also als Kontrollsignal für die Optimierung des Aufbaus benutzt werden: Je höher der Wert ist, desto mehr Intensität gelangt durch das Interferometer und zum Detektor. Das Gleichspannungssignal gibt die an der Photodiode gemessene Gesamtintensität wieder (welches nicht nur aus dem Interferenzsignal besteht, sondern auch aus Reflexen von einigen optischen Komponenten, die nicht zur Interferenz beitragen). Man kann dann das Lock-in-Signal normiert über die Intensität ausgeben, um topographie-induzierte Signaländerungen oder zeitliche Schwankungen vom Laser klein zu halten.

Das SNOM arbeitet in diesem Aufbau gleichzeitig im Sammel- (für CCW) und im Beleuchtungsmodus (für CW). In allen in dieser Arbeit vorgestellten Experimenten wird eine unbedampfte Glasfaserspitze benutzt.

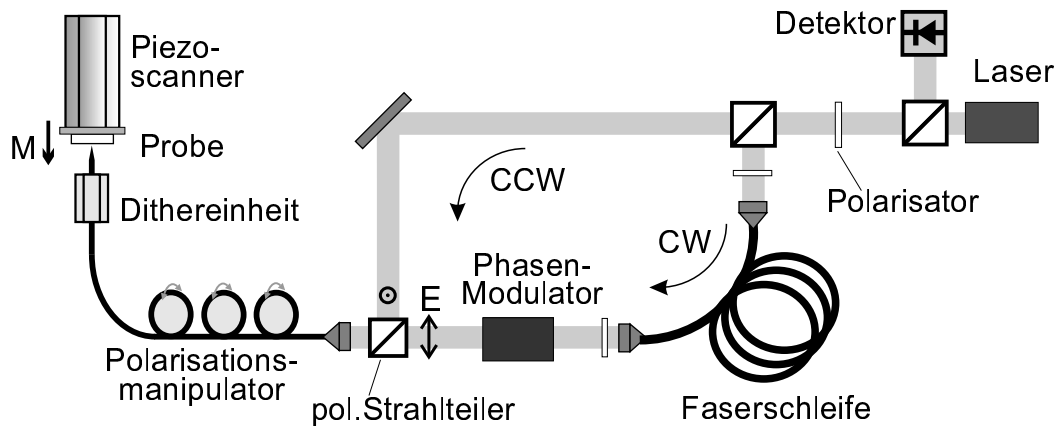


Abbildung 5.5: Sagnac-SNOM in Reflexionsanordnung.

5.3.2 Reflexions-Anordnung

Dieser Aufbau ist im wesentlichen identisch mit dem für Transmissionsexperimente. Es muß lediglich ein polarisationsabhängiger Strahlteiler hinzugefügt werden, wie bereits in Kap. 4.3 ausführlich erklärt wurde. Außerdem wurde für den Phasenmodulator ein anderer Platz gewählt, so daß die Teilstrahlen vorher entweder zuerst die Faserschleife oder das SNOM passieren müssen. Die alte Position ist ungünstiger, weil anzunehmen ist, daß ein größerer Teil des Lichts an den Fasereinkopplern reflektiert wird und zum Detektor gelangen kann. Bei der alten Position würde der vom CCW-Umlauf reflektierte Strahl durch den Modulator laufen. Da der Phasenmodulator eigentlich unerwünschte aber experimentell nicht ganz unterdrückbare Amplitudenmodulationen des Lichts bewirkt, wäre auch das reflektierte Licht mit der Referenzfrequenz moduliert. Bei der phasenempfindlichen Detektion würde es dann als Störsignal mit aufgenommen werden. Bei der Reflexionsanordnung (das SNOM arbeitet im Shared-Aperture-Modus) ist dies zu verhindern, weil die Störung aufgrund des kleinen Signals dominieren könnte.

Mit dem Versetzen des Modulators bleiben alle Reflexe, die beim ersten Einkoppeln entstehen, unmoduliert und werden bei der phasenempfindlichen Detektion herausgefiltert. Alle weiteren Reflexe sind so schwach, daß das durch sie erzeugte Rauschen handhabbar ist.

5.4 Lineare und nichtlineare magneto-optische Nahfeldmikroskopie

Mit dem folgenden Aufbau sollen in Transmission gleichzeitig die durch die Magnetisierung erzeugte Frequenzverdopplung (MSHG) und der lineare Faraday-Effekt gemessen werden. Als Lichtquelle dient ein selbstgebauter gepulster Ti:Saphir-Laser, der bei einer Wellenlänge von 800 nm emittiert. Die Pulsbreite beträgt 30 fs bei einer Repetitionsrate von 76 MHz. Die mittlere Leistung liegt bei ca. 450 mW, d.h. die Pulsenergie beträgt ca. 6 nJ. Das

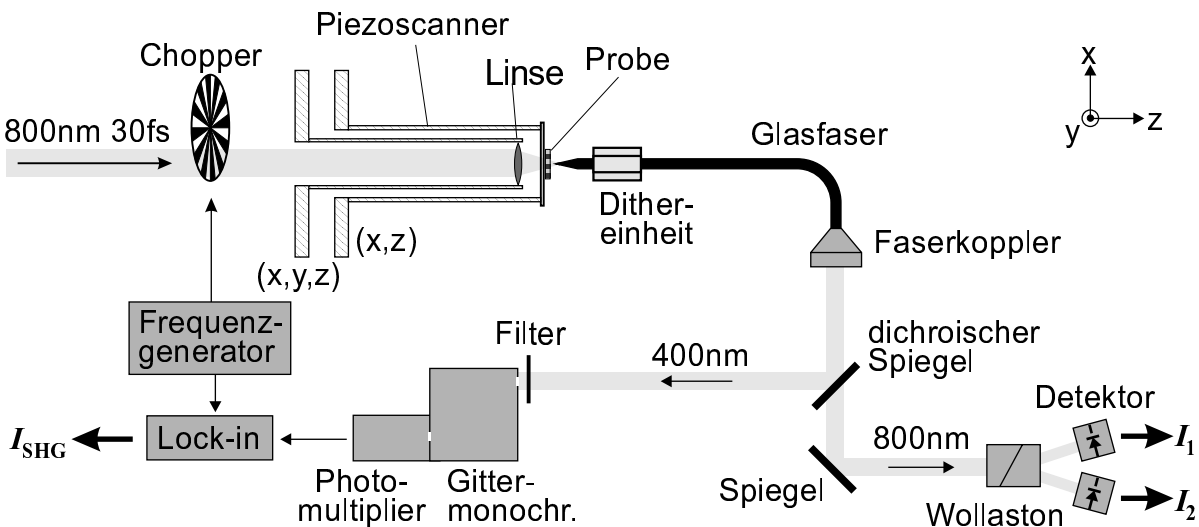


Abbildung 5.6: Aufbau des kombinierten Faraday- und MSHG-SNOM.

Lasersystem wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. E. Matthias aufgebaut. Da es im Rahmen dieser Arbeit lediglich genutzt wurde, um mit hohen Intensitäten zu arbeiten, wird das System nicht weiter beschrieben und ist auch im Aufbau (Abb. 5.6) nicht gezeigt (s. [Con 99]).

Der obere rechte Teil in Abb. 5.6 zeigt den bereits bekannten Aufbau des SNOM, das hier im Sammelmodus betrieben wird. Wie schon in Kap. 5.3.1 erläutert, wird das Licht (in normaler Inzidenz) mit einer Linse auf die Probenoberfläche und damit auch auf die SNOM-Spitze fokussiert. Zur Justage kann die Linse mit Mikrometertischen bewegt werden. Das von der Spitze aufgesammelte Licht wird am anderen Faserende ausgekoppelt und läuft zu einem dichroischen Spiegel, der bei 400 nm reflektierend ist. Somit wird das Fundamentallicht (800 nm) fast komplett durchgelassen, während die zweite Harmonische, die auch das MSHG-Signal enthält, reflektiert wird.

Die zweite Harmonische passiert einen Kantenfilter (BG 39) und einen Gittermonochromator, um eventuell eingefangenes Streulicht herauszufiltern, und wird schließlich mit einer Photomultiplier-Röhre detektiert. Zu beachten ist, daß kein Polarisator im Strahlengang steht. Somit wird die gesamte SHG-Ausbeute gemessen. Um das S/N zu verbessern, wird das Licht mit Hilfe eines Choppers mit einer Frequenz von ca. 1,7 kHz moduliert, und die SHG-Ausbeute wird mit einem Lock-in-Verstärker phasenempfindlich detektiert. Sie dient als Signal für die Aufnahme eines nichtlinearen magneto-optischen, also des MSHG-SNOM-Bildes.

Für die Detektion des Faraday-Effektes wird das Fundamentallicht mit Hilfe eines Wollaston-Prismas in zwei Orthogonalkomponenten getrennt, deren Intensitäten I_1 und I_2 mittels Photodioden gemessen werden. Stellt man das Wollaston-Prisma so ein, daß die beiden Intensitäten etwa gleich groß sind, dann ist das normierte Differenzsignal $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ proportional zum linearen Faraday-Effekt und dient somit als Signal für die Aufnahme eines linearen magneto-optischen SNOM-Bildes [Mey 98].

Dieser Aufbau ermöglicht somit die gleichzeitige Aufnahme der linearen und der SHG-Intensität. Dadurch kann man die beiden daraus gewonnenen Bilder direkt miteinander vergleichen. Solche kombinierten Faraday- und MSHG-SNOM-Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal durchgeführt. Dabei ist der Vergleich sehr interessant, denn – wie in Kap. 2.3 erläutert wurde – das lineare Signal sollte empfindlich auf die *out-of-plane*-Magnetisierung einer Probe sein, während das MSHG-Signal einen Kontrast bei verschiedenen *in-plane*-Komponenten zeigen sollte.

Die SNOM-Spitze ist wieder unbedampft. In diesem Experiment ist die Verwendung einer bedampften Spitze ohnehin aussichtslos. Denn die hohe Intensität des Femtosekunden-Lasersystems würde die Metallschicht stark beschädigen. Darüber hinaus ist die Ausbeute an frequenzverdoppeltem Licht sehr klein. Eine bedampfte Faserspitze hat einen um einige Größenordnungen höheren Signalverlust als eine unbedampfte Spitze, was sich deutlich im S/N zeigen würde.

6 Charakterisierung des SNOM

Um aus den in den folgenden Kapiteln vorgestellten Messungen quantitative Aussagen formulieren zu können, ist eine Charakterisierung der wichtigen Teile des Experiments nötig. Vermutlich den meisten Einfluß auf die Meßergebnisse hat die Nahfeldsonde, also die Glasfaser Spitze. Es ist daher von großem Vorteil, die Eigenschaften der geätzten Glasfaser Spitze zu kennen. Weiterhin ist das Piezoröhrchen zu kalibrieren, um überhaupt Aussagen über die laterale Auflösung des Bildes oder die Qualität der Scherkraft-Abstandskontrolle machen zu können. Und schließlich ist es möglich, durch die Erzeugung eines Referenzsignals mit dem Sagnac-Interferometer auch quantitativ Faraday- und Kerr-Drehungen zu bestimmen.

6.1 Nahfeldsonden

Um die Qualität der geätzten Glasfaser Spitzen feststellen zu können, wurden einige Spitzen mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) untersucht (Abb. 6.1(a) und (b)). Die Aufnahmen wurden von R. Stenzel am Fachbereich Geowissenschaften durchgeführt. Im Vergleich zu den mit der Turner-Methode geätzten Spitzen ((c) und (d), vgl. [Mey 98]) zeigt sich eine sehr glatte Oberfläche, d.h. der Spitzenkegel ist relativ eben. Die Rauigkeit der geätzten Glasoberfläche ist ebenfalls geringer als bei der Turner-Methode. Dies bestätigt, daß der Ätzprozeß innerhalb des Glasfasermantels gleichmäßiger verläuft.

Der Durchmesser des Spitzenendes in Abb. 6.1(b) ist mit knapp unter 500 nm etwas groß. Vermutlich ist bei dieser Spitze der Ätzprozeß etwas zu früh abgebrochen worden. Zu beachten ist aber auch, daß für die REM-Aufnahmen die Spitzen mit einer Gold-Palladium-Schicht bedampft werden (Sputterverfahren), die Glasfaser Spitze selbst ist also etwas dünner. Der Öffnungswinkel beträgt ca. 20° . Das ist vergleichbar mit den alten mittels Turner-Methode hergestellten Spitzen, jedoch sollten größere Winkel (30°) möglich sein [Stö 99]. Hier könnten die Konzentration der Flußsäure und die Art des organischen Schutzfilms eine Rolle spielen.

Ein großes Problem dieser Ätzmethode ist, daß die Spitze vom Kunststoffmantel umgeben ist. Dieser muß also nach dem Ätzvorgang entfernt werden. Leider besteht der Mantel aus einem Acrylat, welches nicht nur gegen HF, sondern auch gegen viele andere Säuren weitgehend inert ist. Es wurde noch keine Möglichkeit gefunden, ihn chemisch aufzulösen, ohne dabei die Faser Spitze anzugreifen. Deshalb muß der Mantel mechanisch entfernt, also praktisch abgezogen werden. Das führt jedoch häufig zum Bruch des Spitzenendes. Als

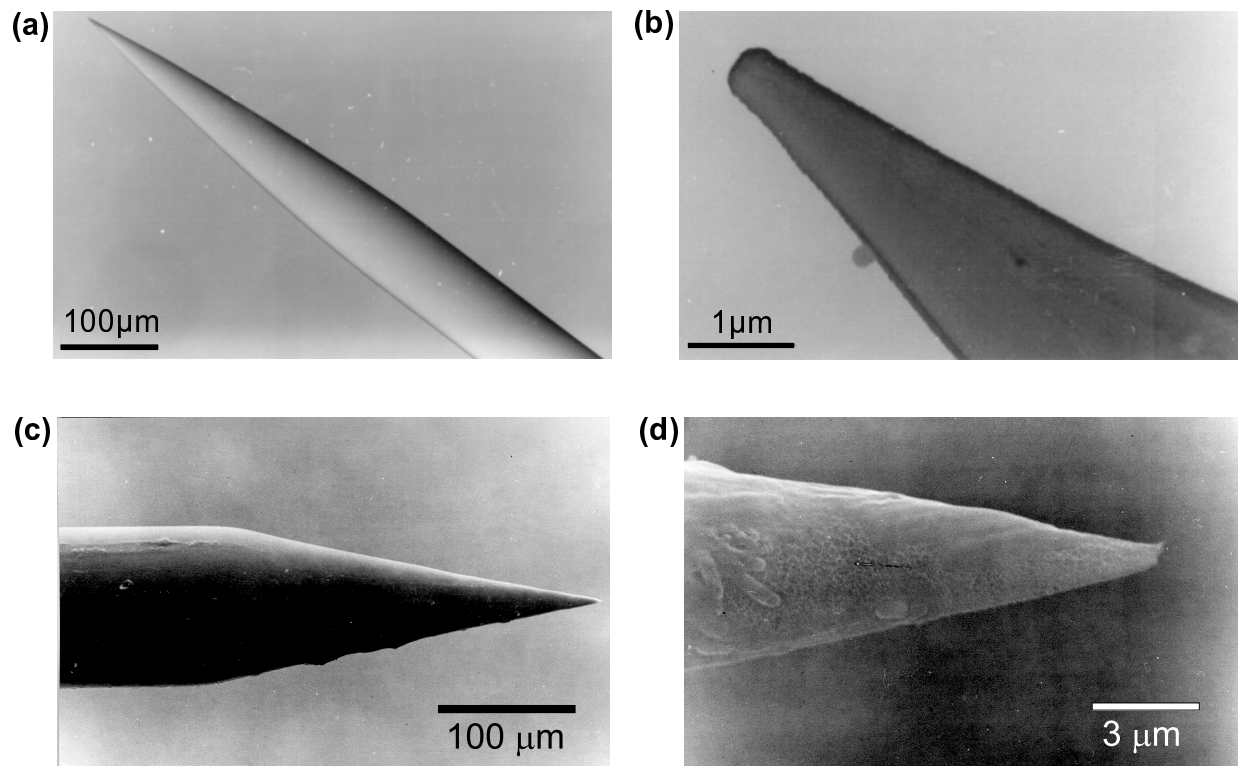


Abbildung 6.1: Aufnahme zweier SNOM-Spitzen mit einem Rasterelektronenmikroskop. Die Bilder (a) und (b) zeigen dieselbe Spitze bei verschiedenen Vergrößerungen. Die Oberfläche ist relativ glatt. Das äußerste Spitzenende in (b) hat einen Durchmesser von unter 500 nm. Zum Vergleich zeigt (c) und (d) zwei Bilder einer mit der alten Turner-Methode geätzten Spitze (aus [Mey 98]). Dort ist die Oberfläche viel rauher, der Kegel hat keine ideale Form.

Ergebnis erhält man eine unbrauchbare Glasfaserspitze.

Da es zu aufwendig ist, die Spitzen vor Gebrauch mit dem Rasterelektronenmikroskop zu kontrollieren, wird meistens die Qualität anhand des Lichtfeldes beurteilt, welches von der Spitze abgestrahlt wird (Beleuchtungsmodus). Eine ideale Apertur bewirkt eine divergente, symmetrische Emission mit gaußförmigem Intensitätsprofil. Sobald der von der Faserspitze auf einen Schirm (Abstand ca. 1cm) geworfene Lichtfleck Asymmetrien oder Abschattungseffekte zeigt, wird die Spitze als unbrauchbar angesehen. Mit dieser Methode kann man auch feststellen, ob sich die Spitze während einer Messung verändert hat.

Der Ausschuß der Glasfaserspitzen mit letzterer Kontrollmethode beläuft sich auf ca. 80%. Die stichprobenartige Kontrolle einiger Spitzen mit dem Rasterelektronenmikroskop bestätigt dies. Höchstwahrscheinlich ist die verhältnismäßig grobe Methode der mechanischen Entfernung des Mantels Ursache dafür. Es ist also dringend erforderlich, eine "sanftere" Methode der Entmantelung zu finden.

6.2 Kalibrierung der Rastereinheit

Um quantitative Aussagen über die Topographie der aufgenommenen Bilder machen zu können, ist die Kalibrierung der Rastereinheit notwendig. Es muß also gemessen werden, wie weit in x -, y - und z -Richtung sich das Piezoröhrchen bei Anlegen einer vorgegebenen Spannung verbiegt.

Die laterale Kalibrierung ist relativ einfach. Man benötigt dazu eine Probe mit definierter topographischer Struktur. Dies ist z.B. der Fall bei der in Kap. 7.1 untersuchten magneto-optischen Diskette (MOD). Die Oberfläche zeigt in langen, in guter Näherung geraden Spuren Plateaus von $1\ \mu\text{m}$ Breite, die von Gräben mit $0,6\ \mu\text{m}$ Breite getrennt sind. Schon aus der Abb. 7.1 kann man grob den Aufnahmebereich, ermitteln. Um aber auch Informationen über Verzerrungen des Aufnahmebereichs zu bekommen, muß man eine weitere Aufnahme der Probe um 90° gedreht vornehmen. Legt man die beiden Bilder übereinander, so ist es möglich, eine genaue Kalibrierung vorzunehmen. Abb. 6.2(a) zeigt die Addition zweier MOD-Aufnahmen, für die ein Aufnahmebereich von $-220\ \text{V}$ bis $+220\ \text{V}$ in beiden Richtungen eingestellt ist. Die Aufnahmen wurden anschließend stark bearbeitet, um den Kontrast zwischen den Spuren und den Gräben hervorzuheben. Die Breite der Spuren und der Gräben ist in diesen Aufnahmen verfälscht. Die Periodizität des Spurbabstands von $1,6\ \mu\text{m}$ bleibt jedoch erhalten. Die Bildausschnitte rechts und links unten wurden extra bearbeitet, weil dort sonst der Kontrast nicht zu sehen ist. Es handelt sich aber um dieselbe Aufnahme. Man kann nun entlang der x - und y -Richtungen die korrekte Länge durch Abzählen der durch die Überlagerung entstandenen Rauten bestimmen. Die Kantenlänge zweier Rauten entspricht $1,6\ \mu\text{m}$. Außerdem kann man die Verzerrung über die Winkel der sich kreuzenden Spuren bestimmen, die eigentlich senkrecht sein müssen. In x -Richtung ist der Aufnahmebereich $25\ \mu\text{m}$ lang, in y -Richtung $30\ \mu\text{m}$. Um die Verzerrung weitgehend zu korrigieren, muß das Bild also in y um den Faktor 1,2 gestreckt werden (Abb. 6.2(b)).

Deutlich ist zu sehen, daß das Bild lokal immer noch verzerrt ist. Vor allem im unteren Teil ist die Verzerrung sehr stark. Die Ursache liegt im sogenannten Piezo-Creep. Das bedeutet, daß der Piezo eine gewisse Zeit benötigt, um die der Spannung zugehörige Verbiegung zu erreichen. Wenn man also eine plötzliche Spannungsänderung vornimmt und sofort mit einer Aufnahme beginnt, dann führt diese Piezo-Trägheit zu einer Verzerrung des Aufnahmebereichs während der ersten Zeilen. Im gezeigten Beispiel lag vor der Aufnahme noch keine Spannung an. Zum Beginn wurden plötzlich $U_x = U_y = -220\ \text{V}$ angelegt (entspricht der linken unteren Ecke in Abb. 6.2). Das Rastern der Zeilen erfolgt entlang x , die Zeilen werden dann von unten nach oben aufgenommen. Der Piezo-Creep ist, wie man sieht, anfangs sehr stark. In zukünftigen Aufnahmen ist also darauf zu achten, daß dem Piezo-Creep vorgebeugt wird.

Entlang x ist der Piezo-Creep ebenfalls zu erkennen: Die Rauten erscheinen auf der linken Seite flacher als rechts. Darüber hinaus bleiben in den Randbereichen des Bildes kleine Verzerrungen übrig. Die Ursache hierfür ist, daß ein Piezoelement sich nur bei kleineren Spannungen linear verbiegt. Der gewählte Aufnahmebereich ist also so groß, daß die Bewegungen nichtlinear werden. Größere Aufnahmen sollten in Zukunft also nicht

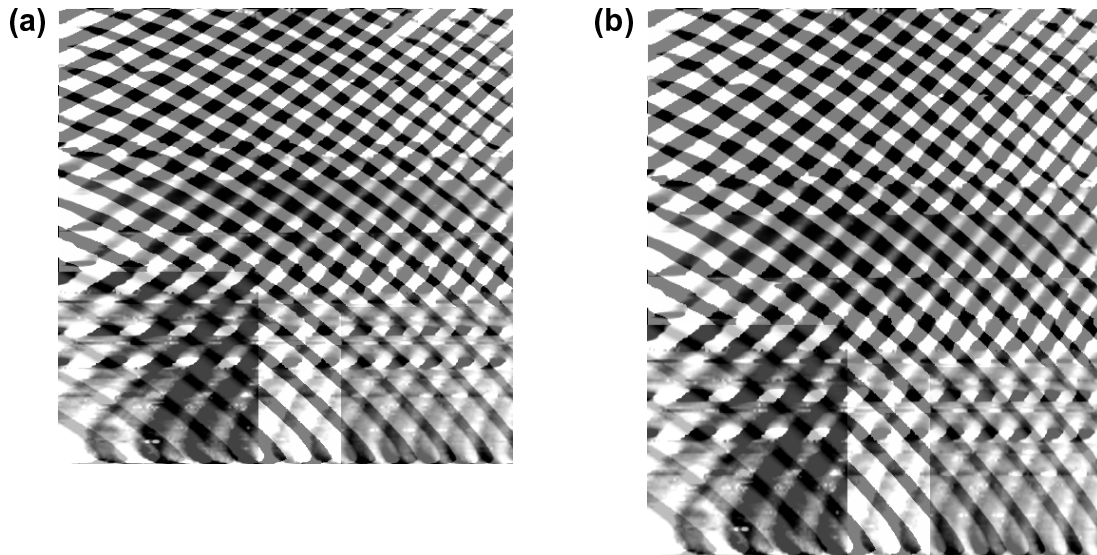


Abbildung 6.2: (a) Überlagerung zweier um 90° zueinander gedrehten Topographie-Aufnahmen. Aus der Analyse ergibt sich ein Aufnahmebereich von $25 \mu\text{m}$ in x - und $30 \mu\text{m}$ in y -Richtung. (b) “korrekte” Darstellung: das Bild ist in y -Richtung um den Faktor 1,2 gestreckt.

vorgenommen werden.

Die Kalibrierung der z -Bewegung könnte im Prinzip ebenfalls mit Hilfe einer bekannten topographischen Struktur vorgenommen werden. Eine solche Probe stand im Rahmen dieser Arbeit leider nicht zur Verfügung. Deswegen wurde die Messung interferometrisch durchgeführt. Dazu benutzt man ein (senkrecht zur Faser) gespaltenes Glasfaserende statt der SNOM-Spitze. Als Probe dient ein Silizium-Waver, der eine sehr flache Topographie aufweist und dessen Oberfläche relativ gut spiegelnd ist. Nun wird im “Shared-Aperture”-Modus Licht durch die Glasfaser auf die Probe geleitet und das in die Faser reflektierte Signal abhängig von der an z angelegten Piezospannung detektiert, also dem Abstand des Faserendes zur Probe. Das gemessene Signal moduliert nun periodisch mit dem Proben-Faser-Abstand. Da diese Modulation durch Interferenz verursacht wird, entspricht die Periode gerade der halben Wellenlänge des Lichts. Damit kann man der angelegten z -Spannung die entsprechende z -Auslenkung zuordnen. Die Interferenz findet zwischen dem in der Glasfaser an der Glas-Luft-Fläche intern reflektierten Licht und dem vom Si-Waver reflektierten Licht statt.

Die Modulation des Signals aufgrund der Interferenz ist sehr klein, da nur ein kleiner Teil in der Glasfaser intern reflektiert. Deshalb wird die Messung mit Lock-In-Detektion durchgeführt, d.h. die konstante z -Spannung wird mit einer Wechselspannung von 1 V bei einer Frequenz von $\sim 1 \text{ kHz}$ überlagert und das Photodetektorsignal phasensensitiv gemessen. Das Ergebnis der Meßreihe ist nicht sehr gut. Die beobachtete Intensitätsmodulation (hier nicht gezeigt) zeigt Periodizitäten, die sich mit der Spannung kontinuierlich ändern. Der große Fehler läßt eine Kalibrierung von $27\dots 52 \text{ nm/V}$ zu. Der Fehlerbereich

ist also zu groß, um exakte Aussagen über das Höhenprofil einer Aufnahme vornehmen zu können. Allerdings ist eine grobe Abschätzung der Strukturen mit diesem Ergebnis möglich. Wahrscheinlich zeigt der Piezo-Creep auch bei z -Auslenkungen einen starken Einfluß. Möglich ist auch, daß die Auslenkung bei Spannungen bis zu 100 V nicht im gesamten Bereich linear ist. Aus weiteren Messungen an strukturierten Proben wurde empirisch festgelegt, daß ein Wert von $(35 \pm 10)\text{nm/V}$ sinnvoll ist.

6.3 Kalibrierung des Sagnac-Interferometers

Die Größe des magneto-optischen Signals bei der Sagnac-Detektion ist empfindlich von der Qualität der Einstellung und Optimierung des Interferometers abhängig. Dies erschwert die quantitative Messung von Faraday- oder Kerr-Drehungen erheblich. Deshalb ist es sinnvoll, wenn man einen definierten magneto-optischen Effekt erzeugen und wieder abstellen kann, ohne den Versuchsaufbau verändern zu müssen. Dies ist im Rahmen dieser Arbeit realisiert worden, indem die SNOM-Glasfaser zwischen dem Polarisationsmanipulator und der Dithereinheit (s. z.B. Abb. 5.5) durch eine lange Feldspule geführt und darin fixiert wird.

Ein durch die Spule fließender Strom erzeugt ein Magnetfeld, das parallel zur Glasfaser verläuft. Somit wirkt auf das in der Glasfaser geführte Licht der Faraday-Effekt. Um das für eine vorgegebene Faraday-Rotation nötige Magnetfeld bzw. den nötigen Spulenstrom zu ermitteln, wird eine Referenzprobe in das Sagnac-SNOM (Reflexionsanordnung) eingebaut, die eine Kerr-Rotation von $0,1^\circ$ zeigt. Gemessen wird nun die Differenz des magneto-optischen Signals zwischen den beiden entgegengesetzt senkrecht durchmagnetisierten, eindomänigen Zuständen. Danach wird die Stärke des Spulenstroms so eingestellt, daß die Signaldifferenz bei Umkehr der Stromrichtung genau dem an der Probe beobachteten Effekt entspricht.

Man hat nun also einen Aufbau, mit dem ein definierter Faraday-Effekt von $0,1^\circ$ erzeugt und wieder abgestellt werden kann. Auf diese Weise können nun an unbekanntem Proben durch Vergleich der Effekte die Drehungen auch quantitativ gemessen werden. Insbesondere ist die Spule sehr nützlich bei der Optimierung des Sagnac-Interferometers, also bei der Feinjustierung aller optischen Komponenten zur Verbesserung der Empfindlichkeit, da bei bekannter Signalgröße aus dem S/N die Stärke des Rauschens quantitativ bestimmt werden kann.

7 Messungen in Reflexion (Sagnac)

Die magneto-optische Detektion mit Hilfe des Sagnac-Interferometers ist eine relativ neue Methode. Deswegen gibt es nicht genügend experimentelle Erfahrung im Umgang mit dem Interferometer, um verlässliche Aussagen über Reproduzierbarkeit, Optimierung und Langzeitstabilität treffen zu können.

Sämtliche hier vorgestellten Messungen wurden an Luft durchgeführt. Der Aufbau ist aber so konzipiert, daß das SNOM in eine Ultrahochvakuumkammer integriert werden kann. Damit wird es möglich sein, dünne magnetische Filme selbst herzustellen und *in situ* die strukturellen und magneto-optischen Eigenschaften zu untersuchen. Die ersten Messungen in Reflexion (Kerr-Effekt) wurden an Proben mit bekannter Struktur vorgenommen. So kann das gemessene Signal leichter beurteilt und optimiert werden.

Die Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Sagnac-SNOM kann man an folgenden Fragestellungen festmachen: Wie empfindlich ist die Sagnac-Detektion (magnetischer Kontrast, S/N)? Wie stark ist die Anfälligkeit gegenüber Artefakten, welche die Polarisation beeinflussen? Wie hoch ist die magneto-optische Auflösung? Und schließlich: Wie gut ist die Langzeitstabilität der Apparatur? Als Testprobe wurde eine magneto-optische Diskette (MOD) benutzt. Nach erfolgter Optimierung des Interferometers werden Messungen an einer Co/Pt-MOD vorgestellt und das Ummagnetisierungsverhalten eines Co/Pt-Dreilagfilms untersucht.

7.1 Magneto-optische Diskette (MOD)

Als Testprobe für erste Versuche mit dem Sagnac-SNOM dient eine magneto-optische Diskette (MOD). Sie wird in der Speicherindustrie bereits seit Jahren kommerziell erfolgreich eingesetzt. Das Material ist eine TbFeCo-Legierung (s. Kap. 2.4) mit einer Kerr-Drehung von ca. $0,4^\circ$. Die Legierung wird durch eine ca. 10 nm dicke Schutzschicht vor Oxidationen geschützt. Die MOD ist in Spuren von 1 μm Breite eingeteilt, die durch ca. 100 nm tiefe und 0,6 μm breite Gräben voneinander getrennt sind. Die Periodizität der Spuren ist also 1,6 μm . Auf den Spuren wird die digitale Information in Bits geschrieben. Das sind Domänen mit entgegengesetzt gerichteter *out-of-plane*-Magnetisierung.

Abb. 7.1(a) zeigt eine Aufnahme der Topographie mit dem SNOM. Hier ist die oben beschriebene Struktur gut zu erkennen. Die erwartete Periodizität wird in der markierten Konturlinie in Abb. 7.1(b) bestätigt. Die kleinen weißen Punkte in (a) sind Staubpartikel auf der Probe, weil diese noch nicht gereinigt wurde. Der Umstand, daß diese losen Partikel

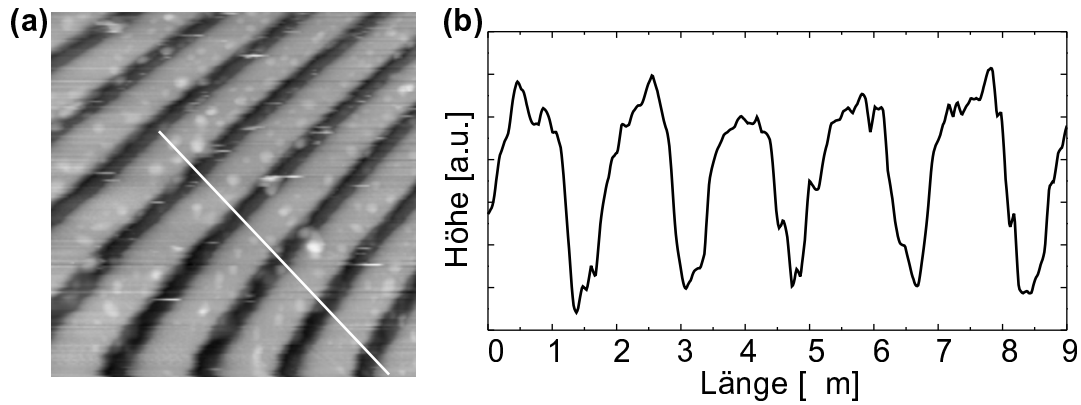


Abbildung 7.1: (a) $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Ausschnitt der Topographie der MOD. Man sieht die von Gräben getrennten Spuren. Man erkennt ferner Staubpartikel, die sich auf der Probe abgesetzt haben. Die markierte Konturlinie ist in (b) gezeigt. Man erkennt klar die Periodizität von $1,6 \mu\text{m}$.

nicht von der Spitze verschoben werden, zeigt, daß die Scherkraft-Abstandskontrolle relativ gut funktioniert. Um Störungen durch Verunreinigungen für spätere Messungen zu verhindern, wird die Probe vor anschließenden Messungen mit einem schwachen Lösungsmittel gereinigt.

Eine erste magneto-optische Messung wurde mit einer gespaltenen Glasfaser vorgenommen. Dadurch wird das Signal von der gesamten Fläche des Faserkerns aufgenommen (Durchmesser $3,3 \mu\text{m}$). Die Intensität sollte also im Vergleich zu einer Glasfaser Spitze größer sein, so daß eine erste Optimierung des Interferometers einfacher wird. Bei der Aufnahme wird der Faser-Proben-Abstand auf mehrere Mikrometer konstant gehalten. Damit gewinnt man gerasterte Fernfeldaufnahmen mit einer maximalen Auflösung – je nach Abstand – von etwa $5 \dots 10 \mu\text{m}$. Abb. 7.2(a) zeigt eine magneto-optische Aufnahme der MOD mit gespaltenen Faser, die in einem Abstand von ca. $1 \mu\text{m}$ über die Probe gerastert wird. Man erkennt – wenn auch nur schlecht aufgelöst – die magnetischen Bits. Entlang einer Spur wechseln sich helle und dunkle Flächen ab. Sie entsprechen Domänen, die einen unterschiedlichen Kerr-Effekt bewirken, also entgegengesetzt magnetisiert sind. Die Spuren kann man voneinander unterscheiden durch dunkle, schmale Streifen. Denn an den Gräben wird ein Teil des Lichts gestreut, so daß die Intensität abnimmt. Die magneto-optische Auflösung kann aus der Konturlinie über eine Spur gewonnen werden (Abb. 7.2(b)). Sie liegt bei knapp $3 \mu\text{m}$ bei einem S/N von ca. 5.

Eine erste magneto-optische Sagnac-SNOM-Messung mit gespitzter Faser ist in Abb. 7.3 zu sehen. Hier sind die Bits viel deutlicher zu erkennen. Der Signalkontrast ist relativ groß. Nach Auswertung der Konturlinien über die einzelnen Spuren (hier nicht gezeigt) findet man eine Auflösung von ca. $0,7 \mu\text{m}$. Das ist noch nicht befriedigend.

Nach weiterer Optimierung des Sagnac-SNOM konnte die in Abb. 7.4 dargestellte Messung durchgeführt werden. Die Topographie ist im wesentlichen rein. Lediglich an einer Stelle zeigt sich direkt auf einer Spur ein großer Defekt. Er scheint eine sehr rauhe Ober-

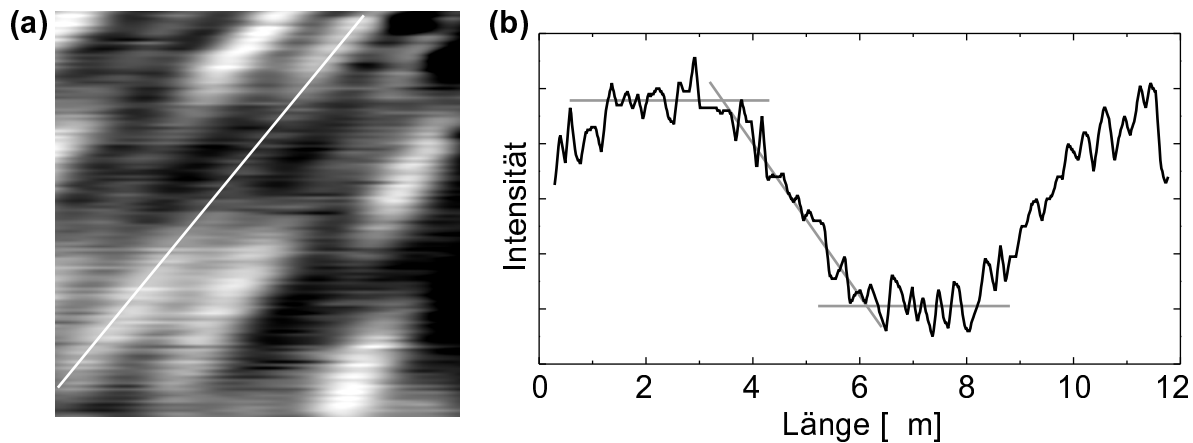


Abbildung 7.2: (a) Magneto-optische Aufnahme der MOD mit gespaltener Faser ($10 \times 10 \mu\text{m}^2$). Die sich entlang einer Spur abwechselnden hellen und dunklen Bereiche sind nur verschwommen zu erkennen. (b) Darstellung der Konturlinie, die in (a) markiert ist. Die Breite der Flanke beträgt knapp $3 \mu\text{m}$.

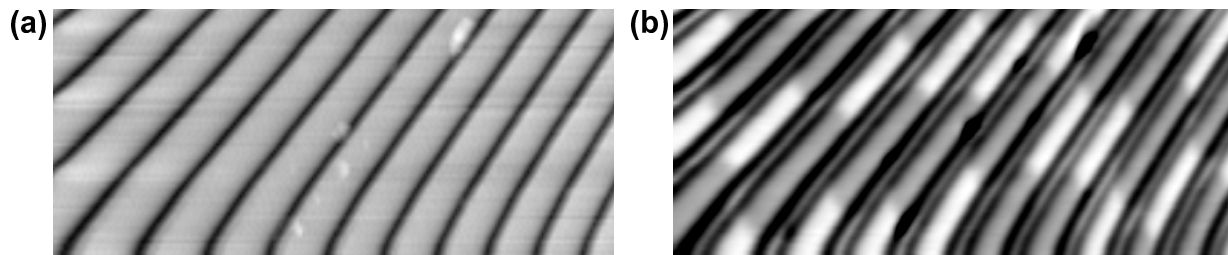


Abbildung 7.3: Erste SNOM-Aufnahme ($24,4 \times 10,5 \mu\text{m}^2$) der MOD (mit gespitzter Faser); (a) Topographie, (b) magneto-optisches Bild. Die Auflösung der magnetischen Bits entlang der Spuren beträgt $0,5 \dots 0,9 \mu\text{m}$.

fläche zu haben, die viel Licht streut. Dadurch erscheint der Defekt im magneto-optischen Bild (Abb. 7.4(b)) als dunkler Fleck. Spannender ist hier jedoch die Qualität der magneto-optischen Auflösung. Die Bits sind detailliert zu erkennen. Sie besitzen eine längliche Form. An einigen Stellen deuten sich leichte Krümmungen der Domänengrenzen an, die darauf hindeuten, daß die dunklen Bits die vom runden Laserspot (thermomagnetisch) geschriebenen Domänen sind.

Bemerkenswert an den gezeigten Aufnahmen ist die hohe Signalgüte. Abb. 7.5 zeigt die in Abb. 7.4(b) markierte Konturlinie – stellvertretend für die Auflösung allgemein. Sowohl das Bild als auch die Linie sind völlig unbearbeitet. Die Auflösung der Bits entlang der Spur beträgt ca. $0,3 \dots 0,4 \mu\text{m}$ bei einem $S/N \approx 20$. Das entspricht einer maximalen lateralen Auflösung von $\lambda/2,3$. Wegen der Benutzung unbedampfter Faserspitzen ist auch nicht mit viel höherer Auflösung zu rechnen. Das gute S/N weist darauf hin, daß auch Messungen mit bedampften Spitzen möglich sind. Hier ist zu erwarten, daß das Signal viel kleiner ist, weil weniger Licht durch die kleinere Apertur der Spitze gelangt.

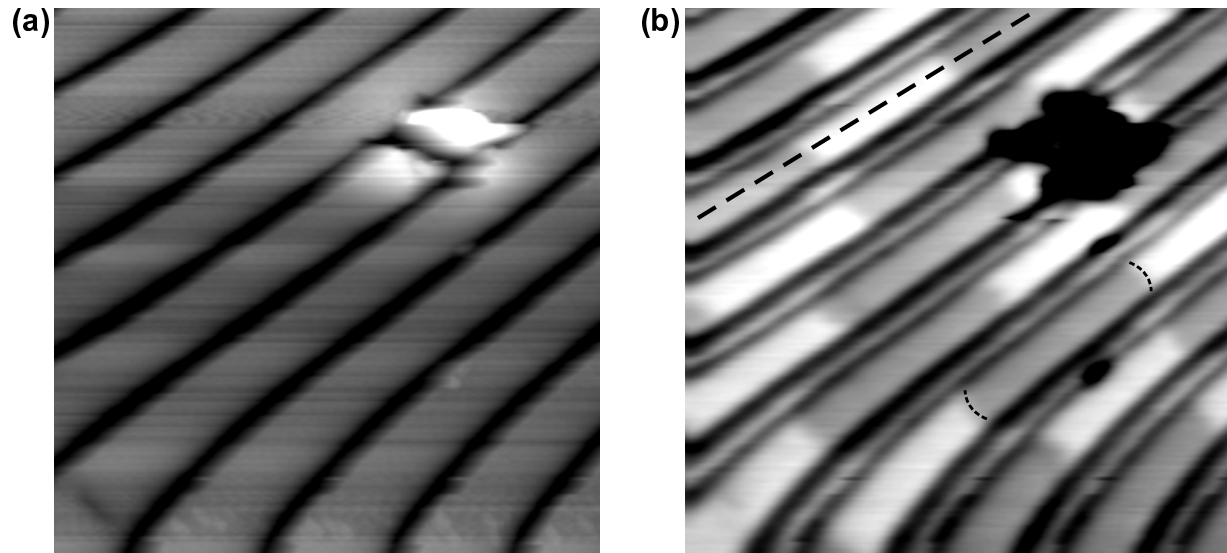


Abbildung 7.4: $(12,2 \mu\text{m})^2$ Sagnac-SNOM-Aufnahme nach Optimierung des Sagnac-Interferometers; (a) Topographie, (b) magneto-optisches Bild. Im rechten oberen Teil ist ein starker Defekt zu sehen, der wenig Licht in die Nahfeldsonde zurück reflektiert. Die magneto-optische Auflösung der magnetischen Bits beträgt $0,28 \dots 0,55 \mu\text{m}$. Die markierte Linie ist in Abb. 7.5 gezeigt.

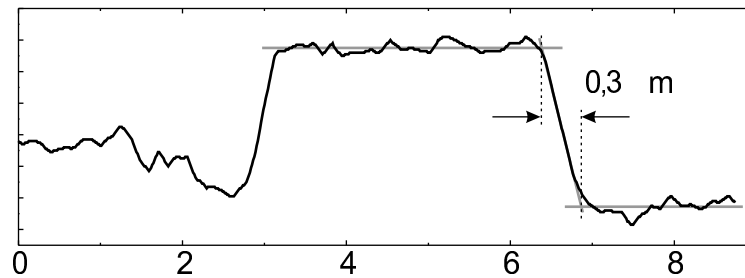


Abbildung 7.5: Konturlinie aus Abb. 7.4(b). Die typische Auflösung beträgt $0,3 \mu\text{m}$.

Die Detektionsmethode des Kerr-Effekts mit dem Sagnac-Interferometer ist offenbar über längere Zeit stabil (die Aufnahmezeit beträgt etwa eine halbe Stunde), Rauschen tritt kaum auf. Weiter kann man keine Topographie-Artefakte in der Aufnahme finden. Selbst am Defekt bleibt das Signal bis zuletzt stabil. Erst wenn die Störung zuviel Licht streut, so daß die Intensität am Detektor fast verschwindet, kann man auch kein magnetisches Signal mehr erkennen. Dieser Artefakt ist kein Topographie-Artefakt, denn das optische Signal verhält sich ganz anders als das der Topographie. Es ist ein Artefakt, welches durch eine starke Änderung der Intensität hervorgerufen wird.

Ähnlich verhält es sich auch an bzw. in den Gräben der MOD. Der Verlauf der an der Photodiode detektierten Gesamtintensität beim Rastern über einen Graben (Abb. 7.6) zeigt, daß an den Flanken der Gräben die Intensität um mehrere Größenordnungen auf

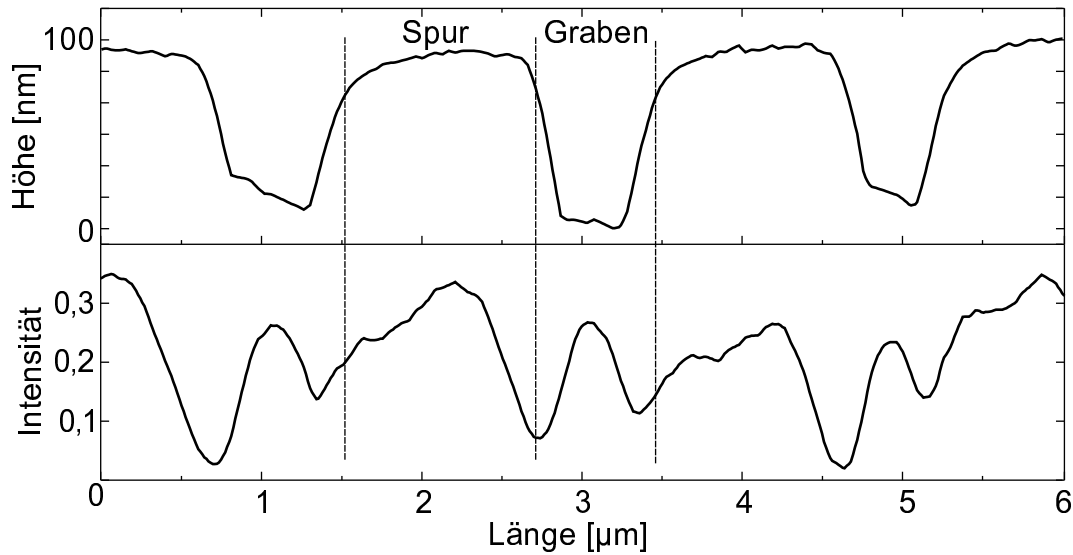


Abbildung 7.6: Vergleich des Verlaufs der Topographie (oben) und der Gesamtintensität an der Photodiode (unten). An den Rändern der Spuren fällt die Intensität rapide ab. In den Gräben nimmt sie wieder leicht zu. Die leichte Zunahme der Intensität auf den Spuren von links nach rechts ist ein hier nicht diskutierter Einfluß der Polarisation.

fast Null einbricht. Dies ist leicht verständlich, denn an dieser Stelle wird ein großer Teil des Lichts gestreut. Da die Gräben eine rechteckige Querschnittsform haben, kann vom SNOM "auf dem Boden" des Grabens wieder ein Signal gemessen werden. So erklärt sich die Variation der Intensität in Abb. 7.6. Während kleinere Intensitätsschwankungen durch Normierung des magneto-optischen Signals über die Gesamtintensität herausgefiltert werden können (siehe Diskussion in Kap. 8.3), ist dies hier aufgrund des starken Einbruchs an den Kanten nicht mehr möglich. Das magneto-optische Signal verschwindet ebenfalls, wie man in den obigen Messungen sehen kann. Dieser Artefakt kann bei einem Kerr-SNOM mit einfacher Polarisationsanalyse nicht einwandfrei identifiziert werden. Bei der Detektion mittels Sagnac-Interferometer steht aber zusätzlich zum ω -Signal, welches die Kerr-Drehung wiedergibt, ein Signal der Intensität zur Verfügung. Dieser ermöglicht es zu erkennen, daß der Einbruch des ω -Signals mit einem Einbruch der Intensität verbunden ist und somit nicht magnetischen Ursprungs ist.

Erstaunlich ist, daß die Messung des Kerr-Effekts an der MOD mit dem SNOM überhaupt funktioniert. Denn derart stark strukturierte Proben verändern die Polarisation des Lichts erheblich. So zeigten Messungen mit einem Kerr-SNOM mit konventioneller Detektion Polarisationsänderungen, die einer Drehung von bis zu 6° entsprechen [Bau 99a]. Bei diesem starken Einfluß geht das magnetische Signal ($0,4^\circ$) im Rauschen unter. Da aber die Messung mit dem Sagnac-Interferometer unempfindlich auf solcherlei reziproke Änderungen der Lichtpolarisation ist, wird das S/N kaum beeinflusst.

Das Fazit der ersten Messungen lautet, daß das Sagnac-SNOM ein sehr empfindliches, gegen Artefakte weitgehend unempfindliches magneto-optisches Meßgerät ist. Die Kerr-

Drehung von $\phi_K = 0,4^\circ$ konnte trotz starker Strukturierung der MOD mit $S/N \approx 20$ bei einer lateralen magneto-optischen Auflösung von ca. 300 nm (bei Benutzung von unbedampften Spitzen) gemessen werden. Es ist anzunehmen, daß beim Einsatz von bedampften Spitzen auch Nahfeld-Auflösungen möglich werden. Erwähnenswert ist ferner die Langzeitstabilität: Hat man das Sagnac-Interferometer einmal richtig eingestellt, dann funktioniert es über Tage sehr gut. Es sind dann nur minimale Feinjustierungen vor jeder Messung nötig.

7.2 Co/Pt-MOD

Als weitere Testprobe wurde eine magneto-optische Diskette (MOD) benutzt, deren magnetische Schicht ein 15 nm dicker Co/Pt-Multilagen-Film ist, in dem sich eine 8 Å dicke Platin- und eine 3 Å dicke Kobaltschicht abwechseln.¹ Dieser Film zeigt eine starke senkrechte Anisotropie. Die Kerr-Drehung ist nicht bekannt. Es ist aber davon auszugehen, daß sie kleiner ist als bei der zuvor vorgestellten MOD, weil Co/Pt als mögliches Material der zweiten Generation magneto-optischer Medien für Wellenlängen im Blauen (ca. 400 nm) ausgerichtet ist. Somit ist die Kerr-Drehung im benutzten Wellenlängenbereich nicht optimiert. Sie liegt vermutlich bei ca. $0,1^\circ$ (s. Kap. 2.4).

Die Co/Pt-MOD ist ähnlich strukturiert wie die erste: Der Spurbstand beträgt $1,6 \mu\text{m}$, die Spuren selbst sind $1 \mu\text{m}$ breit. Anders ist die Form der Gräben. Sie verlaufen keilförmig und haben somit keinen ebenen Boden, wie es in der vorherigen Messung der Fall war. Auf den Spuren ist die magnetische Information mit einer lasergepumpte Magnetfeld-Modulationstechnik periodisch geschrieben worden. Die Länge dieser magnetischen Bits wurde dabei entlang verschiedener Spuren variiert zwischen $0,1$ und $6,0 \mu\text{m}$ [Awa].

Abb. 7.7 zeigt die nahfeld-optischen Aufnahmen der Probe mit dem Sagnac-SNOM. Die Messung in (b) sieht etwas verrauscht aus ($S/N \approx 6$). Ursache hierfür ist, daß ein Teil der Glasfaserspitze während der Aufnahme abgebrochen ist, so daß die Nahfeldsonde nicht mehr ideal war. Aber dennoch ist der magneto-optische Kontrast noch deutlich. Es ist insofern interessant, als anzunehmen ist, daß sich die Polarisationsseigenschaften der Nahfeldsonde sehr verändert haben. Dies scheint für die Sensitivität der Sagnac-Detektion offenbar kein kritischer Parameter zu sein. Die Länge der Bits beträgt $6 \mu\text{m}$. Es handelt sich also um die größten geschriebenen magnetischen Strukturen auf der Probe.

In Abb. 7.7(c) und (d) ist die Aufnahme mit einer intakten Glasfaserspitze gezeigt. Der Signalkontrast ($S/N \approx 10$) entspricht der aus Kap. 7.1 zu erwartenden Qualität. Das geringere S/N ist zu erwarten, weil die vermutete Kerr-Drehung dieser Probe kleiner ist. Interessant ist das Verhalten des Signals an den Gräben: Es ist auf der linken Flanke stark erhöht, die rechte Flanke ist dagegen dunkel. Hier scheint wieder ein Artefakt durch große Intensitätsdifferenzen vorzuliegen. Warum die Intensität nicht entlang der ganzen Breite des Grabens klein ist, kann man erklären, wenn die Faserspitze das Licht bevorzugt seitlich emittiert und wieder aufammelt. Dann könnte eine der Flanken des keilförmigen Grabens gerade besonders viel Licht in die Spitze reflektieren, während die andere Flanke das Licht stärker von ihr wegstreut.

¹Die Co/Pt-MOD wurde uns von der Firma Hitachi zur Verfügung gestellt [Awa].

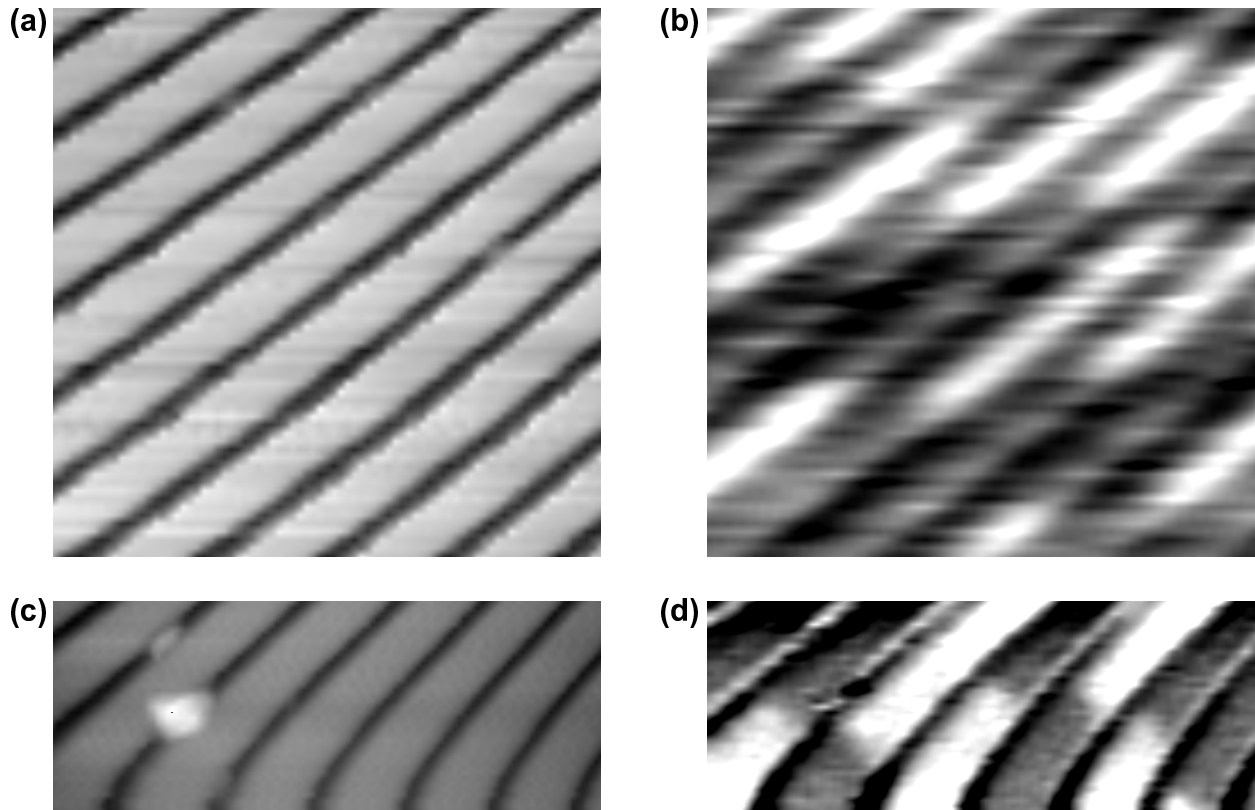


Abbildung 7.7: (a) Topographie und (b) magneto-optisches Signal eines $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ -Ausschnittes in einer $(25 \mu\text{m})^2$ -Aufnahme der Co/Pt-MOD. Wegen eines Spitzenbruchs ist das Bild etwas verrauscht. (c) Topographie und (d) magneto-optisches Signal einer $15 \times 6 \mu\text{m}^2$ -Aufnahme mit guter Spitze.

Es konnten bisher keine Aufnahmen von kleineren magnetischen Bits gemacht werden. Die Ursache liegt in der Schwierigkeit, auf der relativ großen Probe mit dem SNOM die richtigen Stellen zu finden, an denen sich die kleinen Bits befinden. Hinsichtlich der Überprüfung und der Verbesserung der lateralen Auflösung besteht für die Zukunft aber Interesse an Messungen der kleinen $0,1$ und $0,2 \mu\text{m}$ großen Bits.

7.3 Ummagnetisierung von Co/Pt-Strukturen

Wie bereits erwähnt, ist Co/Pt ein aussichtsreicher Kandidat für neue magneto-optische Medien der zweiten Generation. Die hohe Kerr-Drehung im Blauen läßt hoffen, daß man bei Verwendung dieser Wellenlänge magnetische Bits mit höherer Auflösung (vgl. Kap. 3.1) lesen und schreiben kann. In der industriellen Anwendung sind vor allem zwei Eigenschaften wichtig: Das Schreiben der Bits sollte möglichst schnell ablaufen, und die Bit-Größe sollte möglichst klein sein. Um bezüglich dieser Eigenschaften etwas aussagen zu können, muß man das Ummagnetisierungsverhalten des magnetischen Films untersuchen.

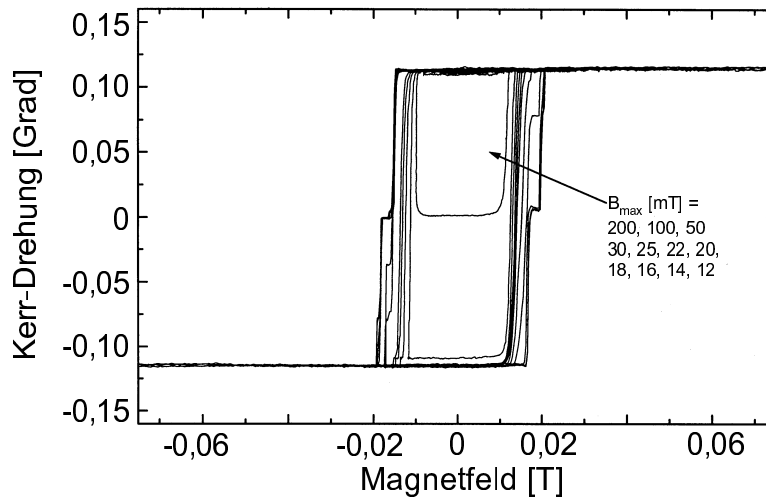


Abbildung 7.8: Magnetisierungskurve des Co/Pt-Dreilagfilms. Die Kerr-Drehung beträgt $0,12^\circ$ [Hai].

Die für die Anwendung den Multilagfilmen vorzuziehenden Co/Pt-Legierungen (sie sind viel einfacher herstellbar) weisen eine granulare Struktur auf. Da die Korngrößen viel kleiner als die typischen Domänenwandbreiten sind, können sich keine Wände ausbilden. Ummagnetisierungsprozesse finden also in Form von Nukleationen statt. Untersuchungen dazu zeigen, daß die so entstandenen magnetisierten Bereiche nicht vollständig ummagnetisiert werden, sondern eine fraktale Feinstruktur zeigen [Val 96]. Für Untersuchungen mit dem Sagnac-SNOM wurde uns u.a. ein Co/Pt-Multilagfilm zur Verfügung gestellt, der eine polykristalline Struktur aufweist.² Die Größe der magnetischen Domänen wird auf ca. 300 nm geschätzt. Somit sind ähnliche Eigenschaften zu erwarten wie bei einer Legierung. Leider konnten aus zeitlichen Gründen keine Untersuchungen an diesem physikalisch sehr interessanten System durchgeführt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen an einem annähernd einkristallinen Dreilagfilm Pt(4nm)/Co(0,3nm)/Pt(1,8nm) durchgeführt, der auf einem (111)-orientierten MgO-Substrat gewachsen ist. Die typische Domänengröße beträgt $\sim 100 \mu\text{m}$. Der Film zeigt eine starke senkrechte Anisotropie. In der Magnetisierungskurve (Abb. 7.8) erkennt man an den Sprüngen einen Hinweis für Barkhausen-Barrieren, d.h. die Domänenwand bleibt an Störstellen (sog. Pinningzentren) hängen, und es wird eine Aktivierungsenergie zum weiteren Domänenwachstum benötigt. Offensichtlich findet also der Ummagnetisierungsprozeß in den umgekehrten Domänenzustand durch Wandverschiebungen statt. Diese gehen von Inhomogenitäten aus, also von kleinen Bereichen auf der Probe, an denen lokal die Koerzitivfeldstärke kleiner als für den Rest der Probe ist. Diese Stellen dienen als Nukleationszentren für das Wachstum einer Domäne.

Die steil abfallenden Flanken der Magnetisierungskurve zeigen, daß es schwierig ist, die

²Die hier erwähnten Co/Pt-Filme hat uns P. Haibach vom Institut für Physik der Universität Mainz zur Verfügung gestellt [Hai].

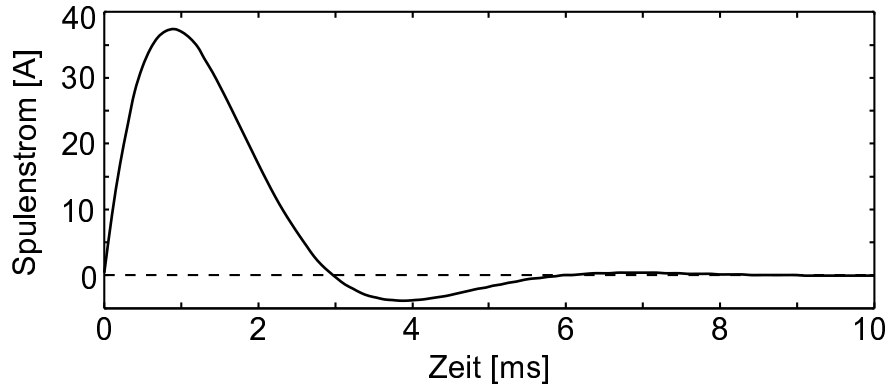


Abbildung 7.9: Zeitlicher Verlauf des Strompulses in der Feldspule. Nach knapp 1 ms wird ein Strom von ca. 37 A in der Luftspule erreicht, der ein Magnetfeld von ca. 74mT bewirkt.

Probe in einen Multidomänenzustand zu bringen. Man kann sich aber zunutze machen, daß das Domänenwachstum eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt. Für kleine Magnetfelder hängt die Ummagnetisierungszeit exponentiell von der Feldstärke ab [Fat 62]:

$$t \propto \exp [(E_a - \mu_0 M_s H V_B) / k_B T],$$

mit der Aktivierungsenergie E_a , der Sättigungsmagnetisierung M_s und dem Barkhausen-Volumen V_B (entspricht dem während eines Schrittes von einem Pinningzentrum zum nächsten im Mittel ummagnetisierten Volumen). k_B ist die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur. Durch Anlegen eines kurzen, relativ starken Magnetfeldpulses läßt sich der Ummagnetisierungsprozeß starten und bei geeigneter Wahl der Pulsdauer an einem bestimmten Punkt unterbrechen, bevor die Umkehrung der Magnetisierung abgeschlossen ist. Der auf diese Weise eingestellte, metastabile Domänenzustand ist in Abwesenheit eines äußeren Feldes quasi “eingefroren” und kann anschließend abgebildet werden. Dies soll im folgenden Experiment mit dem Sagnac-SNOM versucht werden.

Die in Kap. 5.2.2 vorgestellte Feldspule wird mit einem Strompulsgenerator verbunden. Das ist ein einfacher elektronischer Aufbau, bei dem ein Kondensator ($C = 1$ mF) mit einer Spannung von 70...150 V geladen werden kann. Mit einem Schalter wird der Kondensator über die Spule entladen. So fließt für kurze Zeit ein großer Strom, der entsprechend ein starkes Magnetfeld erzeugt. Das Feld sollte größer als 20 mT sein (s. Abb. 7.8), was bei der verwendeten Luftspule einem Strom von etwa 15 A entspricht (vgl. Kap. 5.2.2). Die maximale Stromstärke läßt sich folgendermaßen abschätzen: Da hier ein Kondensator und eine Spule zusammengeschlossen werden, hat man einen Schwingkreis, dessen Verhalten sich aus der Differentialgleichung

$$U = \frac{Q}{C} + R\dot{Q} + L\ddot{Q} = 0$$

ergibt [Ger 95]. Hier sind bereits $I = \dot{Q}$ und $\dot{I} = \ddot{Q}$ eingesetzt. Als Lösung erhält man eine

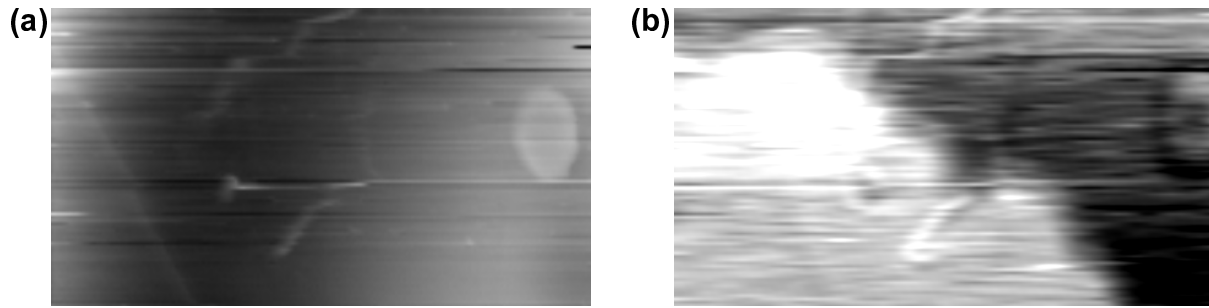


Abbildung 7.10: (a) Topographie und (b) magneto-optisches Bild ($30 \times 16 \mu\text{m}^2$) einer Pt/Co/Pt-Schichtstruktur. Durch die im Text beschriebene Ummagnetisierung mit einem kurzen Magnetfeld-Puls ist es gelungen, eine Domänenwand zu erzeugen.

Schwingungsgleichung mit Rückstell- und Reibungsglied:

$$Q(t) = Q_0 \exp(-\gamma t) \cos(\omega t + \varphi) \quad \text{mit } \omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \gamma^2},$$

wobei zur Vereinfachung $\gamma := R/(2L)$ gesetzt wurde. Das zeitliche Verhalten des Stroms entspricht der Ableitung

$$I(t) = \dot{Q}(t) = -Q_0 \exp(-\gamma t) \cdot [\gamma \cos(\omega t + \varphi) + \omega \sin(\omega t + \varphi)].$$

Die Induktivität der Spule (s. Daten in Kap. 5.2.2) beträgt $L = 5,9 \cdot 10^{-4} \text{ Vs/A}$, der Widerstand ist $R = 0,9 \Omega$, die Ladespannung am Kondensator beträgt $U = 70 \text{ V}$. Aus der Anfangsbedingung $I(t = 0) = 0$ erhält man numerisch die Phase $\varphi \approx 2,52$. Abb. 7.9 zeigt den zeitlichen Verlauf des Stroms nach Schließen des Schwingkreises. Nach ca. 1 ms werden $I_{\text{max}} = 37 \text{ A}$ erreicht. Der Strom bewirkt in der Spule ein Magnetfeld von etwa 74 mT, welches deutlich größer ist als das zur Ummagnetisierung benötigte Feld. Bis zum darauffolgenden Minimum bei ca. 4 ms ist die Schwingung bereits so stark gedämpft, daß das entsprechende Magnetfeld zu klein ist, um die magnetische Struktur des Films zu ändern. Man kann also sagen, daß nur *ein* Magnetfeld-Puls von ca. 2 ms Dauer auf die Domänenstruktur des Films wirkt.

Wegen der enormen typischen Domänengrößen des Films gelingt es nicht gleich, eine Domänenwand gerade in den kleinen Aufnahmebereich des SNOM zu bekommen. Deswegen wurde während der Aufnahme eines SNOM-Bildes die Probe immer wieder durch einen Puls ummagnetisiert, wobei jedes Mal die Feldrichtung umgekehrt wurde. Dies geschah solange, bis sich in einer Zeile ein Signalkontrast gezeigt hat, der auf eine Domänenwand hindeutet. Anschließend wurde ohne weitere Pulse die Aufnahme noch einmal gestartet, um die im Rasterbereich möglicherweise entstandene Domänenstruktur abzubilden. Abb. 7.10 zeigt das Ergebnis des Versuchs. Die Topographie erscheint relativ flach. Man erkennt in der Bildmitte ein größeres Schmutzpartikel, welches die Detektion beeinträchtigt. Das magneto-optische Bild zeigt deutlich eine Domänenwand, die von rechts unten nach links oben verläuft. Der Kontrast ist magneto-optisch, denn die Signaldifferenz zwischen den

Domänen entspricht dem bereits beobachteten Effekt bei kompletter Ummagnetisierung des Films. Das Bild zeigt leider ein größeres Rauschen, weil die Kerr-Drehung sehr klein ist. Daher kann man keine eindeutigen Aussagen über den Verlauf der Domänenwand in der Bildmitte machen. Vermutlich ist die Wand aufgrund des topographischen Defekts gerade an dieser Stelle gepinnt.

Die Aufnahme zeigt erstens, daß es mit der beschriebenen Methode tatsächlich gelingt, trotz der sehr eckigen Hysterese eine Ummagnetisierung in einen Mehrdomänenzustand zu bewirken. Das zuvor angenommene Modell der Ummagnetisierung mittels Domänenwandverschiebungen und Pinning trifft also offenbar auf diese Dreilagenstruktur zu. Zweitens zeigt das Ergebnis, daß die Messung mit dem Sagnac-SNOM auch an einem Dreilagenfilm mit kleiner Kerr-Drehung ($\phi_K = 0,12^\circ$) und unbekannter Domänenstruktur möglich ist. Bei $S/N = 6$ beträgt die maximal detektierbare Kerr-Drehung $0,04^\circ$ oder $0,7$ mrad.

8 Messungen in Transmission

Nachdem in Kap. 7 das Potential von Messungen mit dem Sagnac-SNOM gezeigt wurde, ist ein Vergleich mit einer herkömmlichen Meßmethode zur Polarisationsanalyse interessant. Dieser wird im folgenden an Granat-Proben durchgeführt, die zuerst vorgestellt und charakterisiert werden. Die Proben eignen sich für Transmissionsmessungen, also wird ein Vergleich des Faraday-SNOM mit dem Sagnac-SNOM in der Transmissionsanordnung durchgeführt. Es ist zu erwarten, daß das Faraday-SNOM stark durch Depolarisations-Artefakte gestört werden kann, während das Sagnac-SNOM im Idealfall völlig artefaktfreie Aufnahmen ermöglichen sollte.

Abschließend wird eine neue Meßmethode vorgestellt, das MSHG-SNOM. Mit ihm ist im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal eine systematische Vergleichsuntersuchung der linearen mit der nichtlinearen magneto-optischen Nahfeldmikroskopie realisiert worden. Es wird erwartet, daß man aus der Kombination beider Messungen ein vollständiges Bild der Domänenstruktur gewinnt, weil man ein Bild sowohl der *in-plane*- als auch der *out-of-plane*-Magnetisierung mißt.

8.1 Proben

In den Transmissionsmessungen werden zwei verschiedene Proben untersucht. Es handelt sich um zwei YIG-Filme (s. Kap. 2.4.3). Diese Granate eignen sich hervorragend als magneto-optische Testproben, weil sie eine hohe Faraday-Drehung besitzen, die physikalischen Eigenschaften intensiv erforscht sind und sie relativ einfach charakterisiert werden können.

Die Zusammensetzung des ersten Films (im folgenden als Film Nr. 1 bezeichnet) ist $Y_{1,92}Sm_{0,10}Ca_{0,98}Fe_{4,02}Ge_{0,98}O_{12}$. Die Dicke beträgt $5,9 \mu m$. Der Film ist auf einem uns nicht bekannten Substrat (wahrscheinlich Gadolinium-Gallium-Granat, ein für YIG übliches Substrat) aufgewachsen. Mit Hilfe des Laue-Verfahrens [Kit 96] konnte aber wenigstens die Kristallorientierung des Substrats festgestellt werden. Abb. 8.1(b) zeigt solch eine Aufnahme bei senkrechtem Einfall des Röntgenstrahls.¹ Man erkennt eine dreizählige Symmetrie. Also ist das Substrat (111)-orientiert, und dies trifft auch für den YIG-Film zu, weil er epitaktisch aufwächst.

¹Die Messung wurde von W. Becker am Institut durchgeführt.

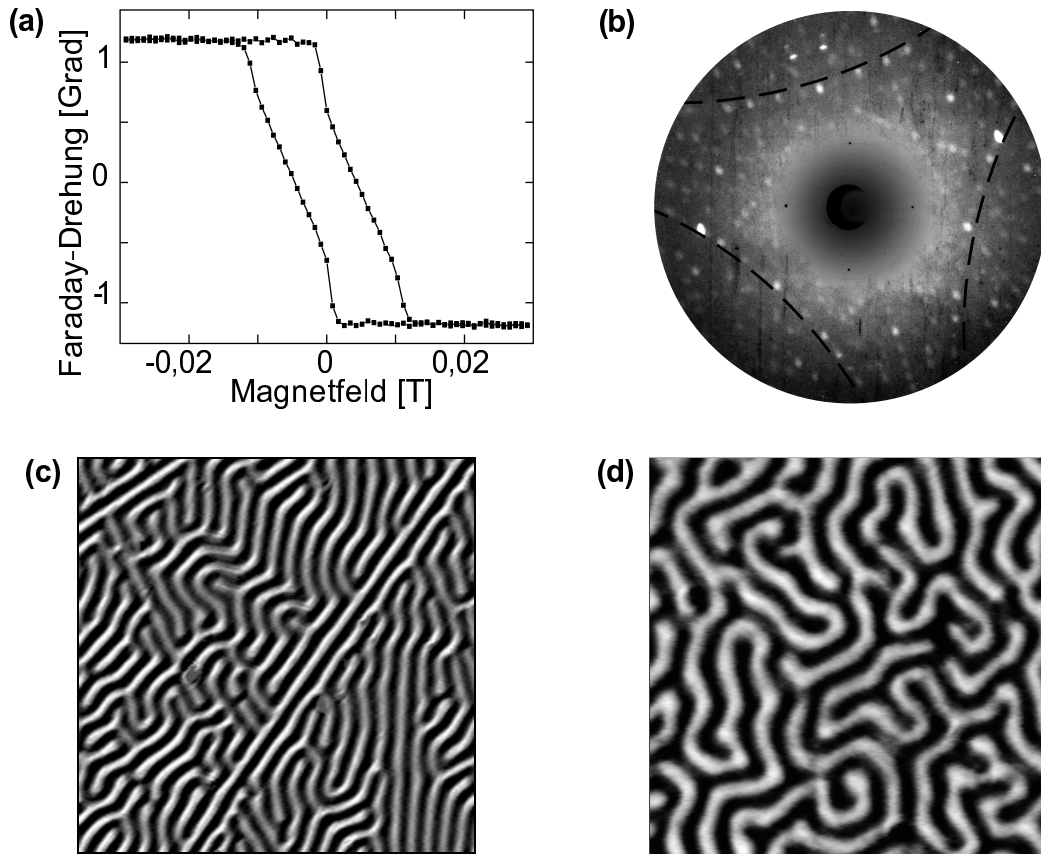


Abbildung 8.1: (a) Magnetisierungskurve von YIG Nr. 1; aufgetragen ist die globale Faraday-Drehung (d.h. gemittelt über die Fläche des Laserspots) bei senkrechter Inzidenz über dem senkrecht angelegten Magnetfeld. (b) Laue-Aufnahme zur Bestimmung der Kristallorientierung (zur Orientierung sind einige Linien eingezeichnet). (c) Aufnahme des Domänenmusters von YIG Nr. 1 im remanenten Zustand mit Hilfe eines konventionellen Faraday-Mikroskops ($200 \times 200 \mu\text{m}^2$). Die Domänen sind etwa $5 \mu\text{m}$ breit. (d) Aufnahme des Domänenmusters von YIG Nr. 2 (gleiche Bildgröße) mit ca. $8 \mu\text{m}$ breiten Domänen.

Die Magnetisierungskurve² (Abb. 8.1(a)) zeigt eine ausgeprägte Hysterese, die typisch ist für einen Film mit senkrechter Inzidenz. Der Ummagnetisierungsverlauf ist typisch für einen YIG [Mag 97]: Vom komplett durchmagnetisierten Film ausgehend setzt die Ummagnetisierung mit einem größeren Sprung ein aufgrund der Nukleation von Domänen mit umgekehrter Magnetisierung (wegen der starken uniaxialen Anisotropie dreht die Magnetisierung nicht kontinuierlich). Die weitere Ummagnetisierung verläuft kontinuierlich durch das Wachsen dieser Domänen mittels Domänenwandverschiebungen solange, bis die Domänen der ursprünglichen Richtung ihre minimale stabile Größe erreicht haben. Die restliche Ummagnetisierung zum eindomänigen Film geschieht dann wieder sprunghaft. Abb. 8.1(c)

²Die Messung wurde von A. Rez und G. Eggers in der Arbeitsgruppe von Prof. P. Fumagalli am Fachbereich durchgeführt.

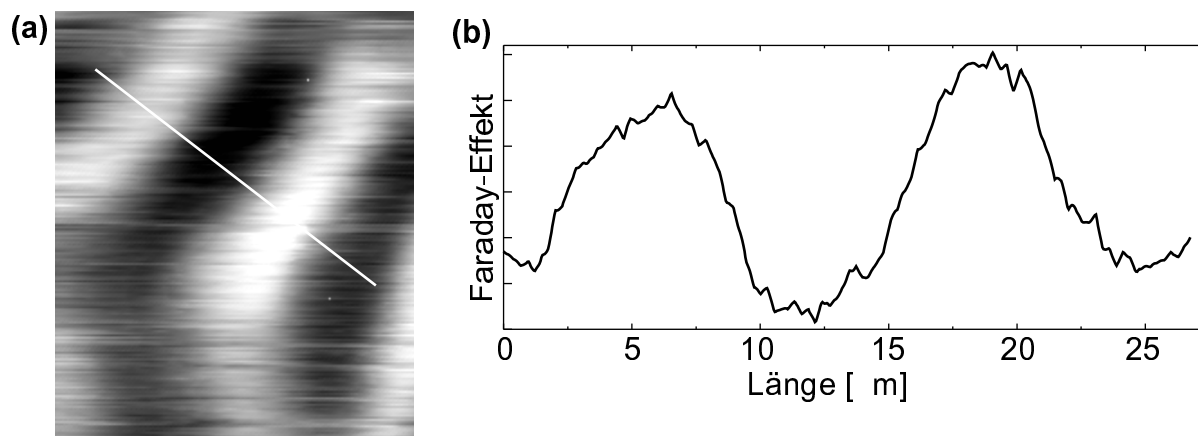


Abbildung 8.2: (a) Aufnahme des Polarisationskontrastes von YIG Nr. 1 mit gespalte-ner Faser bei einem konstanten Abstand von ca. $10 \mu\text{m}$. Der Aufnahmebereich beträgt ca. $25 \times 30 \mu\text{m}^2$. (b) Darstellung der in (a) markieren Konturlinie. Die Daten sind nicht gefiltert.

zeigt das typische Labyrinth-Domänenmuster dieses Films. Die Domänen haben eine Breite von ca. $5 \mu\text{m}$.

Als zweite Probe wurde ein mit ca. $8 \mu\text{m}$ dickerer YIG-Film benutzt, dessen Zusammensetzung $\text{B}_{0,6}\text{Tm}_{2,4}\text{Ga}_{1,15}\text{Fe}_{3,85}\text{O}_{12}$ ist. Die Laue-Aufnahme weist ebenfalls auf ein (111)-orientiertes Substrat hin, dessen Muster dem in Abb. 8.1(b) gleicht. Eine Hysteresekurve wurde nicht aufgenommen. Die Aufnahme mit dem Faraday-Mikroskop (Abb. 8.1(d)) zeigt Domänen von ca. $8 \mu\text{m}$ Größe.

Diese Proben werden im folgenden mit den drei verschiedenen magneto-optischen Nahfeldmikroskopen, dem Faraday- dem Sagnac- und dem MSHG-SNOM, untersucht. Dies eröffnet die Möglichkeit, nicht nur die Eigenschaften der Proben näher zu untersuchen, sondern auch die drei Methoden direkt miteinander zu vergleichen, um Vorteile und Schwächen diskutieren zu können.

8.2 Faraday-SNOM

Im Rahmen der im Kap. 8.4 vorgestellten Versuche wurde ein Faraday-SNOM in den Aufbau (Abb. 5.6) integriert. Es arbeitet im Sammelmodus mit einer unbedampften Spitze (s. Kap. 5.4). In den Versuchen wurden einige Artefakte im magnetischen Signal beobachtet, deren Ursachen weiter unten diskutiert werden.

Wieder wird zunächst die Probe in einem Abstand von ca. $10 \mu\text{m}$ mit einer gespaltenen Faser gerastert (vgl. Kap. 7.1). Abb. 8.2(a) zeigt die Aufnahme des YIG-Films Nr. 1. Die zu erwartende Auflösung beträgt etwa $5 \mu\text{m}$. Denn einerseits wird vom gesamten Faserkern (Durchmesser $3,3 \mu\text{m}$) das Signal aufgenommen. Zusätzlich ist zu beachten, daß der Laserstrahl auf die Vorderseite der Probe fokussiert ist. Wegen des Aperturwinkels ist der Strahldurchmesser an der Rückseite des YIG-Films größer. Also wird im Volumen der

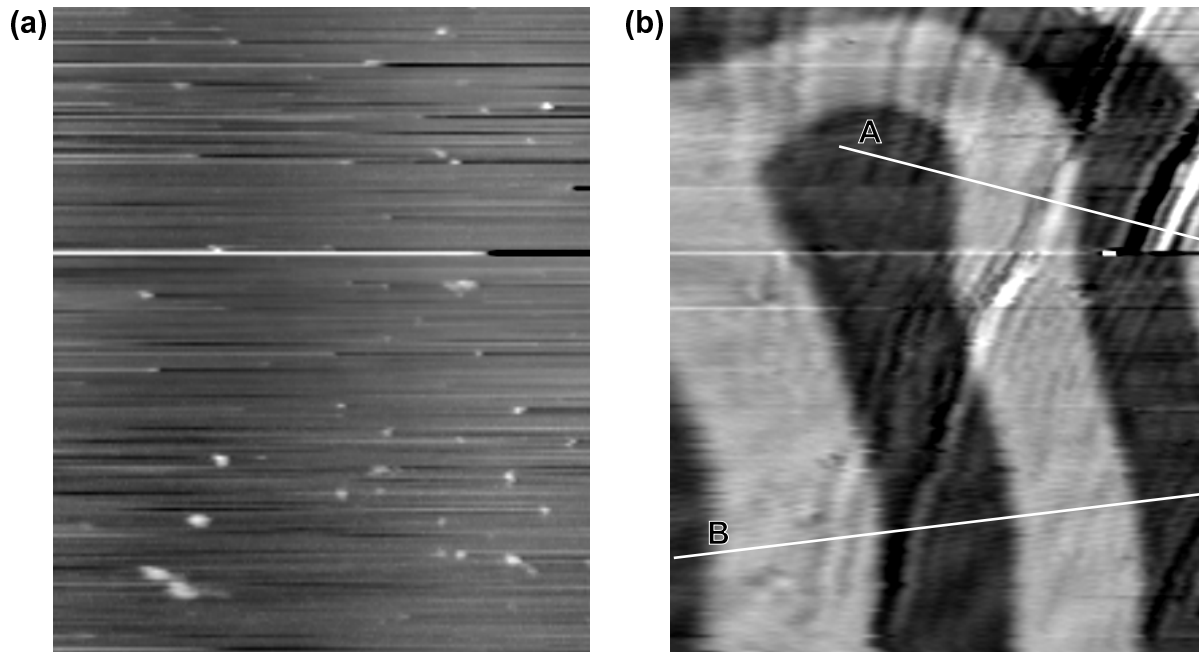


Abbildung 8.3: (a) Topographie ($25 \times 30 \mu\text{m}^2$) und (b) magneto-optische Aufnahme von YIG Nr. 1 im Nahfeld. Der magnetische Kontrast wird stark gestört. Man erkennt Wellenstrukturen, die nicht magnetischen Ursprungs sind, sich aber auch nicht in der Topographie wiederfinden. Die eingezeichneten Konturlinien sind in Abb. 8.4 dargestellt.

Probe der Faraday-Effekt aus einen größeren Bereich gemessen. Bei dem Strahldurchmesser von 2...3 mm des hier verwendeten Lasers und der Brennweite der Linse (10 mm) beträgt diese Verbreiterung ungefähr $1,5 \mu\text{m}$ [Egg 97]. Aus der Konturlinie ist ersichtlich, daß die Domänen gerade noch aufgelöst werden können, d.h. es existiert nur ein kleines Stück mit konstanter Intensität.

Die ersten nahfeldoptischen Aufnahmen mit einer gespitzten Faser und Benutzung der Abstandskontrolle zeigen dagegen einen viel deutlicheren Kontrast und Feinstrukturen, die vorher nicht zu erkennen waren (Abb. 8.3). Die Domänen erscheinen hier deutlich als Gebiete mit konstantem Signal. Die Topographie der Probe ist sehr flach, abgesehen von den offenbar zahlreich auftretenden Schmutzpartikeln. Die magnetische Auflösung des optischen Signals liegt bei etwa $1...1,5 \mu\text{m}$, wie man an der Konturlinie in Abb. 8.4 sehen kann. Damit liegt sie im erwarteten Bereich. Denn auch hier gilt, daß durch den fokussierten Laserstrahl im Volumen der Probe der effektive Faraday-Effekt aus einem breiteren Gebiet von ca. $1,5 \mu\text{m}$ aufgesammelt wird (s.o. und [Egg 97]).

Der anhand des normierten Differenzsignals bestimmbare Faraday-Effekt beträgt nur ca. $0,3^\circ$. Das entspricht einem Viertel der wirklichen Faraday-Drehung. Dies ist eine Folge der starken Depolarisation des detektierten Lichts an der SNOM-Spitze und in der Glasfaser.

Sehr auffällig bei dem Bild sind jedoch die großen Störungen des magnetischen Signals durch andere Polarisierungseffekte. So erkennt man deutlich ein Wellen- bzw. Graben-

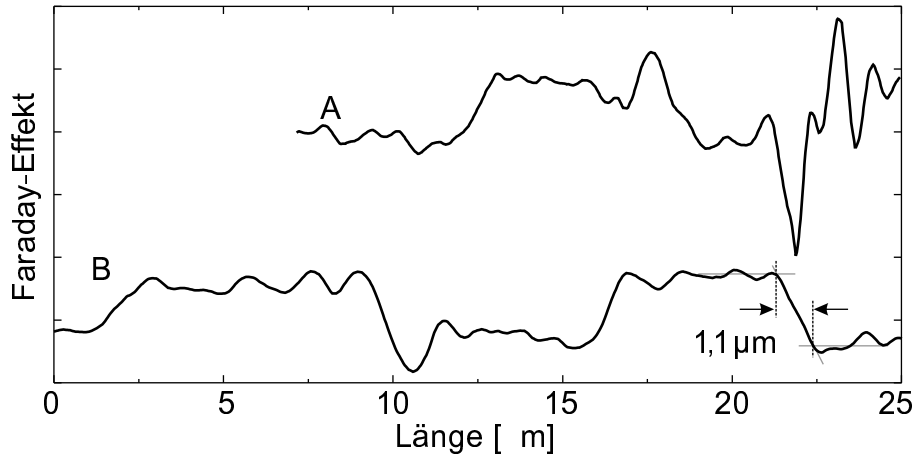


Abbildung 8.4: Konturlinien aus Abb. 8.3(b). Man sieht deutlich die Überlagerung des magnetischen Signals mit einer feineren Wellenstruktur, die eine erhebliche Störung darstellt. Im Beispiel A ist dieses Störsignal sogar doppelt so groß wie der magnetische Kontrast. Die Ermittlung der Auflösung ist exemplarisch anhand des Abfalls rechts in Linie B gezeigt.

muster, das sich quer über die Probe erstreckt. Bei diesem Signal handelt es sich nicht um einen direkt sichtbaren Topographie-Artefakt, denn in Abb. 8.3(a) kann man keine zugehörige Struktur finden. Ein magnetischer Kontrast läßt sich ebenfalls ausschließen, da zum einen solche Strukturen in der magnetischen Domänenstruktur nicht zu erwarten sind. Zum anderen würde sich die starke Änderung der Polarisation im rechten oberen Teil (vgl. Konturlinie A) nicht erklären lassen, die doppelt so groß ist wie der ansonsten beobachtbare magnetische Kontrast. Darüber hinaus konnten die Strukturen nicht an derselben Stelle reproduziert werden.

Dieses Beispiel zeigt, daß man sich bei dieser Detektionsmethode nicht darauf verlassen kann, reinen magnetischen Kontrast zu detektieren. Die Ursache für den Artefakt ist nicht eindeutig, jedoch existieren zwei plausible Erklärungen. Eine Möglichkeit ist die mechanische Doppelbrechung, also Photoelastizität. Dünne Filme wachsen i.a. verspannt auf dem Substrat auf, insbesondere wenn die Gitterkonstanten von Substrat und Adsorbat nicht zueinander passen. Dies kann zu einer linearen Doppelbrechung führen, die proportional zum Spannungsdruck p ist, d.h.

$$\Delta n = n_O - n_E = C_m p,$$

wobei $n_{O,E}$ der Brechungsindex des ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahls ist. C_m ist eine Materialkonstante, typisch für Glas ist ein Wert von $\sim 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$. Das Störsignal ist teilweise von der Größenordnung des Faraday-Effektes von $1,2^\circ$. Mit $\phi_F = \pi d \cdot \Delta n / \lambda$ ist bei der benutzten Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ und der Dicke $d = 5,9 \mu\text{m}$ der bei der Verspannung zu erwartende Brechungsindex-Unterschied in der Größenordnung $\Delta n \sim 10^{-6}$. Daraus folgt eine Verspannung von $p \sim 10^6 \text{ Pa}$. Solche Verspannungen sind bei

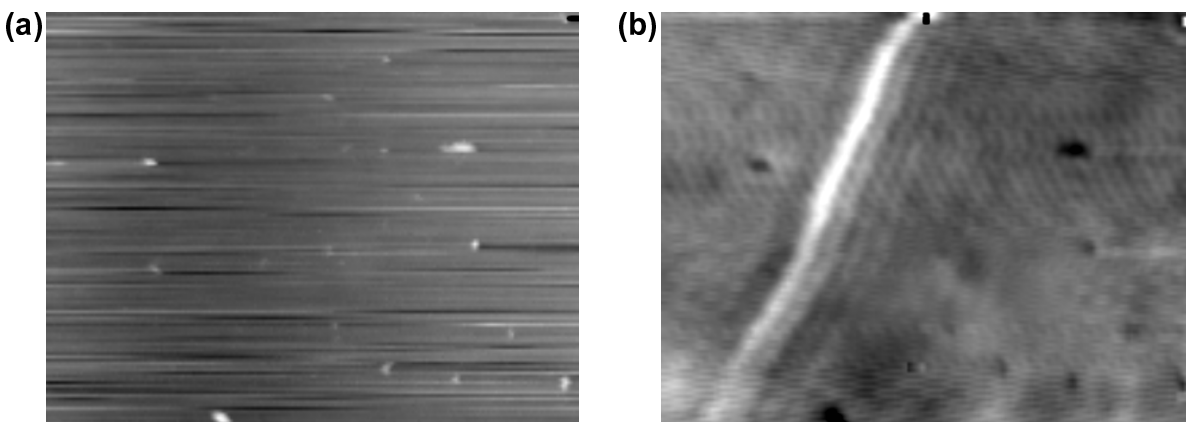


Abbildung 8.5: $25 \times 19 \mu\text{m}^2$ Topographie (a) und Intensität (b) derselben Probenposition wie in Abb. 8.3.

dünnen Filmen üblich, sie können bei sehr dünnen Filmen sogar Werte bis in den Bereich von GPa annehmen.

Eine Unterstützung dieser Annahme findet sich in Abb. 8.3. In einer Zeile etwas oberhalb der Bildmitte ist offenbar die SNOM-Spitze in die Probe gerammt (was man als “Crash” bezeichnet). Das erkennt man daran, daß in der Topographie die Zeile rechts sehr dunkel erscheint. Offenbar ist bei dem Kontakt ein Teil der Spitze abgebrochen. Man beobachtet in den darauffolgenden Zeilen, daß sich in der Nähe des Crashes ein sehr starkes Störsignal gebildet hat (s. Konturlinie A, Abb. 8.4), während links davon die zuvor beobachteten vielen kleineren Wellen fast ganz verschwunden sind. In einer einfachen Deutung kann man sich vorstellen, daß zuerst der Film über dem gesamten Aufnahmebereich in etwa gleichmäßig verspannt war. Der Crash führt nun dazu, daß der epitaktische Film an dieser Stelle “einreißen” kann, sich also die Verspannung konzentriert dort abbaut. Solche Dislokationen können durchaus unter der Oberfläche vergraben sein, so daß man im Topographiebild nichts erkennt.

Eine andere Erklärung der Störungen zieht die Möglichkeit in Betracht, daß Partikel auf der Oberfläche vor der SNOM-Spitze hergeschoben werden. Dies kann erklären, warum bei allen Aufnahmen die Gräben stets von links unten nach rechts oben verlaufen. Denn die Spitze wird in einer Zeile von links nach rechts bewegt, und die Zeilen von unten nach oben aufgenommen. Das von dem Partikel gestreute Licht wird eine geänderte Polarisation haben, was von der SNOM-Spitze bei der Annäherung detektiert wird. Da das Partikel nur lose auf der Oberfläche der Probe aufliegt, wird es jedesmal bei Kontakt mit der SNOM-Spitze ein Stück weiter gerückt, so daß man in der Topographie nichts erkennen kann. Ähnliche Polarisierungseffekte haben Eggers et al. bei Faraday-SNOM auf MnBi-Filmen beobachtet und durch Verschieben von losen Metallpartikeln erklärt [Egg 99]. Auch diese Erklärung kann die starke Störung im rechten oberen Bildteil erklären, wenn man überlegt, daß der abgebrochene Teil der Spitze eine viel stärkere Depolarisation bewirken kann als die Staubkörner.

Ein direkt im Anschluß aufgenommenes Bild der Gesamtintensität (Abb. 8.5(b)) zeigt

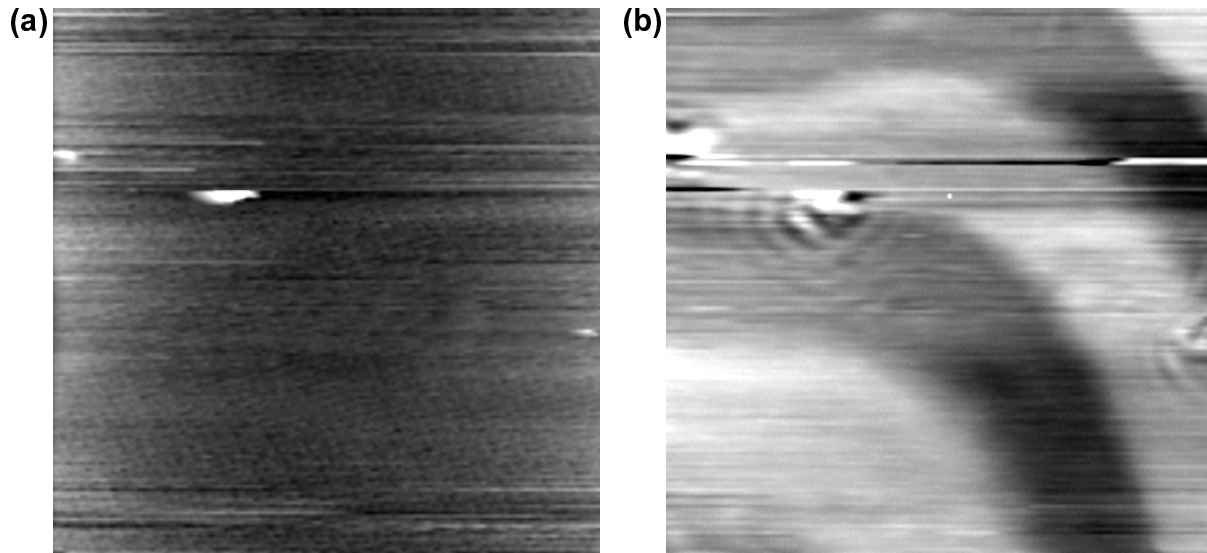


Abbildung 8.6: (a) Topographie und (b) magneto-optische Aufnahme an YIG Nr. 1 ($25 \times 25 \mu\text{m}^2$). Man erkennt deutlich zwei große Partikel auf der Oberfläche, die offensichtlich die Polarisierung des Lichts stark beeinflussen, so daß sich ein Interferenzmuster an der entsprechenden Position in (b) ergibt. Die leichte Aufhellung des optischen Bildes in der Mitte und am oberen Rand ist nicht echt. Sie entsteht bei der Nachbearbeitung, weil der Mittelwert jeder Zeile von den Datenpunkten dieser Zeile abgezogen wird.

deutlich eine Interferenz-Struktur, die wieder von links unten nach rechts oben verläuft. Diese Streuung tritt an einer Stelle auf, an der in der Messung zuvor noch keine Störung zu sehen war. Man kann wohl erwarten, daß eine Dislokation in nachfolgenden Aufnahmen noch am selben Ort vorhanden sein sollte. Da dies aber nicht der Fall ist, ist es wahrscheinlicher anzunehmen, daß diese nicht die Ursache für die beobachteten Störungen sind. Dagegen kann das Verschieben von kleinen Partikeln immer wieder woanders geschehen. Die Interferenz kann durch den Gangunterschied erklärt werden, den das am Partikel gestreute Licht gegenüber dem direkt detektierten Lichtstrahl hat.

Auch bei größeren, festen Störungen der Topographie kann man eine durch Interferenz verursachte Wellenstruktur im polarisationsoptischen Signal beobachten. In Abb. 8.6(a) erkennt man deutlich zwei große Erhöhungen, die vermutlich Verunreinigungen der Oberfläche sind. An den entsprechenden Positionen wird das magneto-optische Signal erheblich durch Interferenzstrukturen gestört. Das längliche Erscheinen der Störung in der oberen Mitte deutet darauf hin, daß die Spitze beim Rastern über die Struktur hinweg diese ein kurzes Stück mitgerissen hat. Anschließend scheint ein Teil der Spitze abgebrochen zu sein. Dies erkennt man daran, daß die Aufnahme schlechter wird. Der Bruch war zu erwarten, weil bei dieser Aufnahme die Rastergeschwindigkeit etwa zehnmal schneller war als sonst (üblich sind Rastergeschwindigkeiten von $0,1 \dots 0,2$ Linien pro Sekunde, hier wurde mit mehr als einer Linie pro Sekunde aufgenommen).

Die Aufnahmen mit dem Faraday-SNOM sind nicht immer durch Artefakte gestört.

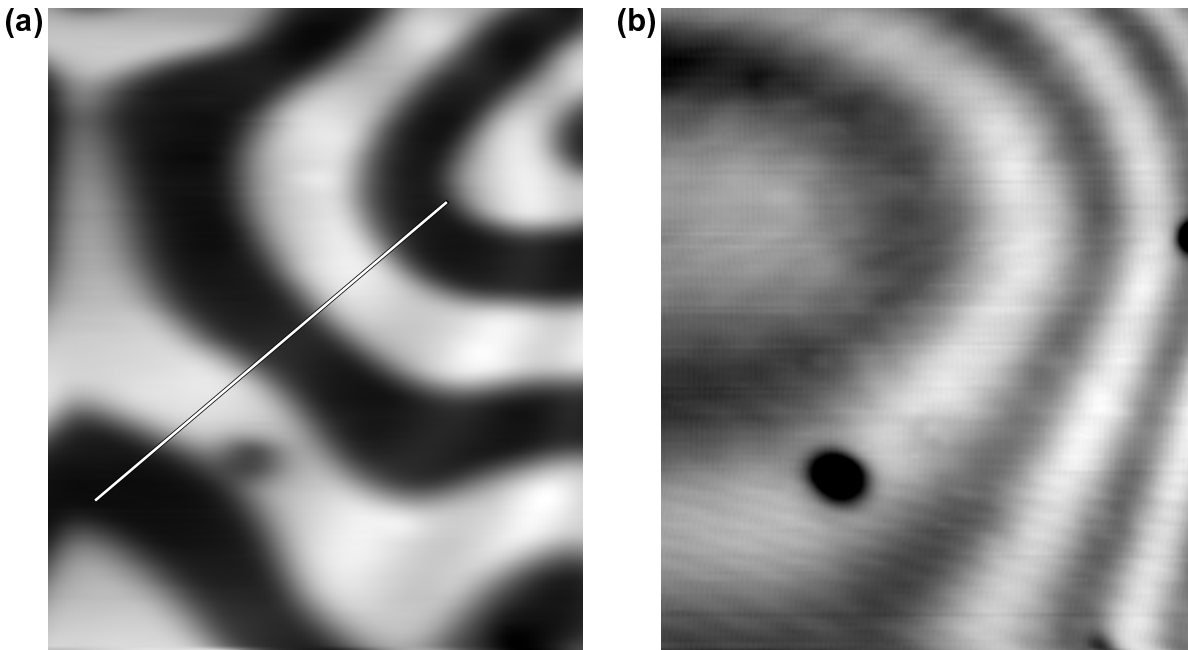


Abbildung 8.7: Erste Aufnahmen mit dem Sagnac-SNOM in Transmission an YIG Nr. 2. (a) Magneto-optische Aufnahme (ca. $45 \times 54 \mu\text{m}^2$) mit gespaltener Faser und ohne Abstandskontrolle. (b) Aufnahme der Gesamtintensität im selben Aufnahmebereich.

Beispiele für relativ störungsfreie Aufnahmen sind ausführlich in Kap. 8.4 vorgestellt (Abb. 8.12(a) und 8.14(a)). Dennoch ist das Fazit der Untersuchungen, daß das Faraday-SNOM in der hier benutzten Konfiguration sehr anfällig für Artefakte im magneto-optischen Signal ist. Man kann sich nicht darauf verlassen, daß alle beobachteten Kontraste magnetischen Ursprungs sind. Um klare Aussagen machen zu können, muß man schon vorab die zu erwartenden magnetischen Strukturen kennen, damit eine einwandfreie Interpretation von Polarisationskontrasten möglich wird. Gerade weil man aber neue, unbekannte Strukturen untersuchen möchte, ist die Artefakt-Empfindlichkeit ein entscheidender Nachteil des Faraday-SNOM. Im besten Falle ist das $S/N = 7$. Bei der Faraday-Drehung von $1,2^\circ$ kann die magneto-optische Empfindlichkeit abgeschätzt werden zu ca. $0,17^\circ$. Ein Vorteil des Faraday-SNOM ist der relativ einfache und schnelle Aufbau, der auch sehr kompakt gestaltet werden kann.

8.3 Sagnac-SNOM

Nachdem in Kap. 7 gezeigt wurde, daß die Verwendung des Sagnac-Interferometers zur Analyse der Kerr-Drehung funktioniert, wurde der Aufbau wie in Kap. 5.3.1 beschrieben modifiziert (s. Abb. 5.4), um Messungen in Transmission vornehmen zu können. So können nun auch mit dem Sagnac-SNOM die (im Roten) durchsichtigen YIG-Proben untersucht werden. Damit wird ein Vergleich mit dem Faraday-SNOM möglich. Bisher wurden

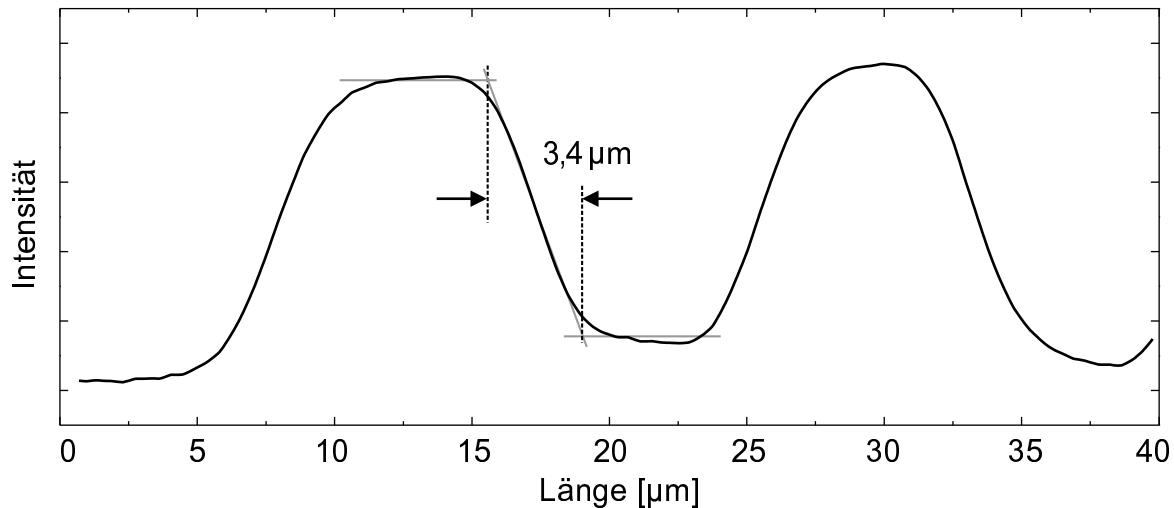


Abbildung 8.8: Konturlinie aus Abb. 8.7. Das Signal ist sehr stabil. Unterschiede der Extrema ergeben sich aus Schwankungen der Gesamtintensität, die bei Normierung des Signals herausgefiltert werden könnten. Die Ermittlung der Auflösung ist exemplarisch an einer Flanke dargestellt.

alle Sagnac-SNOM-Messungen lediglich am YIG-Film Nr. 2 durchgeführt, während mit Faraday-SNOM der YIG-Film Nr. 1 untersucht wurde. Dennoch kann man davon ausgehen, daß die Ergebnisse, insbesondere hinsichtlich von Artefakten in SNOM-Bildern, vergleichbar sind.

Zuvor wird wieder eine erste, grobe Testmessung mit gespaltenem Glasfaserende ohne Abstandskontrolle vorgenommen. Abb. 8.7(a) zeigt das magneto-optische Bild. Auffällig ist das kleine Rauschen des Signals ($S/N \gg 100$), was besonders eindrucksvoll an einer Konturlinie zu erkennen ist (Abb. 8.8). Wie erwartet, ist die Auflösung mit ca. $3,4 \mu\text{m}$ durch den Durchmesser des Faserkerns begrenzt. Auffällig ist, daß die Aufnahme an manchen Stellen systematisch etwas heller erscheint. Bei genauer Betrachtung scheint die Domänenstruktur von einem anderen Muster leicht überlagert zu sein. Eine Aufnahme der gesamten an der Photodiode gemessenen Intensität erklärt diese Beobachtung (Abb. 8.7(b)): Die Intensität ist nicht konstant, sondern ändert sich stark. Das Bild entspricht einem Interferenzmuster. Die Ursache für die Interferenz konnte nicht geklärt werden. Dieser Artefakt im magnetischen Signal kann prinzipiell aus dem Bild entfernt werden, wenn man mit geeigneter Software das Intensitätsbild vom magneto-optischen Bild abzieht. Diese Prozedur erfordert lediglich Erfahrung im Umgang mit Bildbearbeitungsprogrammen. Alternativ könnte man schon während der Messung das magnetische Signal über die Intensität normiert aufnehmen. Im Prinzip ist dies mit den im Versuch benutzten Geräten möglich. Jedoch muß die elektronische Normierung sehr genau kalibriert werden. Diese Bedingung zu erfüllen, ist mit hohem zeitlichen Aufwand verbunden. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit weitgehend auf die elektronische Normierung verzichtet.

Abb. 8.9 zeigt eine erste Aufnahme der Probe im Nahfeld mit einer Faserspitze. Die

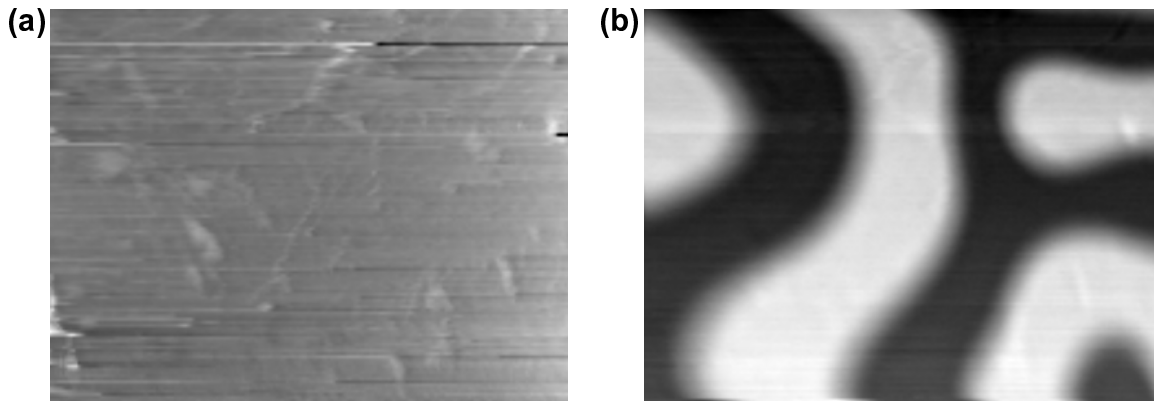


Abbildung 8.9: (a) Topographie und (b) magneto-optische Aufnahme von YIG Nr. 2 im Nahfeld. Der Aufnahmebereich beträgt ca. $45 \times 34 \mu\text{m}^2$.

Topographie ist – wie bei allen YIG-Aufnahmen – relativ eben, sie wird nur ab und zu durch Schmutzpartikel gestört. Anzumerken ist, daß die dargestellten Bilder vollkommen unbearbeitet sind. Das Meßsignal ist also über einen großen Zeitraum sehr stabil und relativ rauscharm. Da der große Aufnahmebereich verzerrt ist, wird nochmals ein kleinerer Ausschnitt gemessen, der in Abb. 8.10 zu sehen ist. Die typische Auflösung beträgt $3,1 \mu\text{m}$. Da der Faraday-Effekt durch den ganzen Film gemessen wird, kann sie bei einem Aperturwinkel von ca. 10° nicht besser als $2,8 \mu\text{m}$ sein [Egg 97]. Vermutlich hat hier die SNOM-Spitze am äußersten Ende einen Durchmesser von etwa 300 nm, was die experimentelle Auflösung erklären kann. Aussagekräftiger für die Qualität des Sagnac-SNOM ist vielmehr, daß $S/N \approx 25$. Die Plateaus in der Konturlinie (die den Domänen entsprechen) sind deutlich als solche erkennbar, die Schwankungen sind relativ gering. Insbesondere findet man in Abb. 8.10 nur Artefakte der Intensitätsschwankungen. Durch einen Vergleich des magneto-optischen Signals mit dem Intensitätssignal kann man dies erkennen. Abb. 8.11 zeigt die Ursache für die Intensitätsänderungen. Schmutzpartikel auf der Oberfläche verändern offenbar die optische Transparenz in ihrer Umgebung. Einige Partikel sind im Topographie-Bild (a) mit Kreisen markiert. Im optischen Bild (b) sind diese Kreise ebenfalls eingezeichnet (an derselben Position). Man sieht, daß systematisch links von den Partikeln die Intensität erhöht erscheint. Links und rechts von der Erhöhung ist die Intensität viel kleiner als sonst. Es sei angemerkt, daß es sich hier nicht um einen Topographie-Artefakt handelt. Denn das topographische und das optische Bild sind zueinander verschoben (s. Kap. 3.5).

Das Fazit der Sagnac-SNOM-Messungen ist also, daß man entsprechend den Erwartungen einen hohen magneto-optischen Signalkontrast hat ($S/N > 25$). Polarisationsartefakte sind entweder nicht oder nur so schwach vorhanden, daß sie den magneto-optischen Kontrast kaum stören. Man kann aber leichte Intensitätsartefakte erkennen. Um nachweisen zu können, daß starke Intensitätsschwankungen die Ursache dafür sind, ist es nötig, ein Bild der Intensität zusätzlich zum topographischen und magneto-optischen Bild aufzunehmen. Für zukünftige Messungen könnte es also nützlich sein, die Meß-Software so zu erweitern,

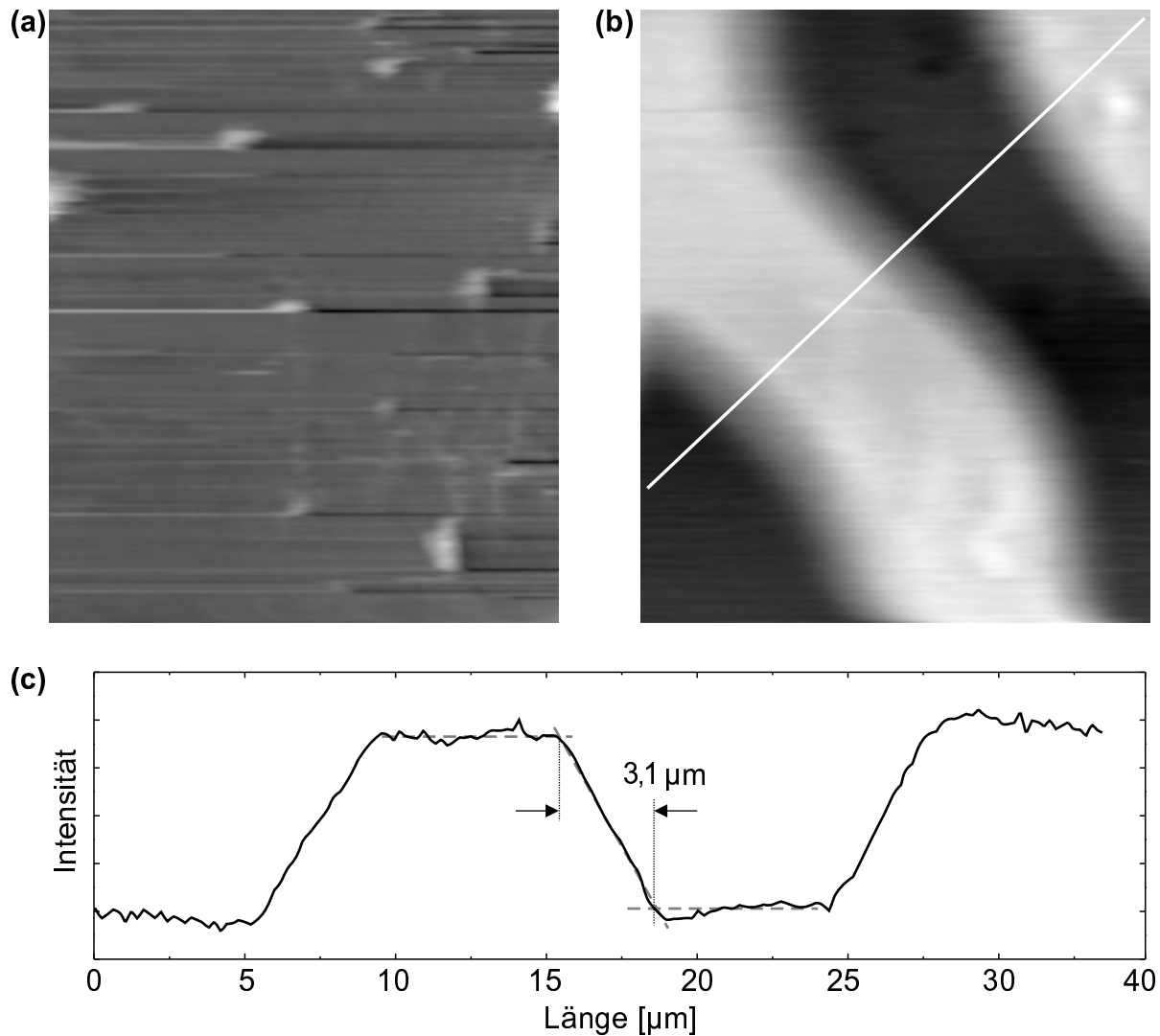


Abbildung 8.10: Aufnahme eines kleineren Ausschnitts ($22,5 \times 27 \mu\text{m}^2$). (a) Topographie; (b) magneto-optisches Bild. Die eingezeichnete Konturlinie ist in (c) gezeigt. Die Auflösung beträgt $3,1 \mu\text{m}$. Sie ist im wesentlichen durch dadurch begrenzt, daß der Faraday-Effekt durch die ganze Dicke des die Films detektiert wird.

daß die Aufnahme eines dritten Kanals möglich wird.

Im Vergleich dazu ist das Faraday-SNOM viel empfindlicher auf eine Reihe von Artefakten, denn die nicht durch den Faraday-Effekt erzeugten Polarisationsänderungen werden in gleichem Maße detektiert, so daß bei kleinen magneto-optischen Effekten der Kontrast des Artefakts überwiegen kann. Die Ursache von auftretenden Kontrasten zu ergründen, ist darüber hinaus beim Sagnac-SNOM einfacher, weil mit der Intensität zusätzlich zum magneto-optischen Signal Informationen über die Probe gewonnen werden können. Die klarere Trennung des magneto-optischen Effekts von Artefakten ist vor allem bei der Untersuchung unbekannter Proben von Vorteil.

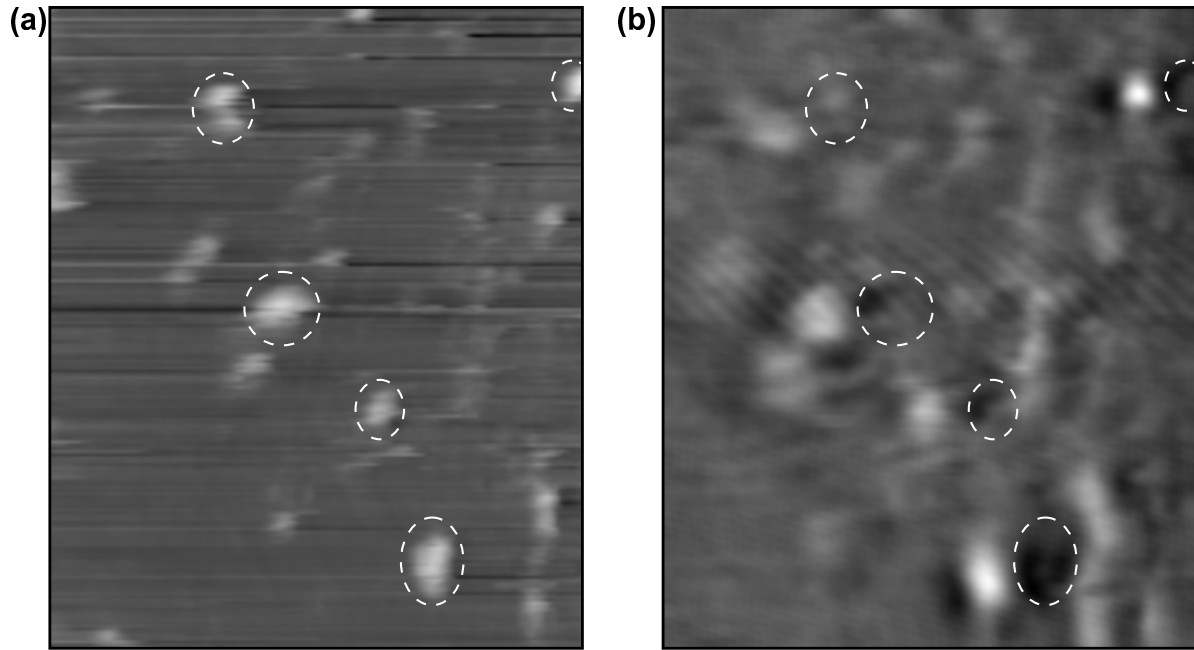


Abbildung 8.11: (a) Aufnahme der Topographie und (b) der Gesamtintensität derselben Probenstelle wie in Abb. 8.10. Die Aufnahme fand sofort nach der magneto-optischen Messung statt. Zur Orientierung sind gleiche Stellen in (a) und (b) durch Kreise markiert.

8.4 MSHG-SNOM

Wie man an den obigen Versuchen gesehen hat, ist die lineare Magneto-Optik – insbesondere in Verbindung mit einem Sagnac-Interferometer – eine sehr empfindliche Methode zur Untersuchung dünner magnetischer Filme. Ein Nachteil ist jedoch, daß diese Sensitivität oft nur für *out-of-plane*-Magnetisierung gegeben ist. Bei einem Film mit uniaxialer Anisotropie können eventuell auftretende leichte Verkippungen von \vec{M} in die Ebene kaum beobachtet werden, weil der polare Kerr-Effekt bzw. der Faraday-Effekt dominiert. Wie bereits in Kap. 2.3 erläutert, macht es MSHG möglich, empfindlich auf *in-plane*-Magnetisierung zu sein und gleichzeitig völlig unempfindlich auf senkrechte Komponenten. Dazu bedarf es eines senkrecht einfallenden (linear polarisierten) Strahls und der Messung der gesamten SHG-Ausbeute. Dies ist im Aufbau (s. Kap. 5.4) realisiert.

In-plane-Komponenten in einem Film mit senkrechter Anisotropie finden sich vor allem in den Domänenwänden, innerhalb derer die Magnetisierung gedreht wird. Deshalb sollte sich MSHG besonders für die Untersuchung der Wände eignen. Allerdings liegen typische Wandbreiten oft unterhalb der Auflösungsgrenze, können daher mit einem konventionellen Mikroskop nicht beobachtet werden. Das SNOM bietet dagegen im Prinzip das benötigte hohe Auflösungsvermögen. Somit kann die Kombination des SNOM mit MSHG eine vielversprechende neue Möglichkeit in der magnetischen Mikroskopie schaffen.

Ein weiterer Vorteil von MSHG-SNOM dürfte zu erwarten sein: Bei zentrosymmetrischen Proben, bei denen kein SHG im Bulk erzeugt wird (s. Kap. 2.3), stammt die

SHG (bzw. MSHG) von der Oberfläche und von anderen Grenzflächen. Das an tiefer liegenden Grenzflächen erzeugte SHG-Licht kann nun aber in der magnetischen Schicht lineare magneto-optische Einflüsse erfahren und somit die Messung der Oberflächen-SHG stören. Da das SNOM vor allem evaneszente Feldkomponenten von der Oberfläche detektiert, könnten die Anteile von tiefer liegenden Grenzflächen unter Umständen unterdrückt werden. Dadurch ergänzen sich beide Methoden zu einer starken, reinen Oberflächenempfindlichkeit.

Bis dato existieren nur wenige Arbeiten, die MSHG zur Abbildung von magnetischen Domänen nutzen [Kir 97, Fie 95, Con 99], und nur eine Untersuchung zeigte erste MSHG-SNOM-Daten [Smo 97]. Jedoch wurden hier die Problematik der Topographieeinflüsse auf das optische Signal (Kap. 3.5) und auch der Zusammenhang zu linearen magneto-optischen Messungen nicht diskutiert. In den folgenden Versuchen sollen sowohl das lineare wie auch das MSHG-Signal zugleich gemessen werden. Damit ist es möglich, Zusammenhänge zwischen der *out-of-plane*- und der *in-plane*-Magnetisierung aufzuzeigen.

Der Aufbau ist in Kap. 5.4 beschrieben. Als Probe dient wieder der (111)-orientierte YIG-Film Nr. 1 mit $5,9 \mu\text{m}$ Dicke (siehe Kap. 8.1). Da das Filmwachstum nicht charakterisiert ist, und obwohl das Granat selbst eine zentrosymmetrische Struktur hat, wurde in einigen Studien gezeigt, daß der Film aufgrund von Gitterfehlpassung verspannt aufwächst [Pis 93, Pet 93]. Somit ist die Zentrosymmetrie gebrochen. Es kann also nicht ausgeschlossen werden, daß SHG im Bulk erzeugt wird. Allerdings stellte sich bei ersten Testmessungen heraus, daß die Probe im Blauen fast undurchsichtig ist. Bei einer Wellenlänge von 400 nm (d.h. die der SHG) wurde eine optische Eindringtiefe von ca. 500 nm ermittelt. Das bedeutet, daß nur das näher zur Oberfläche erzeugte SHG-Licht bis zur SNOM-Spitze gelangen kann. Verglichen zur Filmdicke existiert hier also immer noch eine relative Oberflächenempfindlichkeit.

Wie auch schon bei den vorangegangenen Versuchen zeigte sich, daß die Oberfläche der Probe sehr glatt ist und nur vereinzelt lokal durch Schmutzpartikel gestört wird. Deshalb können Topographie-Artefakte ausgeschlossen werden. In den folgenden Messungen wird entsprechend auf die Abbildung der Topographie verzichtet. Abb. 8.12(a) zeigt ein Bild der linearen Faraday-Drehung (im folgenden als lineares Bild bezeichnet). Die schnelle Rasterrichtung ist von links nach rechts, die langsame von unten nach oben. Leider wurde die Scherkraft-Abstandskontrolle nach der halben vorgesehenen Aufnahmezeit instabil, was in der Aufnahme durch ein Ausfransen der Domänengrenzen zu sehen ist (oberer Bildteil). Deswegen mußte die Aufnahme abgebrochen werden.

Ein Bild der SHG-Ausbeute (im folgenden SHG-Bild genannt), das direkt im Anschluß an das lineare Bild aufgenommen wurde, ist in Abb. 8.12(b) zu sehen. Hier steht die Einfallspolarisation in einem Winkel von 49° relativ zur x -Achse. Der untere Teil zeigt dieselbe Stelle auf der Probe wie in Abb. 8.12(a). Dadurch können die beiden Bilder miteinander verglichen werden.

Auf den ersten Blick scheint die SHG-Domänenstruktur der linearen zu folgen. Die leichte Verschiebung des SHG-Bildes nach rechts kann auf leichte Drift und auf die relativ hohe Lock-in-Zeitkonstante von 300 ms zurückgeführt werden. Letztere führt zu einer verzögerten Detektion von Signaländerungen. Klare Unterschiede treten aber links unten

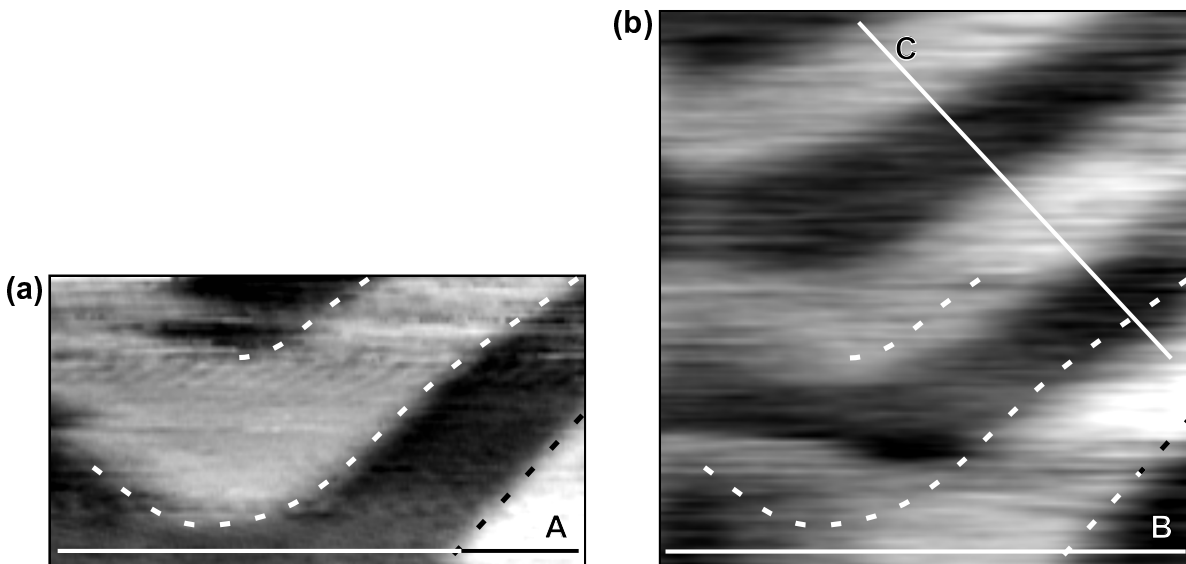


Abbildung 8.12: (a) $25 \times 13,5 \mu\text{m}^2$ lineares magneto-optisches SNOM-Bild; (b) MSHG-SNOM-Aufnahme ($25 \times 30 \mu\text{m}^2$), der untere Teil entspricht derselben Probenstelle wie in (a). Beide Bilder sind leicht in der Vertikalen gemittelt (über 250 nm). In (b) ist von jedem Meßpunkt in einer Zeile der Mittelwert des Signals in dieser Zeile abgezogen, um große Langzeitschwankungen herauszufiltern. Dabei ist eine leichte Verfälschung der Daten möglich. Zur Orientierung sind die linearen Domänenwände gestrichelt eingezeichnet.

in den Bildern zu Tage. Zur Orientierung sind die linearen Domänengrenzen gestrichelt in beiden Bildern eingezeichnet. In Abb. 8.13 sind die beiden am gleichen Ort eingezeichneten Konturlinien des linearen (A) und des SHG-Bildes (B) aufgetragen. Die lineare Zeile zeigt klar zwei Domänen. Die rechte Seite der SHG-Konturlinie folgt dem linearen Verlauf (abgesehen von einer Kontrastumkehr). Jedoch fällt ab der Bildmitte die SHG-Intensität nahezu linear nach links hin ab bis hinunter zum Minimalwert, der für "dunkle" Domänen beobachtet wird, während das lineare Signal konstant bleibt. Dieser Abfall wurde in nachfolgenden Messungen reproduziert.

Ein weiteres Paar von linearem und SHG-Bild ist in Abb. 8.14 gezeigt. Beide Aufnahmen wurden diesmal gleichzeitig gemacht. Das Fundamentallicht ist entlang der x -Achse polarisiert. Das lineare Bild (Abb. 8.14(a)) zeigt ein für den YIG-Film typisches Domänenmuster. Das SHG-Bild (Abb. 8.14(b)) ist nicht so gut aufgelöst wie in der ersten Messung, weil eine kleinere Zeitkonstante für die Lock-in-Verstärkung gewählt wurde, um die Rastergeschwindigkeit erhöhen zu können. Dennoch erkennt man deutlich (mindestens) drei Domänen mit unterschiedlicher SHG-Intensität. Die Position der Domänengrenzen stimmen mit einigen der linearen Domänenwände überein (wieder sind diese in beiden Bildern gestrichelt markiert). Ein Vergleich der eingezeichneten Konturlinien derselben Position zeigt das unterschiedliche Verhalten (Abb. 8.15).

Die detektierten SHG-Intensitäten sind gerade noch meßbar. Die magnetisierungsunabhängige SHG-Intensität entspricht einer Leistung von ca. 2 pW . Der Wert variiert

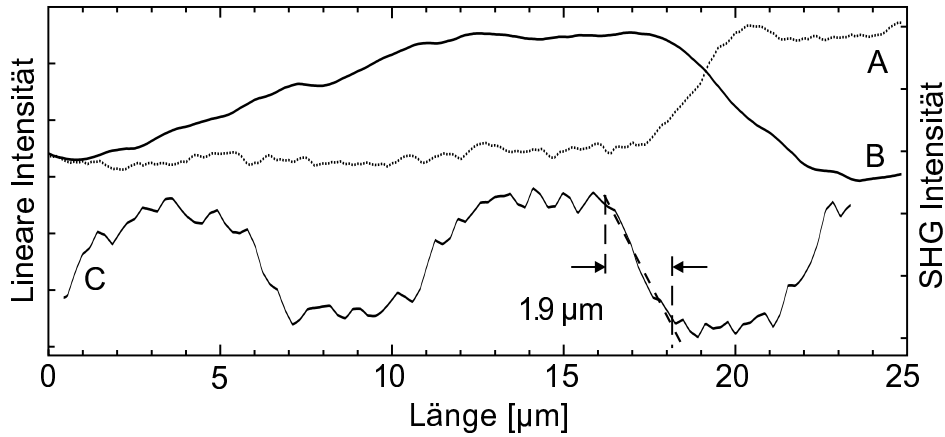


Abbildung 8.13: Konturlinien aus dem linearen (A) und dem SHG-Bild (B und C) von Abb. 8.12. A und B sind von derselben Probenstelle entnommen. B und C sind gegeneinander verschoben worden, um A und B besser vergleichen zu können.

um $\pm 0,1$ pW zwischen dunklen und hellen Domänen, d.h. der MSHG-Effekt beträgt 10%. Dies ist mit einem Photomultiplier und unter Zuhilfenahme eines Lock-in-Verstärkers nachweisbar. Jedoch ist das Rauschen ohne Lock-in-Verstärkung – mindestens – in derselben Größenordnung wie der MSHG-Effekt. Selbst bei Lock-in-Technik mit einer relativ großen Zeitkonstante (100...300 ms) ist es immer noch ein die Auflösung begrenzender Faktor. Hier zeigt sich auch, daß der Versuch, eine metallbedampfte Faserspitze zu benutzen, zum Scheitern verurteilt ist. Denn die um Größenordnungen geringere Transparenz würde das S/N so weit reduzieren, daß eine Messung unmöglich wäre.

Es ist davon auszugehen, daß der Kontrast in den SHG-Bildern durch kleine *in-plane*-Komponenten der Magnetisierung erzeugt wird, d.h. die Momente sind im remanenten Zustand offensichtlich leicht gegen die Oberflächennormale verkippt. Da dies nicht in der Magnetisierungskurve (Abb. 8.1(a)) beobachtet wird – hier spiegelt sich deutlich die senkrechte Anisotropie des Films wider –, muß angenommen werden, daß die Verkipfung sehr klein ist. Wie in Kap. 2.3 erläutert, ändert sich die SHG-Ausbeute sinusförmig mit dem Azimutalwinkel des Magnetisierungsvektors. Da es immer zwei bestimmte Richtungen mit derselben Intensität gibt, ist eine eindeutige Zuordnung der SHG-Ausbeute zu einer Richtung nicht möglich.

Qualitativ kann man aber in jedem Fall den drei verschiedenen SHG-Intensitäten in Abb. 8.14(b) (mindestens) drei Domänen mit jeweils anderer Magnetisierungsrichtung in der Ebene zuordnen. Da die Positionen der Domänengrenzen mit einigen der *out-of-plane*-Domänenwände des linearen Bildes übereinstimmen, werden die Spins innerhalb jeder *out-of-plane*-Domäne grundsätzlich alle in dieselbe Richtung verkippt. Das ist jedoch offensichtlich nicht immer der Fall, z.B. wenn die Domänen eine Biegung machen wie in Abb. 8.12 und die Verkipfung dem Domänenverlauf zu folgen scheint (s.u.). Eine weitere interessante Beobachtung ist, daß sich die *in-plane*-Domänen an einigen Stellen offenbar über Paare von *out-of-plane*-Domänen erstrecken, also die Spins der entgegengesetzten

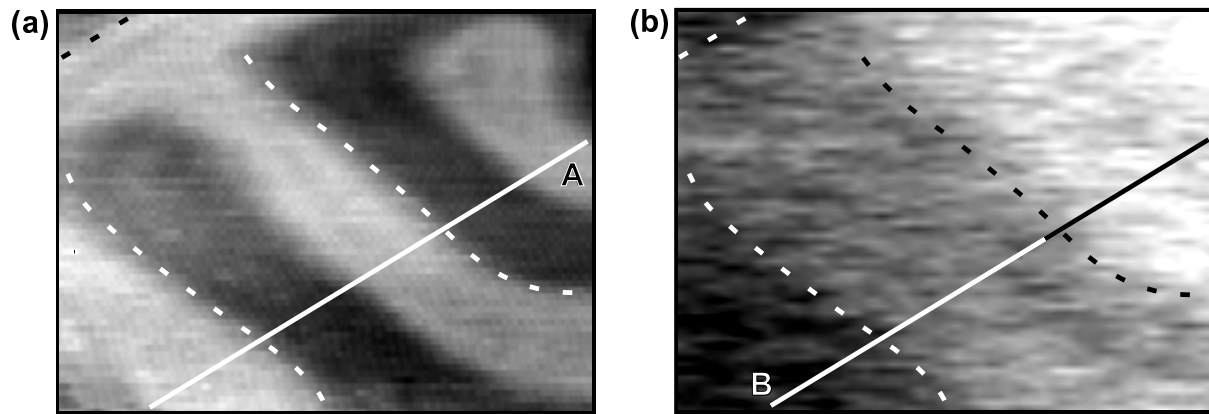


Abbildung 8.14: $25 \times 18,5 \mu\text{m}^2$ lineares (a) und SHG-Bild (b), die gleichzeitig gemessen wurden. Die Lock-in-Zeitkonstante beträgt 100 ms bei einer Rastergeschwindigkeit von 0,2 Linien/s. Das lineare Bild ist ungefiltert, während das SHG-Bild über 250 nm in beiden Richtungen gemittelt ist. Einige der linearen Domänenwände sind in beiden Bildern gestrichelt markiert. Die Konturlinien A und B werden in Abb. 8.15 gezeigt.

senkrechten Orientierung in dieselbe Richtung gekippt sind.

In Abb. 8.12(b) kann man im wesentlichen zwei verschiedene Domänen beobachten, also mindestens zwei verschiedene Richtungen der *in-plane*-Magnetisierung, die allgemein dem linearen Domänenmuster folgen. Der lineare Anstieg des SHG-Signals, den wir in den Konturlinien beobachten konnten (Abb. 8.13), tritt an einer Stelle auf, wo die Domäne eine Biegung macht (s. Abb. 8.12(a)). Dies deutet darauf hin, daß die *in-plane*-Magnetisierung womöglich mehr oder weniger kontinuierlich der Biegung folgt, was entsprechend der oben genannten Richtungsabhängigkeit zum beobachteten Verlauf der SHG-Intensität führen kann.

Die vorgestellten Messungen sind unsere ersten Ergebnisse mit dem MSHG-SNOM. Es sollte erwähnt werden, daß noch nicht genügend Datenmaterial vorhanden ist, um eindeutige Schlußfolgerungen aus den gezeigten MSHG-Bildern ziehen zu können. Die obigen Interpretationen stellen lediglich eine konsistente Beschreibung vor, die in weiterführenden Experimenten noch bestätigt werden muß.

Um die Interpretation zu überprüfen, ob mit MSHG wirklich die *in-plane*-Magnetisierung gemessen wurde, ist eine Reihe von Versuchen unternommen worden mit dem Ziel auszuschließen, daß der gemessene SHG-Kontrast auf lineare Effekte zurückzuführen ist: Weder bei einer Wellenlänge von 800 nm noch bei Beleuchtung mit 400 nm konnte eine durch Magnetisierung induzierte Intensitätsänderung des Fundamentallichts festgestellt werden. Darüber hinaus kann bei einem komplett durchmagnetisierten Film (mit einem Magnetfeld der Stärke $B = 14 \text{ mT}$) kein SHG-Kontrast beobachtet werden. Das zeigt deutlich, daß die Kontraste in Abb. 8.12(b) und 8.14(b) magnetischen Ursprungs sind.

Die erzielte laterale Auflösung der linearen Bilder kann aufgrund der Filmdicke und der benutzten Beleuchtungsapertur nicht besser als $1,5 \mu\text{m}$ sein [Egg 97]. Dagegen sollte die Auflösung der SHG-Bilder deutlich besser sein, weil nur das nahe der Oberfläche er-

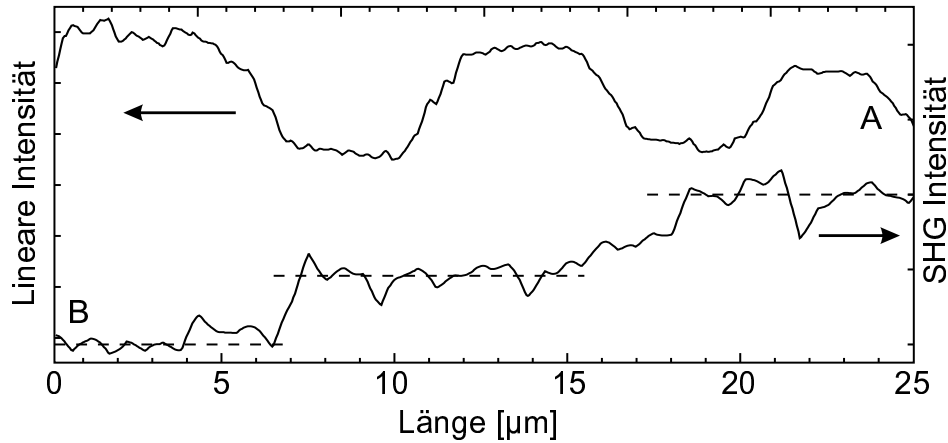


Abbildung 8.15: Lineare (A) und SHG-Konturlinie (B) aus Abb. 8.14.

zeugte SHG-Licht detektiert wird. Wie man an der Konturlinie (C) in Abb. 8.13 sehen kann, beträgt die experimentelle Auflösung aber nur etwa $1,5 \mu\text{m}$. Die Ursache liegt in dem starken Rauschen, das zur Einstellung einer relativ großen Zeitkonstante am Lock-in-Verstärker zwingt. Da andererseits die Rastergeschwindigkeit nicht zu klein sein darf – Langzeitschwankungen und die Gefahr eines vorzeitigen Spitzenbruchs verhindern zu lang dauernde Aufnahmen –, begrenzt die Trägheit der Signaländerung die Auflösung; bei einer Zeitkonstante von 300 ms und einer realistischen Aufnahmegeschwindigkeit von 0,1 Linien pro Sekunde (wie in der Messung von Abb. 8.12(b)) ist die Auflösung z.B. auf maximal $0,8 \mu\text{m}$ begrenzt.

Trotz aller Bemühungen und entgegen den ursprünglichen Erwartungen ist es nicht gelungen, Domänenwandeffekte im MSHG-Signal zu finden. Möglicherweise sind das S/N sowie die laterale Auflösung dafür noch zu schlecht. Desweiteren könnte das relativ deutliche MSHG-Signal von den Domänen selbst mögliche Wandeffekte überschattet haben. Um dies überprüfen zu können, sollte in zukünftigen Messungen eine gut charakterisierte Probe mit einer reinen *out-of-plane*-Magnetisierung ohne Verkippungen verwendet werden.

Während der Messungen zeigte sich, daß die benutzte Scherkraft-Abstandskontrolle beim MSHG-SNOM-Aufbau offensichtlich nicht annähernd so stabil funktioniert wie bei den Messungen mit dem Sagnac-SNOM. Smolyianinov et al. berichten von ähnlichen Problemen an dem von ihnen entwickelten SHG-SNOM [Smo]. Die Instabilität wird aller Wahrscheinlichkeit nach von dem gepulsten Laser hervorgerufen (beim Sagnac-SNOM kommt dagegen nur ein 3 mW-Laser zum Einsatz). Der enorm hohe Strahlungsdruck des Laserpulses könnte die Ursache sein: Die Spitzenleistung eines 30 fs dauernden Pulses bei der mittleren Leistung von 450 mW beträgt etwa $P_{\text{max}} = 200 \text{ kW}$. Der Laserstrahl wird auf einen Fleck mit etwa $r = 5 \mu\text{m}$ Radius auf der Probe fokussiert. Daraus ergibt sich ein enorm großer maximaler Strahlungsdruck von

$$q_{\text{max}} = \frac{P_{\text{max}}}{\pi r^2 c} \sim 10^7 \text{ Pa} \hat{=} 100 \text{ bar.}$$

Wahrscheinlich verdampft dabei die dünne Wasserschicht auf der Probenoberfläche (an Luft

setzt sich auf praktisch allen Oberflächen ein hauchdünner Feuchtigkeitsfilm ab). Zwar ist die physikalische Ursache der Scherkräfte noch immer nicht geklärt, aber es ist anzunehmen, daß dieser Wasserfilm eine wichtige Rolle bei der Dämpfung der Faserschwingung spielt. Fehlt er oder gibt es Fluktuationen, so kann sich die Abstandskontrolle anomal verhalten und sogar für kurze Zeit versagen. Dies ist während der vielen Messungen immer wieder geschehen. Eine unangenehme Folge ist, daß nach nur relativ kurzer Zeit die Faserspitze bricht und unbrauchbar für weitere Messungen wird. Möglich ist darüber hinaus, daß der Strahlungsdruck starke mechanische Störungen auf die SNOM-Spitze selbst ausübt. Außerdem heizt sich im Bereich des Fokus sämtliches Material nicht unerheblich auf. So konnte beobachtet werden, daß sich die Resonanzkurve der Glasfaserspitze um ein Mehrfaches ihrer Güte zu niedrigeren Frequenzen hin verschiebt, wenn der Laserstrahl eingeschaltet wird. Die Resonanz kann sich also während einer Messung mit der Zeit ändern, wodurch eine kontrollierte Abstandsregelung dann unmöglich wird. Folglich kommt es häufig zum Spitzenbruch. Diese Probleme machen eine systematische Meßreihe praktisch unmöglich. Künftige Versuche sollten daher die Nutzung eines anderen Abstandskontrollmechanismus in Erwägung ziehen, der ein auf längere Zeit stabiles Verhalten gewährleistet und aufgrund von kleinerem Rauschen höhere Auflösungen möglich macht.

9 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, daß das Sagnac-SNOM zur Untersuchung magnetischer Domänen stabil funktioniert und daß mit unbedampfter Glasfaserspitze Aufnahmen mit einer lateralen magneto-optischen Auflösung von 300 nm und einer Empfindlichkeit auf Kerr-Drehungen von ca. $0,04^\circ$ (bzw. 0,7 mrad) möglich sind. Diese Empfindlichkeit wurde in Messungen an stark strukturierten magneto-optischen Speichermedien sowie an einem ebenen Co/Pt-Multilagenfilm im Reflexionsmodus (Kerr-Effekt) ermittelt. Die Sensitivität resultiert vor allem aus der geringen Störung des magneto-optischen Signals durch Artefakte. Bei den konventionellen magneto-optischen Nahfeldmikroskopen, wie dem vorgestellten Faraday-SNOM, ist eine vergleichbare Sensitivität auf den Faraday- bzw. Kerr-Effekt mit hohem experimentellen Aufwand verbunden.

Es wurde gezeigt, daß mit dem Sagnac-SNOM durch eine leicht abgewandelte Anordnung auch Messungen in Transmission möglich sind. In diesem Zusammenhang wurde die Apparatur mit dem Faraday-SNOM verglichen. Dazu wurden Messungen an Yttrium-Eisen-Granat-Filmen (YIG) durchgeführt. Hier zeigte sich, daß Aufnahmen mit dem Faraday-SNOM starke Artefakte aufweisen können. Verursacht werden sie durch topographische Strukturen, welche die Polarisation ändern – zum Teil stärker als der Faraday-Effekt selbst. Dadurch wird die magneto-optische Sensitivität reduziert. Im besten Fall konnte sie auf $0,17^\circ$ abgeschätzt werden, etwa viermal schlechter als beim Sagnac-SNOM.

Abschließend ist es gelungen, magnetisierungsinduzierte Frequenzverdopplung (MSHG) an YIG-Filmen mit unserem SNOM zu detektieren. Dabei wurden simultan nichtlineare und lineare magneto-optische Nahfeldmessungen durchgeführt und verglichen. Die Domänenstruktur des linearen Bildes unterschied sich von der in der MSHG-SNOM-Aufnahme. In einer ersten Interpretation wurde erläutert, daß das lineare Signal auf unterschiedliche *out-of-plane*-Magnetisierungen empfindlich ist, während das MSHG-Signal einen Kontrast zwischen unterschiedlichen Richtungen der *in-plane*-Magnetisierung zeigt. Es wurde gezeigt, daß das MSHG-SNOM ein großes Potential für die oberflächenempfindliche und selektive Messung bestimmter Magnetisierungskomponenten besitzt. So können kleine Verkippungen von \vec{M} gegenüber Vorzugsachsen detektiert werden.

Für künftige Messungen mit dem Sagnac-SNOM steckt noch ein großes Potential in der Verbesserung des Aufbaus. Messungen mit bedampften Faserspitzen, die dann eine Nanoapertur besitzen, sollten es erlauben, die laterale optische Auflösung entscheidend zu verbessern bis in den Bereich unterhalb von 100 nm. Darüber hinaus wurde bereits begonnen, das Interferometer mit hochwertigen Komponenten aufzurüsten. Insbesondere von der Verwendung sehr stabiler Fasereinkoppler mit mehr Freiheitsgraden für die Feinjustierung

kann man eine bessere Kopplungseffizienz und Stabilität und damit eine höhere Sensitivität erwarten. Eine höhere Stabilität des SNOM, also eine verbesserte Abstandskontrolle und geringere Anfälligkeit gegenüber externen akustischen Schwingungen, wird ein neuer, kompakterer Aufbau bringen, der bereits getestet wird. Das neue SNOM wird demnächst in eine Ultrahochvakuum- (UHV) Kammer integriert werden. Damit wird es möglich sein, magnetische dünne Filme selbst herzustellen und *in situ* mit einer Vielfalt von Methoden zu untersuchen (u.a. STM, LEED, Auger, MOKE, Kerr-Mikroskopie, SNOM). Das UHV ($p \sim 10^{-11}$ mbar) ist notwendig, weil viele dünne magnetische Filme an Luft sofort korrodieren und ihre magnetischen Eigenschaften ändern würden. Oft bedient man sich – wie bei der MOD – eines Korrosionsschutzfilms, aber auch dieser kann zu veränderten magnetischen Eigenschaften führen.

Großes Interesse besteht in der Untersuchung von Ummagnetisierungsprozessen. Hier ist eine zur Zeit viel diskutierte Frage, wie schnell diese ablaufen können. Die Spindynamik wird i.a. sehr gut durch die Landau-Lifshitz-Gleichung beschrieben (Spinpräzessionen), derzufolge kohärente Ummagnetisierungen von kleinen Domänen auf Nanosekunden-Skala ablaufen. Die kürzlich gemachte und noch nicht vollends verstandene Entdeckung, daß bei Beleuchtung mit Femtosekunden- (fs) Laserpulsen die Magnetisierung lokal innerhalb von fs zusammenbricht, läßt jedoch hoffen, daß magneto-optisches Schreiben in Zukunft auch im Pikosekunden- (ps) und sogar fs-Bereich möglich sein wird [Güd 99].

Mit dem SNOM kann man wohl nicht mit solch hohen Zeitaufösungen messen. Man könnte aber ein Experiment realisieren, bei dem ein Ummagnetisierungsprozeß nur für kurze Zeit möglich ist. Das System wird praktisch nach einer bestimmten Zeit “eingefroren”, anschließend kann man mit dem SNOM messen, was passiert ist. In Kürze soll ein derartiger Versuch – wieder in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. E. Matthias – durchgeführt werden. Dabei ist beabsichtigt, magnetische Domänen thermomagnetisch auf einem polykristallinen Co/Pt-Multilagenfilm zu schreiben. Dies soll in einem schwachen Magnetfeld mit Hilfe eines hochintensiven fs-Laserpulses geschehen. Die anschließende Untersuchung mit dem Sagnac-SNOM kann aufschlußreiche Hinweise zur Ummagnetisierungsdynamik des Co/Pt-Systems auf ps- und sogar fs-Zeitskala liefern.

Künftige Experimente mit dem MSHG-SNOM sollen vor allem die Untersuchung von Domänenwänden ermöglichen. So weiß man, daß in Blochwänden die Existenz von Blochlinien möglich ist. Diese sind vor allem in den Blochwänden der Blasendomänen von YIG-Filmen zu erwarten [Hub 98]. Sie wurden bislang mit abbildenden Verfahren nicht direkt beobachtet, weil die optische Auflösung nicht ausreichte. Wenn es gelingt, magnetische Filme herzustellen, die eine “reine” senkrechte Anisotropie besitzen, dann sollte die Detektion von Blochlinien mittels MSHG-SNOM möglich sein. Darüber hinaus steckt auch bei dieser Methode ein großes Potential in der apparativen Verbesserung. So könnte das Problem der instabilen Abstandskontrolle mit einem modifizierten Detektionsmechanismus behoben werden. Die Entwicklung des kompakteren SNOM-Aufbaus könnte die Stabilität weiter verbessern. Und schließlich deuten erste Untersuchungen darauf hin, daß bei einer modifizierten Geometrie (weg von der senkrechten Inzidenz) auch mit unbedampften Glasfaserspitzen Nahfeldauflösung (besser als 100 nm) möglich ist [Smo 99].

Danksagung

Die Diplomarbeit ist wohl die interessanteste und einflußreichste Phase jedes Physikstudenten. Für mich war es die beste Zeit des Studiums. Endlich konnte man sehen, daß sich die zuvor zu bewältigenden vier Jahre harter Arbeit auszahlen (und daß man das eine oder andere Mal doch etwas besser hätte aufpassen sollen...). An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, ohne deren Unterstützung diese Arbeit sicher nicht möglich gewesen wäre.

An erster Stelle bedanke ich mich bei Prof. Dr. Günter Kaindl für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die stete Förderung des Projekts. Ganz besonderer Dank gilt Dr. Andreas Bauer für seine hervorragende Betreuung und sein gutes Gespür, mich immer wieder zur rechten Zeit zu Neuem herauszufordern. Herzlich möchte ich auch meinen Kollegen – und Betreuern gleichermaßen – Tristan Crecelius und Gereon Meyer für die gute Zusammenarbeit und viel Geduld danken. Sehr wichtig für mich war das stets freundschaftliche Klima im Labor für magnetische Nanoskopie; dafür dem ganzen “Keller” ein Dankeschön. Der ganzen Arbeitsgruppe bin ich für die freundliche Aufnahme als volles Mitglied von Anfang an dankbar.

Ich möchte nicht vergessen, die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Eckart Matthias zu erwähnen, allem voran Dr. Jens Güdde und Dr. Uwe Conrad, die mich in die Welt der nichtlinearen Optik entführt haben. Prof. Matthias danke ich für das Ermöglichen unserer Kooperation und für die kritischen Fragen und Anregungen bezüglich der Untersuchungen mit dem MSHG-SNOM.

Bedanken möchte ich mich auch: bei Georg Eggers für die sachdienlichen Diskussionen zum Faraday-SNOM; bei Adelheid Rez für die Magnetisierungsmessung; bei Wolfgang Becker für die Laue-Aufnahmen; bei Rudolph Stenzel für die REM-Aufnahmen der Faserspitzen; und bei Herrn Küsel und Herrn Grosser aus der Elektronikwerkstatt für die Arbeiten am Verstärker.

Bei Raoul Stöckle bedanke ich mich für Hinweise zum “Tube-Etching”. Igor Smolyaninov bin ich für den Erfahrungsaustausch bezüglich SHG-SNOM verbunden. Ganz herzlich möchte ich mich bei Cathie Petersons für ihre hilfreichen Übersetzerdienste bedanken.

Meinen Eltern bin ich für das Ermöglichen und die Finanzierung des Physikstudiums sehr verbunden, genauso wie für ihr großes Vertrauen. Auch meinen Brüdern sowie Barbara gilt ein großer Dank für ihr reges Interesse an meiner Arbeit, das mir auch den Eindruck vermittelte, nichts falsches zu tun. Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinem Lehrer Wilfried Thalmann bedanken, ohne den ich niemals auf die Idee gekommen wäre, wie faszinierend die Welt der Physik ist.

Literaturverzeichnis

- [AIP 72] American Institute of Physics Handbook, 3. Auflage, McGraw-Hill, New York, 1997.
- [Ade 99] C. Adelman, J. Hetzler, G. Schreiber, T. Schimmel, M. Wegener, H. B. Weber, H. V. Lohneysen, *Experiments on the depolarization near-field scanning optical microscope*, Appl. Phys. Lett. **74**, 179 (1999).
- [Ard 82] H. J. Arditty, H. C. Lefèvre, *Theoretical Basis of Sagnac Effect in Fiber Gyroscopes*, in: [Eke 82].
- [Ati 98] W. A. Atia, S. Pilevear, A. Gungor, C. C. Davis, *On the spatial resolution of uncoated optical-fiber probes in internal reflection near-field scanning optical microscopy*, Ultramicroscopy **71**, 379 (1998).
- [Arg 55] P. N. Argyres, *Theory of the Faraday and Kerr Effects in Ferromagnetics*, Phys. Rev. **97**, 334 (1955).
- [Awa] H. Awano, *Private Mitteilung*, Tsukuba Lab. Hitachi Maxell Ltd., Tsukuba-gun, Ibaraki 300-24, Japan.
- [Bar 96] J. Barenz, O. Hollricher, O. Marti, *An easy-to-use non-optical shear-force distance control for near-field optical microscopes*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 1912 (1996).
- [Bau 99a] A. Bauer, B. L. Petersen, T. Crecelius, G. Meyer, D. Wegner, G. Kaindl, *Magnetic domain imaging with a scanning near-field optical microscope using a modified Sagnac interferometer*, J. Microscopy **194**, 507 (1999).
- [Bau 99b] A. Bauer, *Magneto-optical microscopy in the far- and near-field at ultrathin films*, Habilitationsschrift, Freie Universität Berlin, 1999.
- [Bau 99c] A. Bauer, E. Mentz, G. Kaindl, *Magnetization reversal in out-of-plane magnetized Ni/Cu(110) films*, J. Magn. Magn. Mat. **198-199**, 489 (1999).
- [Bec 99] P. S. Bechthold, *Magneto-optische Effekte: Phänomenologische Beschreibung und Anwendungen*, in: Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.), *Magnetische Schichtsysteme*, Vorlesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses 1999.

- [Bet 92] E. Betzig, J. K. Trautmann, J. S. Weiner, T. D. Harris, R. Wolfe, *Polarization contrast in near-field scanning optical microscopy*, Appl. Optics **31**, 4563 (1992).
- [Blü 99] S. Blügel, *Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion*, in: Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.), *Magnetische Schichtsysteme*, Vorlesungsmanuskript des 30. IFF-Ferienkurses 1999.
- [Bor 75] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, 5. Auflage, Pergamon, Oxford, 1975.
- [Boz 98] S. I. Bozhevolnyi, B. Vohnsen, K. Pedersen, *Near-field optical microscopy of nonlinear susceptibilities*, Opt. Comm. **150**, 49 (1998).
- [Brä 92] H. Brändle, D. Weller, J. C. Scott, S. S. P. Parking, C.-J. Lin, *Optical and magneto-optical characterization of evaporated Co/Pt alloys and multilayers*, IEEE Trans. Magn. **28**, 2967 (1992).
- [Bru 93] P. Bruno, *Physical origins and theoretical models of magnetic anisotropy*, in: Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.), *Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*, Vorlesungsmanuskript des 24. IFF-Ferienkurses 1993.
- [Con 99] U. Conrad, *Statische und dynamische Untersuchungen ultradünner Metallfilme mit optischer Frequenzverdopplung und nichtlineare Mikroskopie*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1999.
- [Cou 94] D. Courjon, C. Bainier, *Near field microscopy and near field optics*, Rep. Prog. Phys. **57**, 989 (1994).
- [Cre 98] T. Crecelius, *Aufbau eines Kerr-SNOM – mechanischer Teil*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1998.
- [Dem 99] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*, 2. Auflage, Springer, Berlin, 1999.
- [Dur 96a] C. Durkan, *Reflection-mode Scanning Near-Field Optical Microscopy (SNOM)*, Dissertation, Trinity College Dublin, 1996.
- [Dur 96b] C. Durkan, I. V. Shvets, *Study of shear force as a distance regulation mechanism for scanning near-field optical microscopy*, J. Appl. Phys. **79**, 1219 (1996).
- [Egg 97] G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held, A. Münnemann, G. Güntherodt, P. Fumagalli, *Scanning near-field magneto-optic microscopy using illuminated fiber tips*, Ultramicroscopy **71**, 249 (1998).
- [Egg 99] G. Eggers, *Aufbau eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops und Tests an transparenten magnetischen Schichten*, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1999.

- [Eke 82] S. Ekeziel, H. J. Arditty, *Fiber-Optic Rotation Sensors*, Springer Series of Optical Sciences Vol. 32, Springer, Berlin, 1982.
- [Fat 62] E. Fatuzzo, Phys. Rev. **127**, 1999 (1962).
- [Fer 84] J. Ferre, G. A. Gehring, *Linear optical birefringence of magnetic crystals*, Rep. Prog. Phys **47**, 513 (1984).
- [Fie 95] M. Fiebig, D. Fröhlich, G. Sluyterman v. L., R. V. Pisarev, *Domain topography of antiferromagnetic Cr_2O_3 by second-harmonic generation*, Appl. Phys. Lett. **66**, 2906 (1995).
- [Fre 98] G. v. Freymann, Th. Schimmel, M. Wegener, B. Hanewinkel, A. Knorr, S. W. Koch, *Computer simulations on near-field scanning optical microscopy: Can subwavelength resolution be obtained using uncoated optical fiber probes?*, Appl. Phys. Lett. **73**, 1170 (1998).
- [Fum 98a] P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Güntherodt, *Quantitative determination of the local Kerr rotation by scanning near-field magneto-optic microscopy*, Appl. Phys. Lett. **22**, 2803 (1998).
- [Fum 98b] P. Fumagalli, *Magnetooptik*, Vorlesungsmanuskript WS 98/99, Freie Universität Berlin, 1998.
- [Ger 95] H. Vogel, *Gerthsen Physik*, 18. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1995.
- [Gre 91] W. Greiner, *Theoretische Physik Band 3: Klassische Elektrodynamik*, 5. Auflage, Harri Deutsch, Frankfurt (Main), 1991.
- [Güd 99] J. Güdde, U. Conrad, V. Jähnke, J. Hohlfeld, E. Matthias, *Magnetization dynamics of Ni and Co films on Cu(001) and of bulk nickel surfaces*, Phys. Rev. B: Rap. Comm. **59**, R6608 (1999).
- [Hec 97] B. Hecht, H. Bielefeldt, Y. Inouye, D. W. Pohl, *Facts and artifacts in near-field optical microscopy*, J. Appl. Phys. **81**, 2492 (1997).
- [Hec 98] E. Hecht, *Optics*, 3. Auflage, Addison-Wesley, Reading (Mass.), 1998.
- [Hai] P. Haibach, *Private Mitteilung*, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz.
- [Hoh 98] J. Hohlfeld, *Ultrafast Electron-, Lattice- and Spin-Dynamics in Metals investigated by Linear and Nonlinear Techniques*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1998.
- [Hub 93] A. Hubert, *Kerroteptische Mikroskopie*, in: Forschungszentrum Jülich GmbH (Hrsg.), *Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen*, Vorlesungsmanuskript des 24. IFF-Ferienkurses 1993.

- [Hub 98] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer Berlin Heidelberg, 1998.
- [Kap 94] A. Kapitulnik, J. S. Dodge, M. M. Fejer, *High-resolution magneto-optic measurements with a Sagnac interferometer (invited)*, J. Appl. Phys. **75**, 6872 (1994).
- [Kir 97] V. Kirilyuk, A. Kirilyuk, Th. Rasing, *A combined nonlinear and linear magneto-optical microscopy*, Appl. Phys. Lett. **70**, 2306 (1997).
- [Kit 96] Ch. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 7. Auflage, Wiley, New York, 1996.
- [Lac 97] Th. Lacoste, *Optische Rasternahfeld-Mikroskopie mit Polarisationskontrast*, Dissertation, Universität Basel, 1997.
- [Lef 80] H. C. Lefèvre, *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*, Electron. Lett. **16**, 778 (1980).
- [Lyu 97] I. L. Lyubchanskii, A. V. Petukhov, and Th. Rasing, *Domain and domain wall contributions to optical second harmonic generation in thin magnetic films*, J. Appl. Phys. **81**, 5668 (1997).
- [Mag 97] A. Magni, *Magnetization dynamics and hysteresis in the framework of the domain theory*, Dissertation, Politecnico di Torino, 1997.
- [Mat 98] F. Matthes, H. Brückl, G. Reiss, *Near-field magneto-optical microscopy in collection and illumination mode*, Ultramicroscopy **71**, 243 (1998).
- [Mey 98] G. Meyer, *Kerr-SNOM zur Untersuchung magnetischer Domänen – Optischer Aufbau*, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1998.
- [Pae 96] M. A. Paesler, P. J. Moyer, *Near Field Optics*, Wiley, New York, 1996.
- [Pan 89] Ru-Pin Pan, H. D. Wei, Y. R. Shen, *Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces*, Phys. Rev. B **39**, 1229 (1989).
- [Pav 97] V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, A. Kirilyuk, Th. Rasing, *Observation of a Nonlinear Magneto-Optical Effect in Thin Magnetic Garnet Films*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2004 (1997).
- [Ped 87] F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (New Jersey), 1987.
- [Pet 93] G. Petrocelli, S. Martellucci, M. Richetta, *Bismuth induced enhancement of the second-harmonic generation efficiency in bismuth-substituted yttrium iron garnet films*, Appl. Phys. Lett. **63**, 3402 (1993).

- [Pet 98] B. L. Petersen, A. Bauer, G. Meyer, T. Crecelius, G. Kaindl, *Kerr-rotation imaging in scanning near-field optical microscopy using a modified Sagnac interferometer*, Appl. Phys. Lett. **73**, 538 (1998).
- [Pis 93] R. V. Pisarev, B. B. Krichevtsov, V. N. Gridnev, V. P. Klin, D. Fröhlich, Ch. Pahlke-Lerch, *Optical second-harmonic generation in magnetic garnet thin films*, J. Phys C **5**, 8621 (1993).
- [Poh 84] D. W. Pohl, W. Denk, M. Lanz, *Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$* , Appl. Phys. Lett. **44**, 651 (1984).
- [Ras 99] Th. Rasing, *Nonlinear magneto-optical probing of magnetic interfaces*, Appl. Phys. B **68**, 477 (1999).
- [San 96] V. Sandoghdar, S. Wegscheider, G. Krausch, J. Mlynek, *Reflection scanning near-field optical microscopy with uncoated fiber tips: How good is the resolution really?*, Appl. Phys. Lett. **69**, 3306 (1996).
- [Sch 91] J. Schoenes, *Magneto-Optical Properties of Metals, Alloys and Compounds*, in: K. H. J. Buschow (Hrsg.), Materials Science and Technology, Vol. 3A, Electronic and Magnetic Properties of Metals and Ceramics Part 1, VCH, Weinheim, 1991.
- [Sil 96] T. J. Silva, S. Schultz, *A scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in reflection*, Rev. Sci. Instrum. **67**, 715 (1996).
- [Sla 92] E. M. Slayter, H. S. Slayter, *Light and electron microscopy*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [Smo] I. I. Smolyaninov, *Private Mitteilung*, Electr. Engin. Dep., University of Maryland, College Park, Maryland 20740, USA.
- [Smo 97] I. I. Smolyaninov, A. V. Zayats, C. C. Davis, *Near-field second-harmonic imaging of ferromagnetic and ferroelectric materials*, Opt. Lett. **22**, 1592 (1997).
- [Smo 99] I. I. Smolyaninov, H. Y. Liang, S. Aggarwal, R. Ramesh, C. H. Lee, C. C. Davis, *Apertureless near-field second harmonic microscopy with bare tapered optical fiber tips*, Phys. Rev. Lett. (Okt. 1999), zur Publikation eingereicht (Preprint-Server: <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/9910134>).
- [Spi 92] S. R. Spielman, *Optical tests for broken time-reversal symmetry in the cuprate superconductors*, Dissertation, Ginzton Report No. 4961, Stanford University, 1992.
- [Stö 99] R. Stöckle, C. Fokas, V. Deckert, R. Zenobi, B. Sick, B. Hecht, U. P. Wild, *High-quality near-field optical probes by tube etching*, Appl. Phys. Lett. **75**, 160 (1999).

Literaturverzeichnis

- [Tep 92] P. Tepper, *Optical second-harmonic generation in reflection from transparent centrosymmetric ionic crystals*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 1992.
- [Tur 84] D. R. Turner, U.S. Patent No. 4.469.554, 1984.
- [Val 96] J. Valentin, Th. Kleinefeld, D. Weller, *Micromagnetic analysis of magnetization reversal in CoPt alloy films*, J. Phys. D: Appl. Phys **29**, 1111 (1996).
- [Weg 99] D. Wegner, U. Conrad, J. Gütde, G. Meyer, T. Crecelius, and A. Bauer, *In-plane magnetization of garnet films imaged by proximal probe nonlinear magneto-optical microscopy*, Appl. Phys. Lett. (Sept. 1999), zur Publikation eingereicht.
- [Zan 88] A. Zangwill, *Physics at surfaces*, Cambridge University Press, Cambridge, 1988.