

3 Magnetooptische Mikroskopie

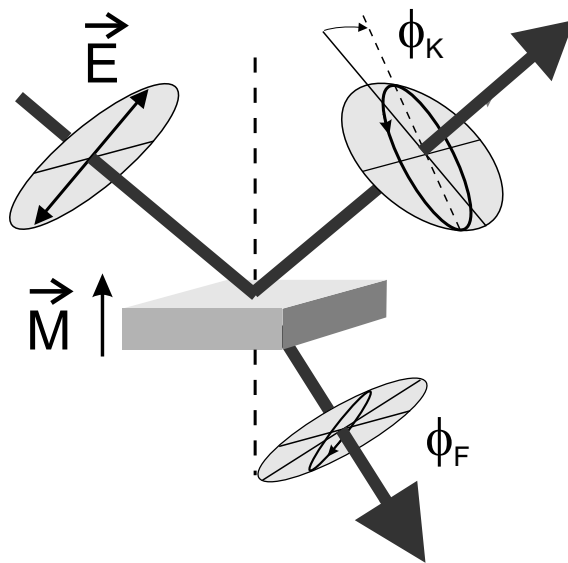
Will man im äußeren Magnetfeld das Wachstum von Streifendomänen ultradünner magnetischer Filme untersuchen, so benötigt man nach den Überlegungen des vorangegangenen Kapitels eine empfindliche magnetische Abbildungsmethode mit hoher Ortsauflösung (typische Streifenbreiten $< 1 \mu\text{m}$). Die magnetischen Mikroskopietechniken konnten in den vergangenen Jahren erheblich verbessert werden, jedoch erlauben bislang nur sehr wenige Methoden direkte Domänenabbildungen in Anwesenheit äußerer Magnetfelder. Die magnetooptische Mikroskopie zählt dazu. Ihr Kontrast stellt ein direktes Maß der Magnetisierung dar und kann auch für dynamische Messungen verwendet werden. Ich führe hier zunächst die Phänomene Kerr- und Faraday-Effekt ein und erläutere die zugrundeliegende Physik. Dann stelle ich einige magnetooptische Messtechniken vor, u.a. ein Sagnac-Interferometer. Besondere Aufmerksamkeit gilt der magnetooptischen Mikroskopie, die im Rahmen dieser Arbeit sowohl im Fernfeld als auch in Nahfeld verwendet wird. Ein eigener Abschnitt widmet sich der Rasternahfeldmikroskopie, denn damit lässt sich in Kombination mit der Magnetooptik eine Abbildungsmethode für magnetische Domänen realisieren, die das Beugungslimit umgeht.

3.1 Kerr- und Faraday-Effekt

Die Wechselwirkung mit magnetisierter Materie prägt dem elektrischen Feldvektor von linear polarisiertem Licht eine Rotation und eine Elliptizität auf. Diese magnetooptischen Effekte [Zve 97] werden bei Transmission Faraday-Effekt ¹ und bei Reflexion Kerr-Effekt ² genannt. Sie werden formal als Real- bzw. Imaginärteile eines komplexen Winkels ϕ_F bzw. ϕ_K beschrieben (Abb. 3.1) und sind in erster Näherung proportional zur Magnetisierung \vec{M} . Ihre Ursache ist ein Unterschied der Absorptionskoeffizienten für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht, der Magnetische Zirkulardichroismus (MCD), denn das elektrische Feld des linear polarisiert einfallenden Lichtes ist eine Superposition zweier zirkularer Polarisationskomponenten entgegengesetzter Händigkeit. Der MCD ist über die Kramers-Kronig-Relationen

¹Das gilt nur dann, wenn der Wellenvektor \vec{k} und \vec{M} in einer Ebene liegen. Bei $\vec{k} \perp \vec{M}$ spricht man vom Voigt-Effekt.

²Man unterscheidet weiter polaren, longitudinalen und transversalen Kerr-Effekt. Beim ersteren steht \vec{M} senkrecht zur Probenoberfläche, bei den beiden anderen liegt es in der Ebene, beim longitudinalen Effekt in der Einfallsebene des Lichts und beim transversalen senkrecht dazu.

**Abbildung 3.1:**

Die magnetooptischen Effekte: Faraday-Effekt (bei Transmission) und Kerr-Effekt (bei Reflexion). Der Realteil des komplexen Rotationswinkels ϕ_F (bzw. ϕ_K) gibt die Drehung des Polarisationsvektors an, der Imaginärteil die Elliptizität.

mit einer Aufspaltung der Dispersionskurve der Brechungsindizes (Zirkulare Doppelbrechung) verknüpft, die einer Phasendifferenz der beiden Komponenten entspricht. Symmetrieargumente machen das Auftreten von Dichroismus und Doppelbrechung plausibel [Bau 00]: Beim Faraday-Effekt sowie beim polaren und longitudinalen Kerr-Effekt wird der Wellenvektor \vec{k} zu einem gewissen Teil auf die Magnetisierungsrichtung \vec{M} projiziert. \vec{M} ist ein axialer Vektor, daher ist die Spiegelsymmetrie der magnetischen Probe gebrochen. Jede Transformation, die die zirkularen Polarisationskomponenten ineinander überführt, ändert auch die Probe. Rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht erfahren daher einen Unterschied der Brechungsindizes. Das zeigt auch eine klassische Betrachtung der Elektronenbewegung [Qiu 00]: Bei der Ausbreitung im Medium zwingt das elektrische Feld von zirkular polarisiertem Licht Elektronen auf eine Kreisbahn. Ein magnetisches Feld parallel zur Ausbreitungsrichtung verursacht dann eine Lorentzkraft in radialer Richtung. Sie führt zu unterschiedlichen Radii für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht, also zu Dichroismus. Die Symmetrieüberlegung zeigt auch, dass die magnetooptischen Effekte nicht reziprok sind [Spi 92]: Lichtwellen, die sich im magnetisierten Medium gegenläufig ausbreiten, werden wegen der unterschiedlichen relativen Orientierung von \vec{k} und \vec{M} verschieden stark gedämpft und relativ zueinander in der Phase verschoben.

Der Kerr-Effekt wird zum Auslesen der Bitinformation aus magnetooptischen Datenspeichermedien (*MO-Disk*, *Minidisc*) verwendet [Man 95]. Technologische Anwendungen des Faraday-Effektes sind magnetooptische Modulatoren und Isolatoren, die in Glasfaser-Datennetzen eingesetzt werden, um die Lichtintensität zu modulieren bzw. um den schädigenden Eintritt von Lichtreflexen in eine Laserquelle zu verhindern. In der Materialforschung stellt die Messung von Magnetisierungskurven (vgl. Abb. 2.11) mittels magnetooptischer Effekte eine Standardmethode

dar, die z.B. die Bestimmung von Anisotropien ermöglicht. Ebenso ist die Kerr-Mikroskopie eine häufig verwendete Methode zur Abbildung magnetischer Domänen [Hub 98]. Darüber hinaus ermöglicht die Magnetooptik zeitaufgelöste Untersuchungen der Magnetisierungsdynamik [Koo 00] und bei der Kombination von Orts- und Zeitauflösung die Beobachtung von Domänenbildungsprozessen, die innerhalb von wenigen hundert Pikosekunden ablaufen [Cho 01].

Magnetooptische Effekte gibt es auch in der nichtlinearen Optik: Bei Einstrahlung von Licht sehr hoher Intensität wird an Grenz- und Oberflächen der Probe aufgrund der Brechung der Inversionssymmetrie frequenzverdoppeltes Licht, *Second Harmonic Generation* (SHG), erzeugt, das im Falle einer magnetisierten Probe einen magnetisierungsabhängigen Anteil hat (MSHG). Die zugehörigen Rotationen des Polarisationsvektors sind größer als bei der linearen Magnetooptik [Pan 89, Hue 89].

Magnetooptische Effekte treten zudem nicht nur bei infrarotem, sichtbarem und ultraviolettem Licht auf, wo sie mikroskopisch mit Unterschieden der klassischen Elektronenbewegung im magnetisierten Medium erklärt werden können, sondern auch bei Verwendung von Röntgenstrahlung (XMCD) [Ers 75]. Damit werden in der Nähe von K-Absorptionskanten große Unterschiede der Spektren für entgegengesetzte Einstellungen der Magnetisierung beobachtet [Sch 87]. Auch in der Photoemission tritt ein magnetischer Dichroismus auf, der auf der Aufspaltung kernnaher Energieniveaus und deren Wechselwirkung mit Valenzelektronen beruht [Sta 00]. All diese Effekte werden auch für magnetische Mikroskopie genutzt.

Makroskopisch werden Kerr- und Faraday-Effekt im Rahmen einer phänomenologischen, dielektrischen Theorie aus der Annahme abgeleitet, dass das Vorliegen einer Magnetisierung antisymmetrische Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors $\underline{\underline{\epsilon}}_M$ hervorruft [Lan 60, Sch 91, Zve 97, Fum 99, Bau 00]. Mikroskopisch werden die magnetooptischen Effekte als Folge von Austauschaufspaltung und Spin-Bahn-Kopplung verstanden [Arg 55, Sch 91, Bru 96]. Die Modelle sind komplexer und werden daher beide im Folgenden kurz erklärt.

3.1.1 Makroskopische Beschreibung

Die Wechselwirkung von Licht mit einem ungeladenen, polarisierbaren, magnetisierbaren und leitfähigen Material wird durch die Maxwellgleichungen beschrieben:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \dot{\vec{D}} + \vec{j} \quad (3.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0. \quad (3.4)$$

Die magnetische Induktion \vec{B} und die dielektrische Verschiebung \vec{D} sind mit dem elektrischen Feld \vec{E} und dem Magnetfeld \vec{H} verknüpft. Sie hängen zudem mit der elektrischen Polarisation \vec{P} und der Magnetisierung \vec{M} zusammen:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.5)$$

$$\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P} \quad (3.6)$$

Im Fall von linearen Effekten, auf die sich diese Arbeit konzentriert, werden die Materialeigenschaften wie folgt durch die Tensoren $\underline{\underline{\chi}}$ (magnetische Suszeptibilität), $\underline{\underline{\alpha}}$ (Polarisierbarkeit) und $\underline{\underline{\sigma}}$ (spezifische Leitfähigkeit) beschrieben:

$$\vec{M} = \underline{\underline{\chi}} \cdot \vec{H}, \quad \vec{P} = \underline{\underline{\alpha}} \cdot \vec{E}, \quad \vec{j} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \vec{E}. \quad (3.7)$$

Mit dem komplexen Dielektrizitätstensor

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}} = 1 + \frac{1}{\epsilon_0}\underline{\underline{\alpha}} - \frac{i}{\omega\epsilon_0}\underline{\underline{\sigma}}. \quad (3.8)$$

vereinfachen sich die Maxwellgleichungen im Fall periodischer Lösungen, (bei den hohen Frequenzen des sichtbaren Lichts) beinahe verschwindender Suszeptibilität $\underline{\underline{\chi}}$ und homogener Medien und man findet folgende Wellengleichungen:

$$\Delta\vec{E} = \frac{1}{c^2}\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\ddot{\vec{E}} \quad (3.9)$$

$$\Delta\vec{H} = \frac{1}{c^2}\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\ddot{\vec{H}}. \quad (3.10)$$

Lösungen der Form

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \quad (3.11)$$

führen mit $\vec{k} = \frac{\omega}{c}\vec{n}$ auf das Eigenwertproblem

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\vec{E} = n^2\vec{E} - \vec{n}(\vec{E} \cdot \vec{n}). \quad (3.12)$$

In isotropen Medien stehen \vec{E} und \vec{n} senkrecht aufeinander und die dielektrische Funktion ist ein Skalar, für den gilt $\tilde{\epsilon} = n^2$. Folglich ist n im allgemeinen eine komplexe Zahl, der komplexe Brechungsindex. In anisotropen Medien ist $\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}$ ein Tensor mit komplexen Elementen ϵ_{ij} , der rein phänomenologisch betrachtet aus Symmetriegründen folgende Form aufweist:

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}} = \begin{pmatrix} \epsilon & \epsilon_{12} & \epsilon_{13} \\ -\epsilon_{12} & \epsilon & \epsilon_{23} \\ -\epsilon_{13} & -\epsilon_{23} & \epsilon \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Der linke Teil der Eigenwertgleichung lautet damit

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\vec{E} = \epsilon\vec{E} + i\epsilon Q\vec{m} \times \vec{E}, \quad \text{wobei} \quad i\epsilon Q\vec{m} = \begin{pmatrix} \epsilon_{23} \\ -\epsilon_{13} \\ -\epsilon_{12} \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

Die Materialkonstante Q (Voigt-Konstante) ist dabei eine zur Magnetisierung der Probe proportionale Größe und \vec{m} der Einheitsvektor in Richtung der Magnetisierung. Der zweite Summand der Gleichung repräsentiert daher die Wirkung einer Lorentzkraft, die in der klassischen Erklärung magnetooptischer Effekte die vom eingestrahlten elektrischen Feld bewegten Elektronen senkrecht zu elektrischem Feld und Magnetisierung beschleunigt und somit eine Drehung der Polarisationsrichtung verursacht.

In polarer Geometrie, der im Rahmen dieser Arbeit relevanten Situation, hat die Magnetisierung \vec{M} nur eine Komponente senkrecht zur Probe (z-Richtung) und das Licht wird senkrecht eingestrahlt, d.h. \vec{k} und \vec{E} sind orthogonal und das Eigenwertproblem reduziert sich auf die Form

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\vec{E} = \epsilon \begin{pmatrix} 1 & iQ & 0 \\ -iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix} = n^2 \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Linear polarisiertes Licht erfüllt diese Forderung nicht, da die Nichtdiagonalelemente des $\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}$ -Tensors eine Kopplung zwischen den x - und y -Komponenten von \vec{E} herstellen. Die Eigenwerte sind die Nullstellen des charakteristischen Polynoms

$$(\epsilon - n^2)^2 + (i\epsilon Q)^2 = 0. \quad (3.16)$$

Man findet hier

$$n_{\pm}^2 = \epsilon(1 \mp Q). \quad (3.17)$$

Die zugehörigen Eigenvektoren sind rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht \vec{E}_+ bzw. \vec{E}_- mit der Form

$$\vec{E}_{\pm} = \vec{E}_0 \vec{e}_{\pm} e^{i\frac{\omega}{c}n_{\pm}z - i\omega t}, \quad \text{wobei} \quad \vec{e}_{\pm} = \sqrt{2}(\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y). \quad (3.18)$$

Linear polarisiertes Licht kann in rechts- und linkszirkular polarisierte Komponenten zerlegt werden, die beim Durchgang durch magnetisiertes Material unterschiedliche Brechungsindizes (n_+ und n_-) vorfinden. Das erzeugt nach einer Strecke d eine Phasendifferenz $\Delta\phi$ zwischen den beiden zirkularen Komponenten und damit die Faraday-Rotation der linearen Polarisation um den Winkel

$$\phi_F = \frac{1}{2}\Delta\phi = \frac{\omega}{2c}(n_- - n_+)d \approx \frac{\omega}{2c}\sqrt{\epsilon}Qd. \quad (3.19)$$

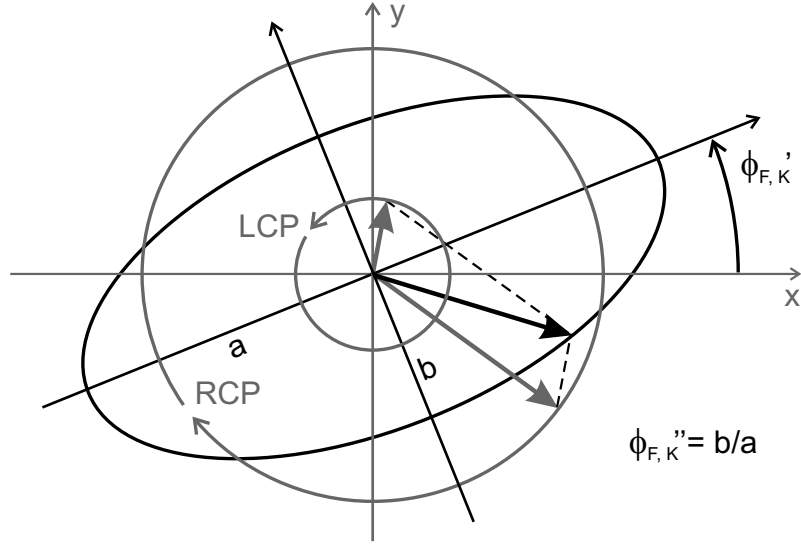


Abbildung 3.2: Faraday- (bzw. Kerr-) Rotationswinkel $\phi'_{F,K}$ und Elliptizität $\phi''_{F,K}$ werden durch Phasendifferenz (Doppelbrechung) bzw. unterschiedliche starke Absorption (Dichroismus) von links und rechts zirkular polarisiertem Licht (*LCP* und *RCP*) hervorgerufen.

Der Realteil von Q beschreibt also die zirkulare Doppelbrechung des Mediums, während der Imaginärteil den zirkularen Dichroismus widerspiegelt. Der Realteil von ϕ_F , ϕ'_F ist die Drehung der Polarisations Ebene und der Imaginärteil ϕ''_F die Elliptizität (vgl. Abb. 3.2).

Im Fall der Reflexion wird der Zusammenhang zwischen Brechungsindex und dem Rotationswinkel der Polarisation (Kerr-Rotation) durch die Fresnel Formeln für die Reflexionskoeffizienten ρ_+ von rechtszirkular polarisiertem Licht und ρ_- von linkszirkular polarisiertem Licht hergestellt. Sie geben das Verhältnis der Amplituden der einfallenden Lichtwelle \vec{E}_i und der reflektierten Lichtwelle \vec{E}_r an. Bei senkrechtem Lichteinfall gilt:

$$\rho_{\pm} = \frac{n_{\pm} - 1}{n_{\pm} + 1}. \quad (3.20)$$

Für linear parallel zur x -Achse polarisiert einfallendes Licht $\vec{E}_i = \vec{E}_{i,+} + \vec{E}_{i,-}$ liegt im reflektierten Licht eine x -Komponente vor:

$$E_{r,x} = \frac{n_+ n_- - 1}{(n_- + 1)(n_+ + 1)} E_{i,x}. \quad (3.21)$$

Zudem tritt eine durch die Magnetisierung hervorgerufene y -Komponente auf:

$$E_{r,y} = i \frac{n_+ - n_-}{(n_- + 1)(n_+ + 1)} E_{i,x}. \quad (3.22)$$

Definiert man den (komplexen) Kerr-Rotationswinkel ϕ_K so, dass $E_{r,x} = \cos \phi_K E_{i,x}$ und $E_{r,y} = \sin \phi_K E_{i,x}$ sind und beschränkt man sich auf kleine Rotationen (d.h. $\tan \phi_K \approx \phi_K$), dann ist

$$\phi_K = i \frac{n_+ - n_-}{n_+ n_- - 1} \approx i \frac{\sqrt{\epsilon} Q}{1 - \epsilon}. \quad (3.23)$$

Hierbei wurden Terme quadratisch in Q vernachlässigt. Das ist gerechtfertigt, da im allgemeinen $|Q| \ll 1$ ist. Bei rein reellem Q tritt (anders als beim Faraday-Effekt) keine Drehung, sondern nur eine Elliptizität der reflektierten Welle auf. Eine Kerr-Drehung setzt also einen imaginären Anteil und damit eine gewisse Absorption voraus. Der nächste Abschnitt wird zeigen, dass die Proportionalität von ϕ_F und ϕ_K zu Q (Gl. 3.19 bzw. Gl. 3.23) letztlich eine Proportionalität zu $|\vec{M}|$ ist.

3.1.2 Mikroskopische Beschreibung

Die Nichtdiagonalelemente des Dielektrizitätstensors geben die Differenz der Brechungsindizes für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht an (Gl. 3.19 bzw. Gl. 3.23). Mikroskopisch liegt dieser Verknüpfung im Ferromagneten ein Ungleichgewicht der Anregungen von Elektronen beider Spinsorten zugrunde, das aus der Kombination von Austauschaufspaltung und Spin-Bahn-Kopplung resultiert [Zve 97]. Die ausschlaggebenden Wechselwirkungsprozesse sind für Interband- bzw. Intra-bandübergänge im Detail unterschiedlich. Im Folgenden stelle ich sie kurz dar und beschreibe, wie sie die Elemente des Leitfähigkeitstensors $\underline{\underline{\sigma}}$ beeinflussen, die den Kerr-Rotationswinkel in polarer Geometrie ϕ_K wie folgt bestimmen:

$$\phi_K = \frac{-\sigma_{xy}}{\sigma_{xx} \sqrt{1 - \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{xx}}}. \quad (3.24)$$

In theoretischen Arbeiten wird häufig diese Darstellung gewählt. Die in Gl. 3.23 angegebene Form für ϕ_K ergibt sich mit der Relation $\sigma_{ij} = (i\omega/4\pi)(\epsilon_{ij} - \delta_{ij})$. Realteil und Imaginärteil der Tensorelemente σ_{ij} sind über die Kramers-Kronig-Relation verknüpft. Der Realteil der Nichtdiagonalelemente beschreibt den dispersiven Anteil des Leitfähigkeitstensors, während der Imaginärteil den absorptiven und damit den magnetischen zirkularen Dichroismus angibt.

Für Interbandübergänge gilt

$$\sigma''_{xy}(\omega) \propto \frac{1}{\omega} \sum_{i,f} f(E_i) (1 - f(E_f)) \left(|\langle i|p_-|f \rangle|^2 - |\langle i|p_+|f \rangle|^2 \right) \delta(\omega_{if} - \omega). \quad (3.25)$$

Dabei sind $f(E)$ die Fermifunktion, $\hbar\omega_{if} = E_f - E_i$ und $\langle i|p_{\pm}|f \rangle$ Dipol-Matrixelemente für rechts- bzw. linkszirkular polarisiertes Licht. Den Interbandübergängen liegen die Auswahlregeln für lichtinduzierte elektronische Übergänge zugrunde: $\Delta l = \pm 1$ und $\Delta m_l = \pm 1$, d.h. bei den Übergangsmetallen sind Übergänge zwischen p - und

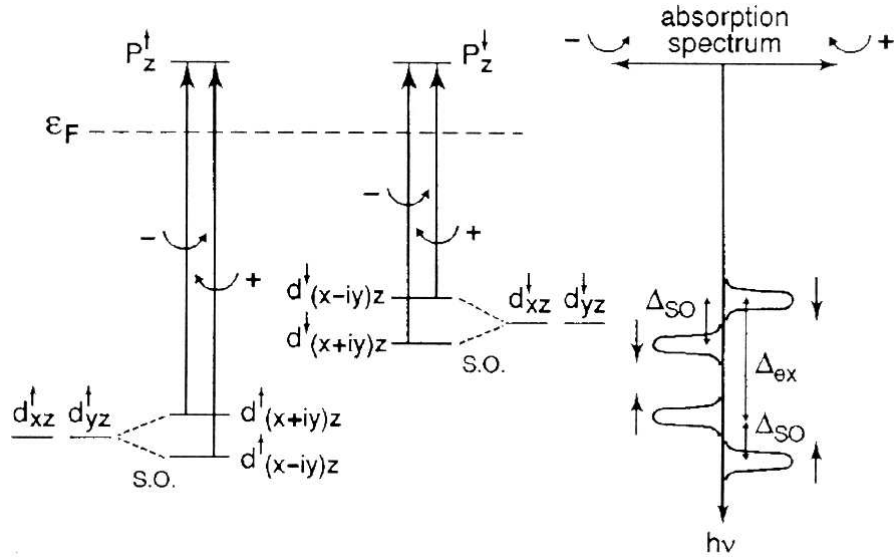


Abbildung 3.3: Elektronische Dipolübergänge für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht im Ferromagneten bei Spin-Bahn-Aufspaltung Δ_{SO} und Austauschaufspaltung Δ_{ex} atomarer d-Niveaus. Das zugehörige Absorptionsspektrum zeigt den zirkularen Dichroismus [Bru 96].

d -Niveaus erlaubt und diese können von rechtszirkular ($\Delta m_l = -1$) bzw. linkszirkular ($\Delta m_l = +1$) polarisierten Photonen angeregt werden. Das Auftreten des magnetischen zirkularen Dichroismus soll hier an einem atomaren Modell demonstriert werden [Bru 96] - an den optischen Übergängen zwischen einem zweifach entarteten $d_{xy,yz}$ -Niveau ($l = 2, m_l = \pm 1$) und einem p_z -Niveau ($l = 1, m_l = 0$): In einem Ferromagneten werden die d -Niveaus für *Spin-Up*- und *Spin-Down*-Elektronen infolge der Austauschwechselwirkung um die Energiedifferenz Δ_{ex} (typ. 1 – 2 eV) gegeneinander verschoben, gleichzeitig wird durch die Spin-Bahn-Kopplung die Entartung der $d_{xy,yz}$ -Niveaus bzgl. des Bahndrehimpulses aufgehoben zu $d_{(x+iy)z}$ mit $m_l = +1$ und $d_{(x-iy)z}$ mit $m_l = -1$, die nun um den Energiebetrag Δ_{SO} gegeneinander verschoben sind (typ. einige 10 meV bei den 3d-Übergangsmetallen). Für *Spin-Up*-Elektronen hat das Niveau mit $m_l = +1$ die höhere Energie, für *Spin-Down*-Elektronen das andere. Aus den Absorptionsspektren für rechts- und linkszirkular polarisiertes Licht ist der Dichroismus klar zu erkennen (Abb. 3.3).

Im Unterschied zu diesem atomaren Modell sind im Festkörper die elektronischen Bänder mehrere eV breit. Der Dichroismus bei Interbandübergängen ist also wesentlich geringer als der suggerierte 100%-Effekt. Im Ferromagneten liegt aber zusätzlich ein Unterschied in der Anzahl n_\uparrow von *Spin-Up*-Elektronen und n_\downarrow von *Spin-Down*-Elektronen vor, so dass der Effekt nicht ganz verschwindet. Er beträgt in den 3d-Übergangsmetallen aber nicht mehr als ein paar Prozent [Vol 99]. Die

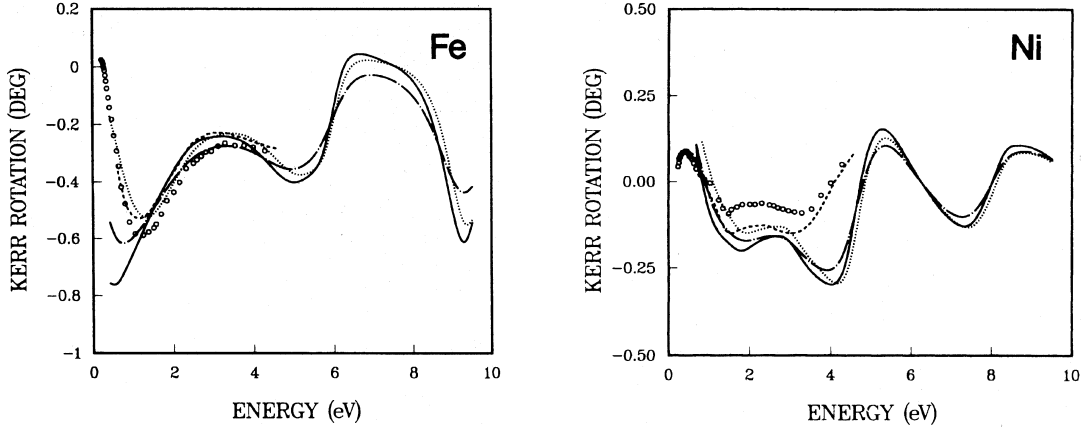


Abbildung 3.4: Vergleich von Experiment und Theorie des Kerr-Effektes bei Fe und Ni nach [Opp 92]. Theoriewerte in den durchgezogenen Kurven, die gepunkteten Kurven berücksichtigen Intrabandübergänge.

Nichtdiagonalelemente des Leitfähigkeitstensors sind proportional zur Spinpolarisation ($n_{\uparrow} - n_{\downarrow}/n_{\uparrow} + n_{\downarrow}$) und damit zur Magnetisierung \vec{M} [Sch 91].

Unter Intrabandübergängen versteht man die Beiträge freier Ladungsträger zur Leitfähigkeit, die bei Energien zwischen Null und wenigen eV eine Rolle spielen. In Analogie zur Betrachtung des Einflusses eines magnetischen Feldes auf die Bahnbewegung von lokalisierten Elektronen mit der klassischen Drude-Lorentz-Theorie wird hier die Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung auf die Bahnbewegung untersucht. Die Spin-Bahn-Kopplung hat auf die durch das eingestrahelte elektromagnetische Feld angeregten Elektronen mit Impuls \vec{p} die Wirkung einer Lorentzkraft proportional zum Spinnmoment \vec{s} , denn mit dem Hamiltonoperator für Spin-Bahn-Kopplung $H_{so} = \lambda \vec{l} \cdot \vec{s}$ (λ ist der Spin-Bahn-Kopplungsparameter) und den Vertauschungsrelationen $[p_i, r_j] = -i\hbar\delta_{ij}$ erhält man

$$\vec{F} = \frac{i}{\hbar} [H_{so}, \vec{p}] = \lambda (\vec{p} \times \vec{s}). \quad (3.26)$$

Die Wirkung der Spin-Bahn-Kopplung kann also als ein effektives Magnetfeld aufgefasst werden:

$$\vec{H}_{SL} = \frac{\lambda}{2\mu_B} \langle \vec{S} \rangle. \quad (3.27)$$

Dabei ist $\langle \vec{S} \rangle$ das mittlere Spinnmoment. In den Übergangsmetallen beträgt $H_{SL} \approx 10^6$ Oe [Zve 97]. Der Leitfähigkeitstensor lässt sich nun analog zum Drudemodell berechnen, wobei man die durch \vec{H}_{SL} bestimmte Frequenz anstelle der Larmorfrequenz einsetzt. Auch die Nichtdiagonalelemente, die die Intrabandübergänge beschreiben, sind proportional zur Spinpolarisation und damit zur Magnetisierung [Sch 91].

Argyres hat erstmalig eine Formulierung der Leitfähigkeitstensoren ferromagnetischer Materialien vorgenommen [Arg 55]. Numerische Berechnungen der resultierenden Kerr-Rotation unter Berücksichtigung von Interband- und Intrabandübergängen zeigen für Fe und Ni eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Daten (Abb. 3.4). Deutlich ist dabei zu erkennen, dass die Kerr-Rotation von Fe drei- bis sechsmal größer ist als die von Ni. Bei Energien unter 1 eV findet man eine Übereinstimmung mit dem Experiment nur bei Berücksichtigung von Intrabandübergängen [Opp 92].

3.2 Messmethoden

Die Messung absoluter Werte des komplexen Kerr- bzw. Faraday-Rotationswinkels ist insbesondere für spektroskopische Untersuchungen von Interesse, die darauf abzielen, $\sigma_{x,y}(\omega)$ (Gl. 3.24) zu bestimmen und die elektronischen Anregungen des Materials im Detail zu verstehen. Dazu müssen sowohl die Rotation des Polarisationsvektors als auch die Elliptizität separat gemessen werden. Nach dem *Prinzip von Senarmont* lässt sich die Messung der Elliptizität durch Verwendung eines Viertelwellenplättchens in eine Winkelmessung verwandeln, so dass nur Rotationen bestimmt werden müssen. Dazu gibt es verschiedene Methoden [Fum 99]: Entweder die direkte Winkelmessung durch Verdrehen eines Analysators³ gegenüber der Polarisation des einfallenden Lichtstrahls. Der Winkel, der nötig ist, um den magnetooptischen Effekt zu kompensieren, ist dann der Rotationswinkel. Die Empfindlichkeit dieser Methode kann durch Modulation der Polarisation (mit einem Faraday-Rotator oder einem photoelastischen Modulator (PEM)) erhöht werden. Die Rotation kann auch aus der Phasenverschiebung zwischen einem mit der Probe wechselwirkenden Strahl und einem Referenzstrahl gemessen werden, oder aus einer Intensitätsmessung zweier orthogonaler Polarisationskomponenten mit einem *Wollaston-Prisma* [Cha 93].

In Rahmen dieser Arbeit werden jedoch nicht die elektronische Struktur, sondern Anisotropien und kritische Phänomene wie der Spinreorientierungsübergang ultradünner magnetischer Filme studiert. Dazu müssen mit hoher Empfindlichkeit Magnetisierungskurven $\vec{M}(\vec{H})$ wie die in Abb. 2.13 gezeigten aufgenommen werden. Wichtig ist dabei, dass das Messsignal proportional zu \vec{M} ist, der absolute Winkel der Rotation (den man z.B. mit einem Wollastonprima bestimmen kann) spielt hingegen eine untergeordnete Rolle. Die spektroskopische Information $\phi_K(\omega)$ (vgl. Abb. 3.4) bestimmt hier die Wahl der (festen) Photonenenergie $\hbar\omega$ mit: Die stärksten Kerr-Rotationen von z.B. Fe dürften in rotem Licht auftreten. Zur Messung von Magnetisierungskurven wurden in dieser Arbeit zwei Methoden verwendet: Die MOKE-Messung mit gekreuzten Polarisatoren und Intensitätsmodulation und ein Sagnac-Interferometer. Beide Methoden liefern in Kombination mit Mikroskopen auch einen Domänenkontrast. Sie werden daher kurz vorgestellt.

³Dabei steht der Analysator i.A. in gekreuzter Stellung zum Polarisator, so dass die detektierte Intensität minimal ist.

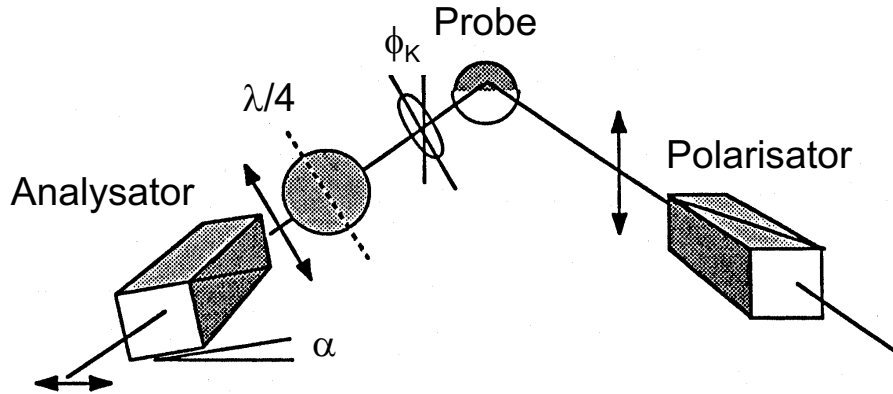


Abbildung 3.5: Experimenteller Aufbau zur Messung des magnetooptischen Kerr-Effekts ϕ_K mit beinahe gekreuzter Stellung von Polarisator und Analysator (der Winkel α gibt die Abweichung an) [Bad 94].

3.2.1 Magnetooptischer Kerr-Effekt (MOKE)

Der in Abb. 3.5 gezeigte MOKE-Aufbau ist zur Aufnahme von Magnetisierungskurven ultradünner Filme besonders gut geeignet, denn er liefert ein Messsignal mit zu \vec{M} proportionaler Intensität und einer hohen Empfindlichkeit. Die Elliptizität wird durch Verwendung eines Viertelwellenplättchens ($\lambda/4$) kompensiert und trägt mit zum Messsignal bei. Eine Trennung von ϕ'_K und ϕ''_K ist hier nicht möglich, aber auch nicht nötig, da beide Komponenten nach Gl. 3.23 proportional zu \vec{M} sind. Der Analysator steht beinahe senkrecht zur Polarisation des eingestrahlt Lichts, denn bei Auslöschung des Signals für eine der beiden entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen ist der größte Kontrast zu erwarten. Die optimale Einstellung findet man ein paar Grad von der gekreuzten Stellung entfernt [Bad 94]: Für eine Kerr-Rotation um den Winkel $\pm\phi_K$ und eine um den Winkel α aus der Auslöschung verdrehte Einstellung des Analysators ist die detektierte Intensität

$$I(\pm M) = I_0 \sin^2(\alpha \pm \phi_K) + I_R. \quad (3.28)$$

Dabei bezeichnet $\pm M$ die beiden entgegengesetzten (Sättigungs-)Magnetisierungen, I_0 ist die von der Probe abgestrahlte Intensität und I_R die Restlichtintensität, die wegen des endlichen Auslöschungsverhältnisses der Polarisatoren und aufgrund von Depolarisationseffekten im Aufbau auch bei völlig gekreuzter Stellung des Analysators zur Lichtpolarisation noch auftritt. Bei kleinen Winkeln α und ϕ_K ist $\sin^2(\alpha \pm \phi_K) \approx (\alpha \pm \phi_K)^2$. Das bei der Aufnahme von Magnetisierungskurven ausgewerte Signal S ist damit

$$S = I(+M) - I(-M) \approx 4I_0\alpha\phi_K. \quad (3.29)$$

Um ein von der Gesamtintensität I_0 unabhängiges Signal zu erhalten, wird bei den in dieser Arbeit gezeigten Magnetisierungskurven eine Normierung auf $I(-M)$

vorgenommen. Wählt man den Analysatorwinkel $\alpha \gg |\phi_K|$ so erhält man ein linear von ϕ_K und damit linear von der Magnetisierung abhängiges Signal. Der damit einhergehende Kontrastverlust hat bei einem idealen Aufbau auf die Qualität des Messsignals keinen Einfluss, denn das Rauschen N ist nur das aus der Quantennatur des Lichtes resultierende *Shot Noise* [Bau 00]

$$N \approx \sqrt{I_0 \sin^2(\alpha)} \approx \sqrt{I_0} \alpha. \quad (3.30)$$

Das Signal-zu-Rausch-Verhältnis ist also

$$\frac{S}{N} = 4\sqrt{I_0} \phi_K. \quad (3.31)$$

Dies ist die sog. *Figure of Merit*. Eine Optimierung wird also durch Intensitätserhöhung, nicht aber durch Kontrasterhöhung erreicht. Durch Verdrehen des Analysatorwinkels aus der Einstellung mit optimalem Kontrast nahe der Auslöschung können sogar bis zu 30% an S/N gewonnen werden [Hub 98]. Um den idealen rauscharmen Aufbau zu realisieren, werden Beiträge von Streulicht durch eine Intensitätsmodulation des Lasers und Messung des Signals mittels Lock-In Technik unterdrückt.

3.2.2 Sagnac-Interferometer

Ein Sagnac-Interferometer [Eze 82] ist ein empfindlicher Rotationssensor, der Phasendifferenzen $\Delta\phi$ misst, die zwischen gegenläufig auf denselben optischen Weg sich ausbreitenden Lichtstrahlen auftreten. Solche nichtreziproken Phasendifferenzen können durch eine mechanische Rotation des Lichtweges hervorgerufen werden⁴, sie können aber auch von magnetooptischen Effekten herrühren, wenn das Licht der gegenläufig wandernden Strahlen in zirkular polarisiertes Licht verwandelt wird [Spi 92].

Abb. 3.6 zeigt das Prinzip eines solchen für magnetooptische Messungen modifizierten Sagnac-Interferometers: Der Strahl eines Lasers wird an einem 50:50-Strahlteiler in zwei Teilstrahlen zerlegt, die im Uhrzeigersinn (CW) oder gegen den Uhrzeigersinn (CCW) durch eine polarisationserhaltende Glasfaserschleife wandern. Nach der Passage der Faserschleife werden die Strahlen am Strahlteiler zur Interferenz gebracht. Die Gesamtintensität der Interferenz wird mit einer Photodiode detektiert. Von Null abweichende Phasenverschiebungen $\Delta\phi$ zwischen den Feldern E_{CW} und E_{CCW} , die sich nach dem Strahlteiler auf reziprochem Wege ausbreiten, machen sich als Veränderung der detektierten Intensität $I(\Delta\phi)$ bemerkbar. Bezeichnet man mit I_0 die eingestrahlte Intensität des kohärent durch das Interferometer wandernden Lichts, so erhält man $E_{CW}^2 = E_{CCW}^2 = 1/2 I_0$. Bei der zweiten Passage

⁴Der ausschlaggebende relativistische Effekt wird bei Gyroskopen in Flugzeugen zur Rotationsbestimmung eingesetzt.

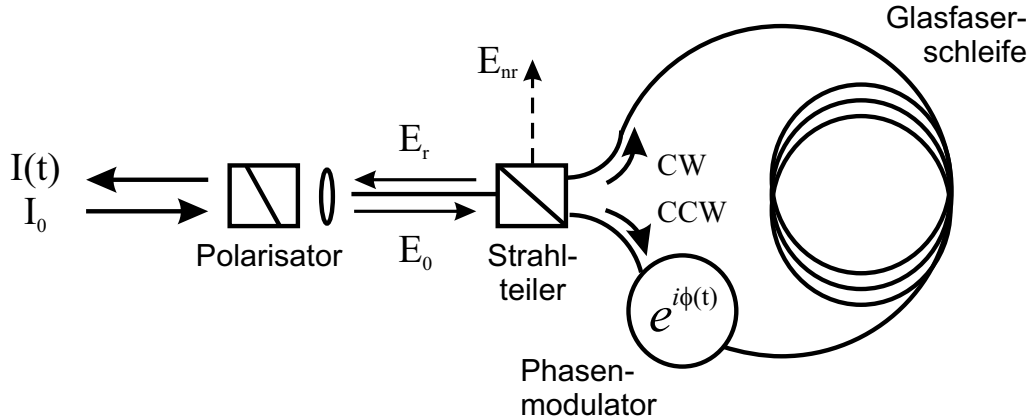


Abbildung 3.6: Prinzip des Sagnac-Interferometers. Es wird die Interferenz $I(t)$ zweier sich auf reziprotem Weg ausbreitender Teilstrahlen gemessen.

des Strahlteilers verlässt die Hälfte von I_0 das Interferometer über den nichtreziproken Ausgang, die andere Hälfte gelangt über den reziproken Ausgang zum Detektor [Spi 92]:

$$I = \frac{1}{2} |E_{CW}e^{i\Delta\phi} + E_{CCW}|^2 = \frac{1}{2}I_0(1 + \cos(\Delta\phi)). \quad (3.32)$$

Die aus dem Kerr-Effekt resultierenden Phasenverschiebungen sind bei dünnen Filmen sehr klein und wären in diesem Signal nicht ohne Weiteres messbar. Für einen magnetischen Domänenkontrast ist zudem die Polarität von $\Delta\phi$ von Interesse. Daher wird ein Phasenmodulator in die Faserschleife eingesetzt, der den Brechungsindex in Form einer Sinusfunktion mit der Frequenz ω variiert und so der Phase die Modulation $\phi(t) = \phi_m \sin(\omega t)$ aufprägt. Optimale Modulation wird dann erreicht, wenn die beiden Teilstrahlen den Modulator mit einer zeitlichen Verzögerung $\tau = \pi/\omega$ passieren. Dann gilt: $\phi(t - \tau) = -\phi(t)$. Dies wird durch die Position des Modulators im Interferometer erreicht: Steht er direkt an einem Ende der Glasfaser-schleife, so wird der eine der beiden Strahlen gegenüber dem anderen um die Laufzeit $\tau = nL/c$ durch die Faserschleife mit der Länge L und dem Brechungsindex n verzögert. Für die detektierte Intensität gilt dann:

$$I = \frac{1}{2} |E_{CW}e^{i\phi(t)+i\Delta\phi} + E_{CCW}e^{i\phi(t-\tau)}|^2 = \frac{1}{2}I_0(1 + \cos(2\phi_m \sin(\omega t) + \Delta\phi)). \quad (3.33)$$

Durch die Modulation oszilliert die Phasenverschiebung $\phi(t)$ also um $\Delta\phi$. Betrachtet man die Modulation um verschiedene $\Delta\phi$, dann erkennt man, dass $I(t)$ bei $\Delta\phi = 0$ mit der Frequenz 2ω variiert und nur bei $\Delta\phi \neq 0$ einen ω -Anteil hat, der proportional zu $\sin \Delta\phi$ ist und deshalb bei Vorzeichenwechsel von $\Delta\phi$ einen Phasensprung um π macht (Abb. 3.7). Das sieht man auch, wenn man die Intensität nach Anwendung der Additionstheoreme in Frequenzkomponenten zerlegt:

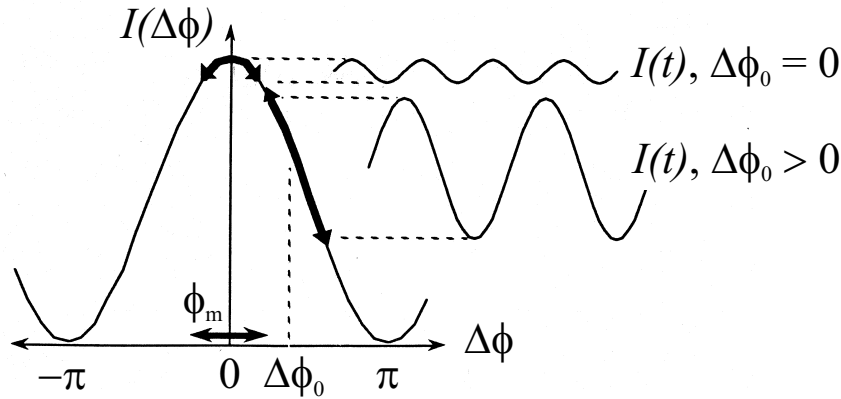


Abbildung 3.7: Sagnac-Interferenzsignal $I(\Delta\phi)$ bei Phasenmodulation mit der Amplitude ϕ_m und der Frequenz ω . Auftreten des ω -Signals zeigt das Vorliegen einer nicht-reziproken Phasenverschiebung $\Delta\phi_0$ an.

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

Die J_n sind Besselfunktionen. Mit einem Lock-In-Verstärker kann man ω - und 2ω -Signal getrennt und phasenempfindlich messen. Das ω -Signal gibt Auskunft über die nicht-reziproke Phasenverschiebung $\Delta\phi$ und ihr Vorzeichen, während das 2ω -Signal proportional zur Intensität I_0 des kohärenten Lichtes ist, das auf dem richtigen Weg durch das Interferometer gewandert ist. Es kann daher zur Justage des Interferometers verwendet werden und liefert beim Rasternahfeldmikroskop zudem eine vorteilhafte Möglichkeit zur Kontrolle des Abstandes von Spitze und Probe.

Zur Messung magnetooptischer Effekte wird das Sagnac-Interferometer so modifiziert, dass die Teilstrahlen in zirkular polarisiertes Licht verwandelt werden. Die Geometrien für die Messung in Transmission (Faraday-Effekt) und Reflexion (Kerr-Effekt) sind in den Abb. 3.8 und 3.9 gezeigt. Der Drehimpulsvektor des einen Strahls steht dann antiparallel zum Magnetisierungsvektor, der des anderen Strahls steht parallel. So ergeben sich für CCW- und CW-Strahl aus der zirkularen Doppelbrechung unterschiedliche Brechungsindizes und es resultiert eine nicht-reziproke Phasenverschiebung $\Delta\phi$, die der doppelten Faraday- bzw. Kerr-Rotation des Mediums entspricht. Entgegengesetzt magnetisierte Domänen unterscheiden sich nur um das Vorzeichen von $\Delta\phi$. In einer phasenempfindlichen Messung des ω -Signals kann dieser Vorzeichenwechsel nachgewiesen werden.

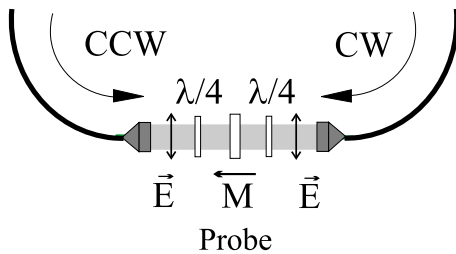


Abbildung 3.8:
Modifikation des Sagnac-Interferometers zur Messung des Faraday-Effektes.

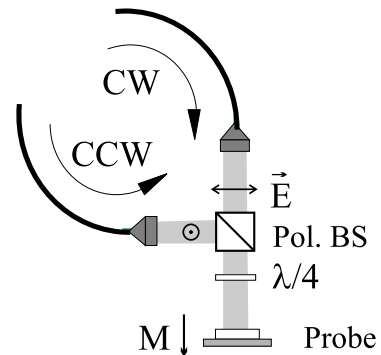


Abbildung 3.9:
Modifikation zur Messung des Kerr-Effektes.

Für die Messung des Faraday-Effektes werden beide Lichtstrahlen nach der Auskopplung aus der Glasfaser mittels eines Viertelwellenplättchens in zirkular polarisiertes Licht gleicher Händigkeit (in Ausbreitungsrichtung) verwandelt, beide Strahlen treten durch die Probe, der eine breitet sich parallel zum Magnetisierungsvektor aus, der andere antiparallel. In dieser nicht-reziproken Situation ergibt sich eine Phasenverschiebung $\Delta\phi$, die den Faraday-Effekt repräsentiert (vgl. Gl. 3.19). Nach der Transmission werden die beiden Teilstrahlen durch die Viertelwellenplättchen wieder in linear polarisiertes Licht verwandelt und setzen ihren Weg dann in der Glasfaserschleife fort. Für Messungen des Kerr-Effektes werden die Polarisationsrichtungen der beiden gegenläufigen Teilstrahlen zunächst senkrecht zueinander eingestellt, dann werden die Strahlen mit einem polarisationsabhängigen Strahlteiler überlagert und mittels eines Viertelwellenplättchens in zirkular polarisiertes Licht verwandelt. Beide Strahlen treffen nun relativ zum Magnetisierungsvektor in gleicher Richtung auf, unterscheiden sich aber in der Händigkeit der zirkularen Polarisation. Dies erzeugt aufgrund des Kerr-Effektes eine nicht-reziproke Phasenverschiebung. Der 90° -Phasensprung, den beide Lichtstrahlen bei der Reflexion zusätzlich erfahren, stellt sicher, dass das reflektierte Licht nach Passieren des Viertelwellenplättchens orthogonal zum einfallenden Licht polarisiert ist und über den polarisationsabhängigen Strahlteiler seinen Weg durch die Glasfaserschleife fortsetzt.

3.3 Kerr-Mikroskopie

Ein Kerr-Mikroskop ist besonders gut zur Abbildung magnetischer Domänen geeignet [Hub 98], weil es mit einem kompakten Aufbau und einer herkömmlichen Lichtquelle einen vergleichsweise großen magnetischen Kontrast liefert, der von äußeren Feldern unbeeinflusst ist. Beim Kerr-Mikroskop (Abb. 3.10) wird ein linear polarisierter Lichtstrahl mit Hilfe einer Linse auf die Probe fokussiert. Der beleuchtete Bereich wird mit einem Mikroskop abgebildet, vor dessen Objektiv ein Analysator

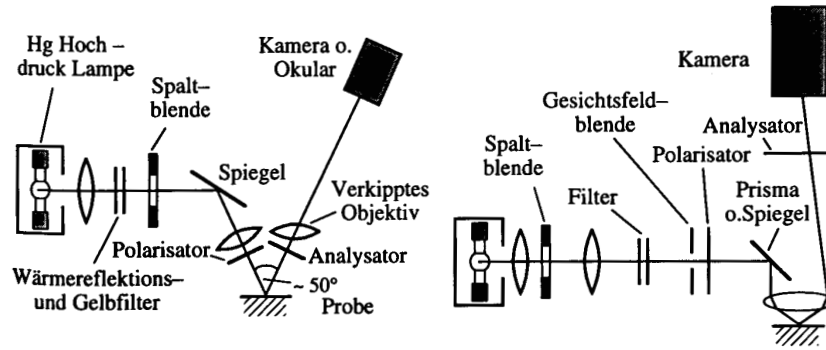


Abbildung 3.10: Kerr-Mikroskop. Der linke Aufbau liefert kontrastreichere Aufnahmen mit geringerer Auflösung, der rechte hat eine höhere Auflösung und liefert dafür weniger guten Kontrast [Hub 93].

installiert ist. Zur Vermeidung von Beugungs- und Interferenzeffekten verwendet man eine inkohärente Lichtquelle, meist eine Quecksilber-Dampflampe. Die hohe Intensität einer solchen Lampe wird benötigt, weil ein Kerr-Mikroskop mit beinahe gekreuzter Stellung von Polarisator und Analysator betrieben wird, was mit einem Verlust an Gesamtintensität einhergeht. Die Probe wird mit einem konvergenten Strahlenbündel beleuchtet, bei dem Strahlen am Rand einen größeren Einfallswinkel haben als in der Mitte und damit einen verringerten polaren Kerr-Effekt erfahren. Zur Kontrasterhöhung wird daher eine Spaltblende eingesetzt.

Das Auflösungsvermögen eines Kerr-Mikroskops für Domänenmuster wird von zwei Parametern bestimmt, von der magnetooptischen Empfindlichkeit und von der lateralen Auflösung. Die magnetooptische Empfindlichkeit wird dabei (anders als bei MOKE) nicht vom Signal-zu-Rausch-Verhältnis (Gl. 3.31), sondern vom Kontrast C begrenzt, denn lokale Variationen der Reflektivität überlagern das Messsignal. Seien $I(+M)$ und $I(-M)$ wieder die mit einem um den Winkel α aus der Auslöschung verdrehten Analysator gemessenen Intensitäten entgegengesetzt magnetisierter Domänen mit der Kerr-Rotation $\pm\phi_K$, dann ist mit Gl. 3.28

$$C = \frac{I(+M) - I(-M)}{I(+M)} = \frac{I_0(\sin^2(\alpha + \phi_K) - \sin^2(\alpha - \phi_K))}{I_0 \sin^2(\alpha + \phi_K) + I_R}. \quad (3.34)$$

I_R bezeichnet wieder die Restlichtintensität, die aus dem endlichen Auslöschungsverhältnis $\epsilon = I_R/I_0$ der Polarisatoren resultiert. Mit kleinen Winkeln α und ϕ_K und $\alpha \gg \phi_K$ erhält man

$$C \approx \frac{4\alpha\phi_K}{\alpha^2 + \epsilon}. \quad (3.35)$$

Nur für einen idealen Analysator ($\epsilon = 0$) findet man $C \approx \phi_K/\alpha$ und damit den maximalen Kontrast genau in der gekreuzten Stellung ($\alpha = 0$). Sonst liegt das Optimum bei endlichem α . Zudem limitieren Rauschquellen α [Bau 00].

Die Ortsauflösung eines (im Fernfeld betriebenen) Kerr-Mikroskops ist durch das Rayleigh Kriterium gegeben [Bor 59]: Mit Licht der Wellenlänge λ müssen zwei Punkte einen Mindestabstand d besitzen, um mit einer Linse der numerischen Apertur $n \sin(\theta)$ noch getrennt voneinander wahrgenommen werden zu können:

$$d = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin(\theta)}. \quad (3.36)$$

Laterale Auflösung und magnetooptischer Kontrast stehen beim Kerr-Mikroskop zueinander in Konkurrenz: Zur Erhöhung der Ortsauflösung muß die numerische Apertur vergrößert werden, damit tragen aber Strahlen zum Signal bei, die unter einem zunehmend von der Senkrechten abweichenden Winkel auftreffen. Der polare Kerr-Effekt nimmt dabei ab. Dies erklärt, wieso bei Proben mit geringem magnetooptischen Kontrast die Ortsauflösung das Beugungslimit nicht erreichen kann. Je nachdem, ob der Kontrast oder die laterale Auflösung optimiert werden sollen, wird man zwei unterschiedliche Aufbauten realisieren (vgl. [Hub 98]): Der erste (Abb. 3.10(a)) zeichnet sich durch hohen Domänenkontrast aus - wenn der longitudinale Kerr-Effekt gemessen wird, sogar für in der Ebene magnetisierte Domänen [McC 95]) - da zwischen Polarisator und Analysator nur die Probe steht. Die Ortsauflösung ist aber durch Linsenfehler und die eingeschränkte numerische Apertur auf $2 \mu\text{m}$ beschränkt. Höhere laterale Auflösung lässt sich mit dem zweiten Konzept (Abb. 3.10(b)) erreichen, da die Objektivlinse viel näher an der Probe steht und so eine höhere numerische Apertur erreicht werden kann. Dafür tritt die erwähnte Kontrastreduktion auf.

Eine Alternative ist ein *Raster-Kerr-Mikroskop*. Dabei wird die Probe mit einem fokussierten Laserstrahl abgetastet und an jedem Punkt wird der magnetooptische Kerr-Effekt gemessen. Der Laserstrahl wird in einem konfokalen Aufbau mit demselben Objektiv eingestrahlt wie aufgesammelt. So lässt sich die Ortsauflösung im Prinzip um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber einem Mikroskop mit paralleler Beleuchtung erhöhen [Hub 98]. Auch ein Kontrast von Domänen, deren Magnetisierungsrichtungen in der Ebene liegen, ist damit möglich [Arg 87]. Spektakulärste Anwendung des Raster-Kerr-Mikroskops dürfte die zeitaufgelöste Abbildung ultraschneller Magnetisierungsprozesse sein, wobei an jedem Rasterpunkt ein *Pump-Probe-Experiment* mit fester Zeitverzögerung gemacht wird. Die Entwicklung der Prozesse in der Zeit wird durch Erhöhung der Zeitverzögerung von Bild zu Bild sichtbar gemacht [Cho 01].

3.4 Magnetooptische Rasternahfeldmikroskopie

Feinstrukturierte magnetische Domänenmuster wie die weniger als ein μm breiten Streifendomänen ultradünner ferromagnetischer Filme können mit einem Kerr-

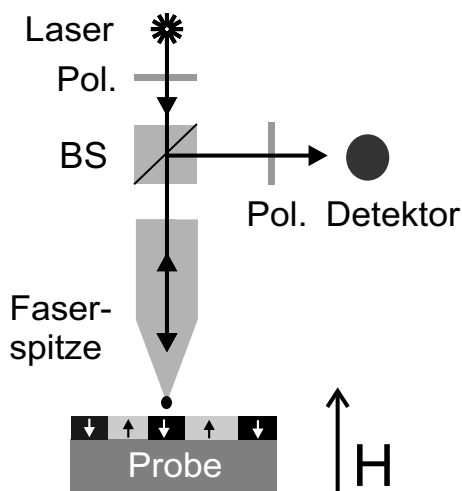


Abbildung 3.11:

Prinzip eines magnetooptischen SNOM im *Shared Aperture* Modus (BS: Strahlteiler, H: äußeres Magnetfeld, Pol.: Polarisator).

Mikroskop kaum abgebildet werden, weil die Ortsauflösung durch das Rayleigh-Kriterium begrenzt ist. Insbesondere bei einem für *in situ* Messungen am Fenster einer UHV-Kammer betriebenen Gerät ist die numerische Apertur $n \sin(\theta)$ in Gl. 3.36 wegen des großen Arbeitsabstandes zu klein. Die Potentiale der Magnetooptik (hohe magnetische Empfindlichkeit, Proportionalität des Signals zu \vec{M} , Unempfindlichkeit des Kontrastes gegenüber \vec{H} , hohe Zeitauflösung) sind aber gerade für die Untersuchung von Ummagnetisierungsprozessen solcher Filme von Vorteil. In einem optischen Rasternahfeldmikroskop⁵, das die magnetooptischen Effekte misst, können diese Möglichkeiten auch mit Ortsauflösungen unterhalb des Beugungslimits ausgeschöpft werden. Das SNOM zählt wie das Rastertunnelmikroskop (STM) und das Rasterkraftmikroskop (AFM) zu den Rastersondenmethoden [Poh 92, Bet 91, Pae 96]. Es misst jedoch nicht die lokale Variation von Tunnelströmen oder Kräften, sondern die Details des elektromagnetischen Feldes nahe der Probenoberfläche (Nahfeld). Eine detaillierte Beschreibung wird im folgenden Abschnitt gegeben. Abb. 3.11 zeigt hier zunächst einen vereinfachten Aufbau zur magnetooptischen Mikroskopie mit SNOM: Eine Sonde mit einer Licht emittierenden (und/oder Licht aufsammelnden) Öffnung von sehr kleinem Durchmesser (typischerweise 100 nm) wird in sehr nahem Abstand $\ll \lambda$ über die Probenoberfläche geführt. Diese Sonde ist meist die bis auf ein winziges Loch metallbedampfte Spitze einer Glasfaser. Beleuchtet man die Öffnung von hinten durch die Glasfaser, so tritt das elektromagnetische Nahfeld mit der Probe in Wechselwirkung, und zwar in einem Bereich, der durch den Durchmesser der Öffnung begrenzt ist. An einem Rasterpunkt gemessenes Licht stammt dann nur aus diesem begrenzten Bereich der Nahfeldanregung. Wird nun (wie bei MOKE) mit beinahe gekreuzten Polarisatoren an jedem Rasterpunkt der Kerr-Effekt gemessen, so kann man aus den Messdaten ein hochaufgelöstes Domänenbild zusammensetzen. Die z -Auslenkung⁶ der Spitze fährt

⁵Scanning Near-Field Optical Microscope (SNOM).

⁶Hier ist z die Koordinate senkrecht zur Oberfläche.

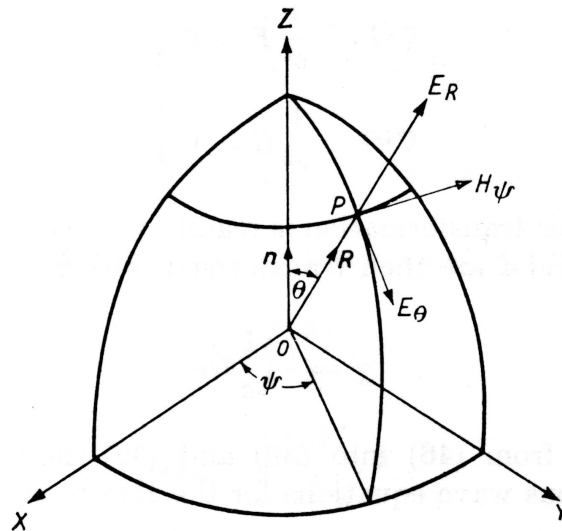


Abbildung 3.12: Hertzscher Dipol.

beim Rastern die Kontur der Oberfläche nach, damit der Abstand von Spitze und Probe konstant bleibt. Die an jedem Punkt registrierten z -Auslenkungen (hier: z -Spannungen des Rasterpiezos) werden simultan zu einem Abbild der Proben topographie zusammengesetzt. Nur durch den Vergleich mit diesem Topographiebild kann man das optische Bild richtig interpretieren und echte Domänenkontraste von einem Übersprechen der Topographie auf den optischen Kanal unterscheiden, welches bei SNOM ein typisches Artefakt darstellt [San 97, Ros 01].

Die Theorie des Nahfeldes, das Prinzip seiner Detektion und die Methode der Abstandskontrolle werden im Folgenden genauer dargestellt. Dann werden die bislang aufgebauten magnetooptischen SNOM vorgestellt und es wird ein Abriss theoretischer Behandlungen von Magnetooptik im Nahfeld gegeben.

3.4.1 Optische Rasternahfeldmikroskopie

Das elektromagnetische Feld eines strahlenden Objekts weist sowohl propagierende (Fernfeld-) Anteile als auch an der Oberfläche lokalisierte sog. evaneszente Anteile auf, die als Nahfeld bezeichnet werden. Die strukturellen Unterschiede lassen sich am Beispiel eines einzelnen Hertzschens Dipols studieren [Bor 59]: Ein Dipol, dessen Zeitabhängigkeit mit $p(t)$ beschrieben wird, oszilliere in z -Richtung (Abb. 3.12). Dann ist das Dipolfeld an einem Punkt (θ, ψ, R) eine Lösung der Maxwellgleichungen mit der Form

$$E_R = 2 \left(\frac{p(t)}{R^3} + \frac{\dot{p}(t)}{cR^2} \right) \cos \theta, \quad (3.37)$$

$$E_\theta = \left(\frac{p(t)}{R^3} + \frac{\dot{p}(t)}{cR^2} + \frac{\ddot{p}(t)}{c^2R} \right) \sin \theta, \quad (3.38)$$

$$H_\psi = \left(\frac{\dot{p}(t)}{cR^2} + \frac{\ddot{p}(t)}{c^2R} \right) \sin \theta. \quad (3.39)$$

Hier beschreibt die Funktion $p(t) = p_0 \cos \omega(t - R/c)$ die verzögerte Oszillation im Abstand R [Bor 59].

In der Fernfeldnäherung $R \gg \lambda/2\pi$ können die Terme mit R^{-2} und R^{-3} vernachlässigt werden und das Fernfeld ist das bekannte Dipolfeld, das mit $1/R$ schwächer wird und Energie abstrahlt. In der Nahfeldnäherung $R \ll \lambda/2\pi$ hingegen überwiegen die Terme mit R^{-2} und R^{-3} . Das Nahfeld fällt also viel stärker ab und strahlt keine Energie ab. Ein weiterer struktureller Unterschied zum Fernfeld ist das Auftreten einer Feldkomponente in Dipolrichtung (z -Richtung).

Die Abstrahlung eines Objekts, das mit kohärentem Licht beleuchtet wird, erfolgt nun durch eine große Zahl von kohärent oszillierenden Dipolen. Betrachtet man die Verteilung des Strahlungsfeldes U hinter einem in der x, y -Ebene liegenden Objekt mit Hilfe der Fourieroptik, so wird deutlich, dass Informationen über Strukturen von U , die kleiner als die Lichtwellenlänge sind, nicht ins Fernfeld gelangen können: Dazu wird das Strahlungsfeld $U(x, y, z = 0)$ in der Gegenstandsebene in seine Fourierkomponenten $A(k_x, k_y)$ zerlegt, die die Verteilung der räumlichen Frequenzen k_x und k_y angeben. Im Abstand z findet man unter Berücksichtigung der Beugungsbedingung und der Wellengleichung [Goo 68, Bau 00]:

$$U(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \int A(k_x, k_y) e^{i\vec{k}\vec{r}} dk_x dk_y \quad (3.40)$$

mit $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z := \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2})$ und $k := |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$. Für große Abstände z ist die Strahlungsverteilung das Beugungsbild. Es entspricht der Fouriertransformierten von $U(x, y, z = 0)$:

$$U(x, y, z \rightarrow \infty) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} A(k \frac{x}{z}, k \frac{y}{z}). \quad (3.41)$$

Zu diesem Beugungsmuster tragen jedoch die räumlichen Frequenzanteile k_x, k_y nur dann bei, wenn $\sqrt{k_x^2 + k_y^2} < k$ ist, denn für Beiträge höherer Frequenzen ist k_z imaginär, die Beiträge können also gar nicht ins Fernfeld gelangen und gehen bei der optischen Abbildung verloren (Rayleigh-Kriterium). Bringt man jedoch eine Sonde ins Nahfeld der Probe, so können auch die feiner strukturierten Anteile des Strahlungsfeldes, das sogenannte evaneszente Feld, abgebildet werden.

Der Prozess der Nahfeld-Detektion ist in Abb. 3.13 skizziert. Er verläuft in zwei Schritten. Zunächst werden durch Beleuchtung der Probe die Dipole an der Oberfläche zu Oszillationen angeregt. Dann wird sehr nahe an die Oberfläche die Sonde, ein Nano-Kollektor, herangeführt. Das ist ein Streuzentrum von wenigen Nanometern Durchmesser, das im evaneszenten Feld angeregt wird und dann selbst evaneszente und propagierende Felder erzeugt. Rastert man den Kollektor relativ zum

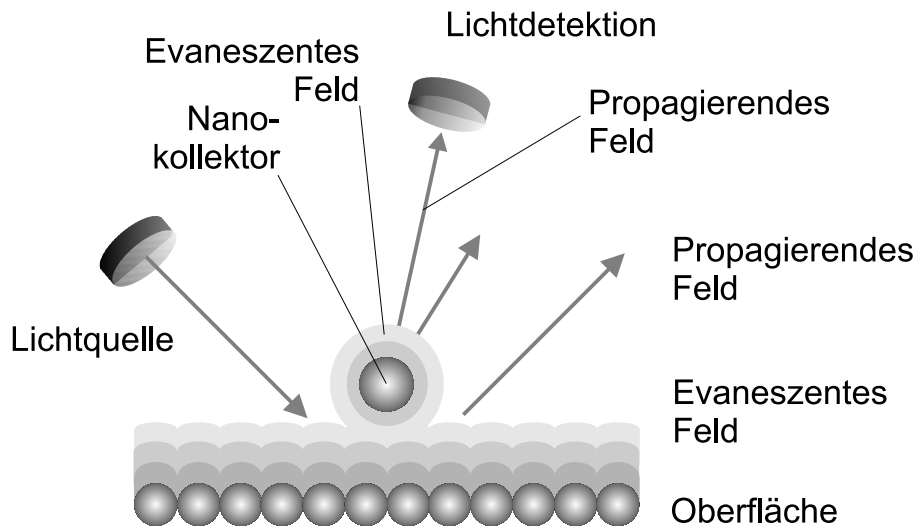


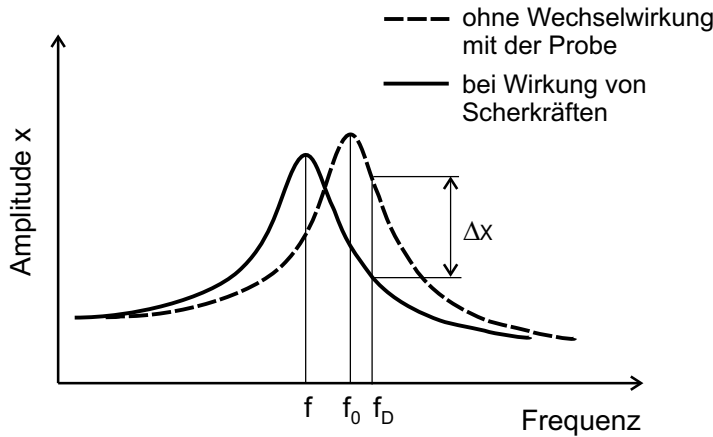
Abbildung 3.13: Prozess der Nahfelddetektion.

beleuchteten Gegenstand und misst man an jedem Rasterpunkt das vom Nano-Kollektor ausgehende propagierende Feld, dann kann man mit hoher Ortsauflösung Information über die Feinstruktur der Oberfläche gewinnen [Cou 94]. Die Richtung des Detektionsprozesses lässt sich auch umkehren: Dann wird das kleine Streuzentrum von Ferne direkt beleuchtet und wirkt als Nano-Emitter. Das erzeugte Nahfeld regt die Dipole an der Oberfläche des untersuchten Gegenstandes nur lokal zu Schwingungen an. Von ihnen ausgehende propagierende Felder werden in Ferne aufgesammelt und enthalten wieder Information über die Feinstruktur der Oberfläche.

Der erste SNOM-Aufbau wurde 1984 von Pohl *et al.* publiziert [Poh 84]. Technisch ähnelt ein SNOM dem STM [Bin 82]: Eine geeignete Sonde (meist eine Licht emittierende und/oder aufsammlende Glasfaserspitze) wird mit piezoelektrischen Stellelementen relativ zur Probenoberfläche in der x, y -Ebene verfahren und senkrecht zur Oberfläche in z -Richtung so vor- und zurückgeschoben, dass ein stark vom Abstand abhängiges Signal konstant bleibt. Dazu wird eine Feedback-Elektronik eingesetzt. Die beim Rastern in z -Richtung angelegten elektrischen Spannungen ergeben bei Auftragung über den zugehörigen Positionen in der x, y -Ebene eine Kontur konstanten Abstandssignals (Topographiebild), die Intensitäten der zugehörigen Nahfeld-Wechselwirkung erzeugen das optische Bild.

3.4.2 Abstandskontrolle

Die am weitesten verbreitete Methode zur Kontrolle des Abstandes zwischen SNOM-Spitze und Probe ist die Scherkraftdetektion, die eine Modifikation der Kontrastmethode eines Rasterkraftmikroskops (AFM) darstellt. Beim (*Non-Contact*) AFM wird die an einem Kantilever befestigte Spitze zu Oszillationen senkrecht zur Ober-


Abbildung 3.14:

Prinzip der Kontrolle des Abstandes von SNOM-Spitze und Probe durch Detektion von Scherkräften.

fläche angeregt und der Abstand zwischen Spitze und Probe wird durch Regelung auf konstanten Kraftgradienten kontrolliert [Gru 92]. Im Unterschied zum AFM-Kantilever wird die SNOM-Spitze zu Oszillationen parallel zur Oberfläche angeregt. Die Horizontalschwingung ist bei einer Spitze, die ja das Ende einer langen, im Raum befestigten Glasfaser darstellt, zunächst die einzig freie Schwingungsmöglichkeit. Außerdem bleibt dabei der Spitze-Probe-Abstand konstant, was bei SNOM von Vorteil ist, denn die starke Abstandsabhängigkeit des Nahfeldes würde sonst zu einer Modulation des Messsignals mit der Anregungsfrequenz führen. Der Einfluss der Probenoberfläche auf diese sog. *Dither*-Schwingung wird auf die Wirkung von Scherkräften zurückgeführt. Die Dynamik kann als eine erzwungene Schwingung beschrieben werden, bei der die Gegenwart der Probenoberfläche zwei zusätzliche Kraftbeiträge hervorruft, eine zur Auslenkung x proportionale elastische Rückstellkraft $F_E = k \cdot x$ und eine aus der viskosen Reibung resultierende Kraft $F_V = M\gamma\dot{x}$. Damit nimmt die Bewegungsgleichung der mit der Kraft F_D angeregten Schwingung folgende Form an [Kar 00]:

$$M\ddot{x} + M(\gamma + \gamma_0)\dot{x} + (K + k)x = F_D. \quad (3.42)$$

Dabei bezeichnet M die effektive Masse der „Feder“ (hier: der Glasfaser Spitze und der zur Anregung und Detektion damit verbundenen Bauteile). K ist die Federkonstante und γ_0 die Dämpfungskonstante, beides weit entfernt von der Oberfläche. Die Wirkung der zusätzlichen Kräfte ruft eine Dämpfung der Amplitude x und eine Verschiebung der Resonanzfrequenz f (gegenüber x_0 und f_0 fern von der Oberfläche) hervor:

$$x = x_0 \frac{1}{\frac{\gamma}{\gamma_0} + 1}, \quad f = f_0 \sqrt{\frac{k}{K} + 1}. \quad (3.43)$$

Die Feedbackelektronik der Abstandskontrolle hält nun die Signalamplitude $x(f_D)$ bei einer Frequenz f_D nahe f_0 konstant, denn dort tritt bei Frequenzverschiebung

die stärkste Signaländerung Δx auf (siehe Abb. 3.14). Hohe Empfindlichkeit erreicht man mit Kantilevern hoher Güte Q , kleiner Federkonstanten K und geringer Dämpfung γ_0 . So wird beim Rastern der SNOM-Spitze ein konstanter Abstand zur Probe eingehalten, gleichzeitig kann berührungsfrei ein Profil der Oberfläche (Topographiebild) erstellt werden. Die Oszillation der Spitze wird bei SNOM entweder durch einfache Piezoelemente [Bru 97] oder durch eine Quartz-Stimmgabel [Kar 95] angeregt bzw. detektiert.

Die Ursache der Scherkräfte ist noch nicht völlig geklärt, vermutlich handelt es sich um Reibung an Adsorbaten und Feuchtigkeit auf der Oberfläche [Pae 96, Bru 99]. Erstaunlicherweise funktioniert die Scherkraftdetektion auch im Vakuum. Zur Erklärung wurde hier die Wirkung einer nichtlinearen Biegekraft vorgeschlagen, die aus dem kurzzeitigen mechanischen Kontakt der Spitze mit der Probe (*Knocking*) resultiert [Gre 96] und auch bei tiefen Temperaturen beobachtet wird [Bru 99]. Im Hochvakuum lassen sich die Scherkräfte aber auch auf die Anwesenheit von Adsorbaten zurückführen [Kar 00].

Bei neueren Konzepten zur Abstandskontrolle wird die Spitze von der Glasfaser abgetrennt. Sie kann dann auch in z -Richtung oszillieren, ohne dass der Lichtweg unterbrochen wird (bei guter Justage). Die Stimmgabel übernimmt die Rolle des Kantilevers bei diesem mit einem AFM vergleichbaren Aufbau, der sich durch hohe Stabilität, Empfindlichkeit und Ortsauflösung auszeichnet [LuH 03].

Es sollte noch erwähnt werden, dass es auch optische Methoden der Abstandskontrolle gibt, die z.B. mit einem Interferometer aus dem Abstand der Interferenzmaxima von Newtonringen den Abstand von Sonde und Probe ableiten [Sil 96]. Dies setzt eine sehr glatte Oberfläche voraus.

3.4.3 Nahfeldsonden

Bei SNOM nimmt man in einem zweiten Kanal zusätzlich zum Signal der Abstandskontrolle die Intensität des detektierten Nahfeldes auf. Zur Anregung oder zum Aufsammeln räumlich hochfrequenter Komponenten des Strahlungsfeldes $U(x, y, z)$ (Gl. 3.40) wird eine Nahfeldsonde verwendet, entweder eine Apertursonde oder eine aperturlose Sonde.

Die Apertursonde ist eine kleine Öffnung in einem Metallfilm (Al, Ag), dessen Dicke größer als die Eindringtiefe des verwendeten Lichtes ist (typ. 5 – 10 nm). Der Durchmesser der Öffnung kann unterhalb von 100 nm liegen. Meist wird die Apertursonde von der metallummantelten Spitze einer Glasfaser gebildet [Bet 91]. Die Glasfaser hat dabei die Funktion, infolge der Nahfeldwechselwirkung entstehende propagierende Moden zum Detektor zu leiten oder das Licht der Laserquelle zur Apertur zu bringen. Metallummantelte Glasfaserspitzen können eine hohe Ortsauflösung liefern, die von der endlichen Eindringtiefe des Lichtes in die Metallschicht begrenzt wird und daher bis zu 30 nm erreichen kann [Nov 95]. Ein großer Nachteil ist aber die geringe Effizienz, mit der sie Licht transmittieren: Von der eingekoppelten Intensität des Lichtes (hier: mit einer Wellenlänge von ca. 600 nm) verlässt

bei gezogenen Spitzen nur einen Anteil von 10^{-4} - 10^{-6} die Spitze durch die Apertur [Hal 95], bei geätzten Spitzen sind es 10^{-3} [Zei 96]. Den Grund für die geringe Transmission zeigt eine Modenanalyse der Spitze [Oht 02, Yat 03]: Bei einer Glasfaser ist die Fundamentalmode im Zentrum der Faser lokalisiert, die Fundamentalmode der metallummantelten Glasfaserspitze ist aber ein Oberflächenplasmon. Nur dieses gelangt bis zur Apertur am extremen Ende der Spitze, weil es seinen *Cutoff* erst bei einem Faserdurchmesser von 30 nm erreicht. Die zentrale Mode dagegen ist in der Spitze die nächst höhere Mode. Sie hat ihren *Cutoff*-Durchmesser schon bei 450 nm erreicht (bei Licht mit einer Wellenlänge von 830 nm), gelangt also nicht bis zur Apertur. Bei Verwendung einer Single-Mode-Glasfaser wird nur ein verschwindend geringer Anteil der eingekoppelten Lichtintensität von der metallummantelten Spitze transmittiert, weil dazu Licht aus der Fundamentalmode der Faser in das Oberflächenplasmon übertreten muss.

Als Alternative wurden in verschiedenen SNOM-Arbeiten unbedampfte Glasfaserspitzen verwendet. Bei diesen tritt die beschriebene Einschränkung der Transmission so nicht auf, jedoch gelangt auch hier nur wenig Intensität ins Nahfeld der Glasfaserspitze, viel Licht tritt schon vorher aus der Faser aus und erzeugt ein Hintergrundsignal. Bozhevolnyi und Vohnsen haben die Intensitätsverteilung auf der Oberfläche einer mit einer unbedampften Glasfaserspitze beleuchteten Probe für Licht einer Wellenlänge von 633 nm, einen Spitzendurchmesser von 20 nm und verschiedene Öffnungswinkel berechnet. Sie finden an zentraler Position am Spitzenende evaneszente Feldkomponenten, deren Intensität zwar von der Spitzenform bestimmt ist, aber immer zu einem Peak mit einer Halbwertbreite von 150 nm führt (Abb. 3.15). Dies entspricht dem halben Wert der Lichtwellenlänge im hier untersuchten Material ($n=2$). Qualitativ entspricht die unbedampfte Spitze danach der Kombination einer Sub- λ -Apertur und einer großen Fernfeldöffnung [Boz 97]. Diese Sub- λ -Apertur von unbedampften Glasfaserspitzen wird meist damit begründet, dass die Fundamentalmode der Glasfaser ab einem Faserdurchmesser unterhalb der halben Wellenlänge nicht mehr geleitet werden kann und dann hinausgedrängt wird. Wenn die Spitze im *Internal Reflection*-Modus sowohl zur Beleuchtung also auch zum Aufsammeln von Licht verwendet wird, lassen sich Auflösungen von $\lambda/2$ bis $\lambda/3$ realisieren, die letztlich das Beugungslimit der Fernfeldoptik widerspiegeln [San 97, Ati 98]. Müller und Lienau begründen das Auftreten eines Lichtspots mit dem Durchmesser $\lambda/3$ mit Totalreflexion in der unbedampften Glasfaserspitze [Mul 00]. Berichte von wesentlich höheren Ortsauflösungen mit unbedampften Glasfaserspitzen erwiesen sich im Nachhinein als topographieinduzierte Artefakte [San 97].

Eine weitere Alternative bieten aperturlose Sonden. Dabei wird eine Metallspitze als Streusonde ins Nahfeld der Probe gebracht, die von Ferne beleuchtet wird. Das elektromagnetische Feld, das mit der Probenoberfläche wechselwirkt, kann durch die Anregung von Oberflächenplasmonen in der Spitze verstärkt werden. Dann sammelt man das Streufeld dieser Nahfeldwechselwirkung von Streusonde und Probe auf [Spe 92]. Es ist jedoch sehr klein im Vergleich zum Hintergrund des an Spitze und Probe reflektierten Lichtes. Durch Modulation des Probe-Spitze-Abstandes

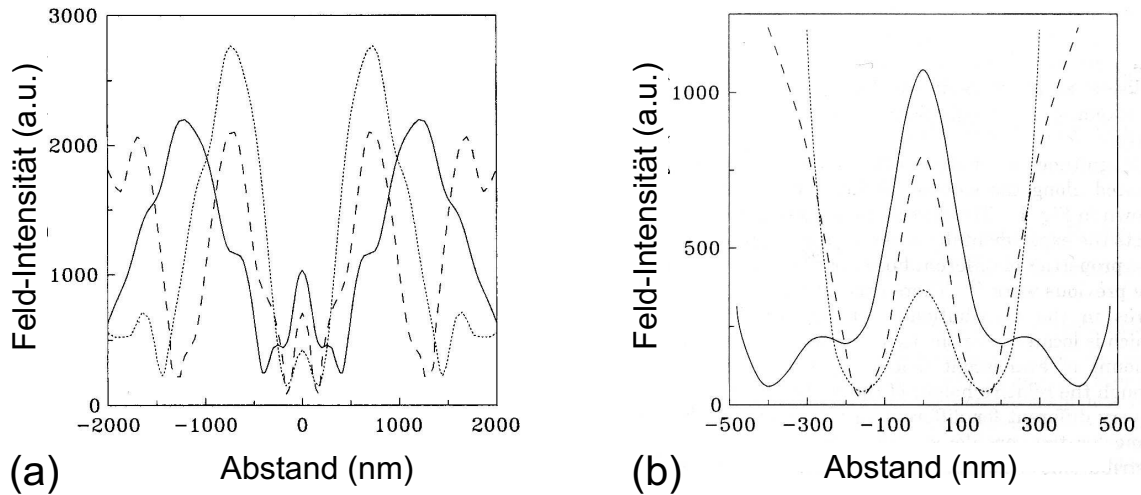


Abbildung 3.15: (a) Verteilung des von unbedampften Glasfaserspitzen emittierten Feldes auf der Probenoberfläche für unterschiedliche Öffnungswinkel (90° (gestrichelt), 66° (gepunktet), 53° (durchgezogene Linie)). (b) Ausschnitt aus (a). Nach [Boz 97].

kann man dem Nahfeldsignal eine Frequenz aufprägen und es mit Lock-In Technik herausfiltern. Dabei hat sich gezeigt, dass eine Detektion auf höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz vorteilhaft ist, denn durch die Abstandsmodulation erhalten auch die an Probe und Spitze reflektierten Anteile des Hintergrundsignals eine relative Phasenverschiebung und die Intensität der interferierenden Wellen ist ebenfalls mit der Anregungsfrequenz moduliert. Nur das Nahfeld hat wegen seiner exponentiellen Abstandsabhängigkeit auch Anteile höherer Frequenz. Die Detektion höherer Harmonischer setzt allerdings eine sehr empfindliche Intensitätsmessung voraus, die mit interferometrischen Methoden realisiert werden kann [Hil 02]. Mit aperturlosen Sonden wurde in der Vergangenheit eine laterale Auflösung von bis zu 1 nm erreicht. [Zen 95].

3.4.4 Magnetooptisches SNOM

Die erste Demonstration von magnetooptischem Kontrast in einem SNOM stammt von Betzig et al. [Bet 92]. Dabei wurde der linear polarisierte Strahl eines Ar^+ -Lasers in eine Glasfaser eingekoppelt, deren Ende zu einer Spitze geformt und bis auf eine kleine Apertur metallbedampft war. Die Faraday-Rotation des von einer magnetischen Probe im Nahfeld der Spitze transmittierten Lichtes wurde im Fernfeld mit Hilfe eines Polarisators analysiert, der für optimalen Domänenkontrast in beinahe gekreuzter Stellung betrieben wurde. Mit diesem Aufbau gelang es, magnetische Domänen in Co/Pt-Vielfachschichten abzubilden, die auf ein Glassubstrat präpariert wurden. Die Autoren geben die Ortsauflösung mit 30 – 50 nm an, was angesichts

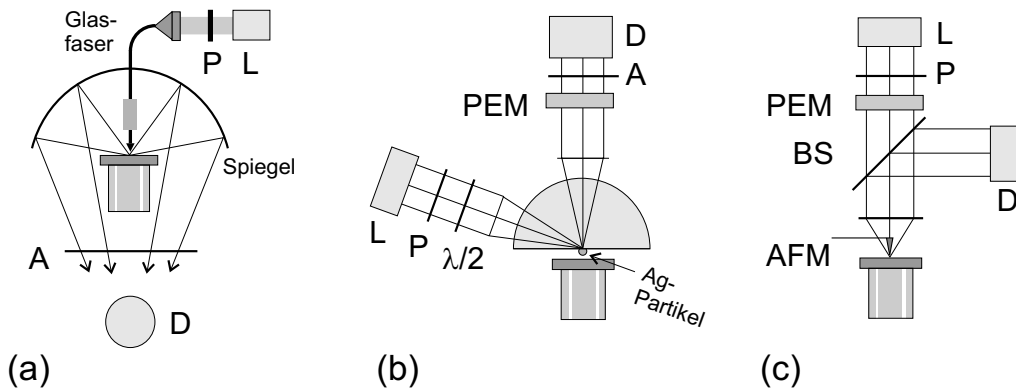


Abbildung 3.16: SNOM-Aufbauten zur Messung des magnetooptischen Kerr-Effekts (a) Apertur-SNOM, (b) Plasmon-Kerr-SNOM und (c) aperturloses MCD-SNOM. L: Laser, P: Polarisator, A: Analysator, BS: Strahlteiler, D: Detektor.

des sehr einfachen Aufbaus, den sie verwendeten, auch gut zehn Jahre später noch als spektakulär bezeichnet werden darf. Angaben zum Signal-zu-Rausch-Verhältnis werden nicht gemacht, magnetische Bits, deren Abstand mit 120 nm angegeben wird, sind aber in den Abbildungen noch unterscheidbar. Diese erste Arbeit zog eine Reihe von Entwicklungen magnetooptischer SNOM nach sich, von denen die meisten in Transmission betrieben wurden (z.T. mit aperturlosen Sonden). Sie messen den Faraday-Effekt [Lac 97, Egg 97, Mit 98, Ber 98, Wio 99, Dic 03], bzw. den magnetischen Zirkulardichroismus [Kot 97, Ber 99]. Bei der letzteren Kontrastmethode werden im Vergleich zu den magnetooptischen Methoden alle Manipulationen an der Lichtpolarisation im einfallenden Lichtstrahl gemacht und die Faserspitze dient ausschließlich der lokalen Messung der Gesamtintensität. Eine besondere Variante ist die Messung der transmittierten Intensität mit einer lichtempfindlichen STM-Spitze aus Galliumarsenid (GaAs) [Pri 95].

Für Messungen des Kerr-Effektes wurden in der Vergangenheit Reflexions-SNOM-Aufbauten realisiert, bei denen drei verschiedene Typen von Nahfeldsonden zum Einsatz kommen (Abb. 3.16): (a) die Apertur einer bedampften Glasfaserspitze [Dur 97, Fum 98], (b) ein Nano-Metallpartikel [Sil 94], und (c) eine zu einem Kantilever gebogene Wolframspitze [Aig 99].

Die Apertur-Kerr-SNOM Aufbauten (Abb. 3.16 a) haben gemeinsam, dass eine angespitzte und mit Metall bedampfte Glasfaser zur lokalen Beleuchtung der Probe mit linear polarisiertem, sichtbarem Laserlicht ($\lambda=635$ nm [Dur 98], $\lambda=488/512$ nm [Fum 99]) verwendet wird. Das reflektierte Licht wird mit einem sphärischen Spiegel eingesammelt und hinter der Probe auf einen Photodetektor fokussiert, wobei eine Polarisationsanalyse vorgenommen wird. Durch Einbau eines photoelastischen Modulators (PEM) kann dabei die magnetooptische Empfindlichkeit erhöht werden, zudem ist eine quantitative Bestimmung des Rotationswinkels möglich [Fum 98].

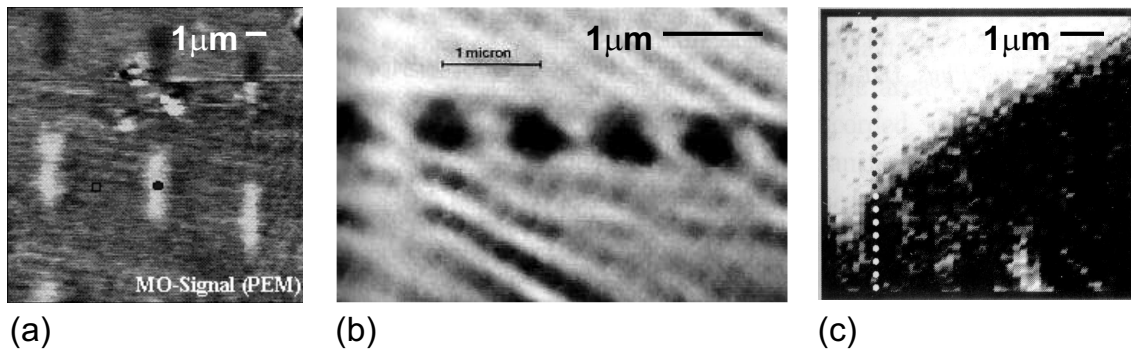


Abbildung 3.17: Magnetische Domänen in Co/Pt-Vielfachschichten, (a) aufgenommen mit Kerr-SNOM (man beachte die Kontrastumkehr nach Drehung des Analysators im oberen Teil des Bildes) [Fum 98], (b) mit dem Plasmon-Kerr-SNOM [Sil 94], (c) mit aperturlosem SNOM zur Messung des magnetischen Zirkulardichroismus [Aig 99].

Die instrumentelle Herausforderung besteht darin, eine Geometrie zu finden, bei der das vom Spiegel auf den Detektor fokussierte Licht möglichst wenig abgeschattet wird. Die Messungen wurden an Testproben mit senkrechter Anisotropie durchgeführt: CoPt-Vielfachschichten mit etwa $0,25^\circ$ Kerr-Rotation ⁷ [Dur 97, Fum 98]. Die Domänenmuster waren thermomagnetisch (wie bei einer magnetooptischen Diskette) geschriebene Bits. Deren Abbildung gelang mit einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von lediglich 1:1 [Dur 97] bzw. 4:1 [Fum 98] und mit einer Ortsauflösung von 50 nm bzw. 200 nm (Abb. 3.17(a)). Höhere Empfindlichkeiten werden durch Doppelbrechung nicht magnetischen Ursprungs verhindert, die aus mechanischen Verspannungen der Glasfaser bzw. der Probe resultiert. Zudem wurde beobachtet, dass sich das Auslöschungsverhältnis beim Rastern einer metallumgebenen Apertur über eine leitende Oberfläche verändert [Egg 01]. Es stellte sich auch heraus, dass der zur Messung magnetooptischer Effekte nötige Polarisationskontrast durch die topographische Struktur der Oberfläche beeinflusst sein kann [Dur 98].

Das erste Rasternahfeldmikroskop zur Messung des Kerr-Effektes basierte auf der Verwendung eines Metallpartikels als Streusonde [Sil 94]: Das im Durchmesser 40 nm große Silberkügelchen wird optisch bei der Resonanzfrequenz von Oberflächenplasmonen angeregt und strahlt dann wie ein oszillierender Dipol ab (Abb. 3.16(b)). Bei der Plasmonresonanz ist der Streuquerschnitt stark erhöht, so dass eine Unterscheidung des von der Nahfeldsonde gestreuten Lichtes vom Streulicht der Probenoberfläche möglich ist. Zudem ist der Polarisationszustand des ins Fernfeld abgestrahlten Lichtes wohl definiert. Das Silberkügelchen ist auf der flachen Seite eines halbkugelförmigen Glaskörpers angebracht und wird mit einem Laserstrahl

⁷Mit Kerr-Rotation ist hier die Hälfte der Differenz der Kerr-Drehungen entgegengesetzt magnetisierter Bereiche der Probe gemeint.

beleuchtet, der an der Innenfläche des Glaskörpers totalreflektiert wird. Wenn das Metallpartikel im Nahfeld einer magnetischen Probe zur Oszillation angeregt wird, finden sich im abgestrahlten Licht Polarisationsänderungen, die hier wieder mit einem PEM analysiert werden [Sil 96]. Damit war es möglich, $0,5\ \mu\text{m}$ große Domänen in Co/Pt-Vielfachschichten abzubilden. Der Film hatte eine senkrechte Anisotropie und wies eine Kerr-Rotation von $0,15^\circ$ auf. Die laterale Auflösung betrug $200\ \text{nm}$ ⁸, das Signal-zu-Rausch-Verhältnis war 5:1 (Abb. 3.17(b)). Bemerkenswert ist, dass mit dem Streusonden-SNOM auch die Abbildung des Kerr-Effektes in einem Permalloy-Film möglich war, bei dem die Magnetisierung in der Ebene lag. Die gemessene Kerr-Rotation nahm bei Verringerung des Abstandes zwischen Sonde und Probe exponentiell zu, was zeigt, dass es sich um ein reines Nahfeld-Phänomen handelt [Sil 96].

Obwohl natürlich auch das Plasmon-Kerr-SNOM ein aperturloses SNOM ist, versteht man im engeren Sinne unter einem aperturlosen Kerr-SNOM ein SNOM, das auf der Streuung des lokalen elektromagnetischen Feldes durch eine Metallspitze basiert (Abb. 3.16(c)). Diese wird im Fokus eines Fernfeld-Mikroskops wie ein AFM-Kantilever im *Tapping Mode* zu Oszillationen angeregt, deren Amplitude beim Rastern konstant gehalten wird. Die Probe wird im Bereich der Spitze mit dem Licht einer Laserdiode durch ein Mikroskopobjektiv beleuchtet und das von der Spitze gestreute sowie das spekulär reflektierte Licht werden mit dem Mikroskopobjektiv wieder aufgesammelt und zu einem Detektor geführt. Mit Hilfe von Lock-In-Technik wird das im Nahfeld von der Spitze gestreute und mit der Oszillationsfrequenz des Kantilevers modulierte Licht vom Fernfeld-Hintergrund getrennt. Zur Erhöhung der magnetooptischen Empfindlichkeit wird auch hier ein PEM verwendet. Domänen auf einer Co/Pt-Dreifachschicht ($0,1^\circ$ Kerr-Rotation) konnten mit einem Signal-zu-Rausch Verhältnis von 4:1 und einer lateralen Auflösung, die mit $200\ \text{nm}$ angegeben wird, abgebildet werden [Aig 99]. Abb. 3.17(c) zeigt eine Domänenwand in der Probe.

Zu den aperturbasierten Kerr-SNOM gehört im weiteren Sinne auch das Instrument von Smolyaninov et al. [Smo 97]. Dabei wird mit einem Laserstrahl hoher Intensität die Oberfläche eines Nickel-Einkristalls zur Abstrahlung von Licht mit der doppelten Frequenz (SHG) angeregt, welches mit Hilfe einer (unbedampften) Glasfaser Spitze aufgesammelt wird. Bei geeigneter Wahl der Polarisation des einfallenden Lichts relativ zur Kristallsymmetrie und zur Magnetisierungsrichtung gibt die Intensität der SHG einen Domänenkontrast wieder, der auf dem nichtlinearen magnetooptischen Kerr-Effekt beruht.

Die bislang beste magnetooptische Empfindlichkeit erreicht mit $0,06^\circ$ das Plasmon-Kerr-SNOM. Damit sollte die Abbildung des Kontrastes senkrecht magnetisierter dünner Eisenfilme möglich sein. Dieser beträgt höchstens $0,15^\circ$ [Mul 95]. Die bis-

⁸Die Autoren geben eine Abschätzung von $100\ \text{nm}$ an, die auf der Halbwertsbreite der Domänenwände beruht. Zu besseren Vergleichbarkeit gebe ich hier die üblicherweise verwendete volle Breite an.

herigen Apertur-Kerr-SNOM erreichen die nötige Empfindlichkeit nur sehr knapp. Beim aperturlosen SNOM würde die Empfindlichkeit ($0,05^\circ$) zwar ausreichen, es ist aber fraglich, ob die nur wenige hundert Nanometer breiten Streifen wirklich sichtbar wären, denn die angegebene Ortsauflösung von 200 nm konnte bislang nicht überzeugend belegt werden.

3.4.5 Magnetooptik im Nahfeld

Die wenigen theoretischen Behandlungen der magnetooptischen Rasternahfeldmikroskopie, die bislang verfügbar sind [Kos 98, Sta 01, Wal 02], beschäftigen sich mit unterschiedlichen Teilaspekten, z.B. mit der in einem bestimmten Aufbau erreichbaren Auflösung oder mit dem Kontrast einer speziellen Probensorte. Im Prinzip läßt sich das Auftreten von magnetooptischem Kontrast im Nahfeld begründen, da die zugrunde liegenden elektronischen Anregungsprozesse und deren Wechselwirkung mit dem Magnetisierungsvektor über die Spin-Bahn-Wechselwirkung an einzelnen Elektronen stattfinden, die natürlich auch im Nahfeld angeregt werden können. Der Unterschied gegenüber dem Fernfeld liegt in der Polarisierung des von einer Nahfeldsonde erzeugten bzw. detektierten Feldes. Diese läßt sich nur begrenzt gut vorher einstellen, das typische Auslöschungsverhältnis einer bedampften Faserspitze ist 1:20. Und schon die Betrachtung des Hertzschen Dipoles führt zu einer Abweichung der bei Einstrahlung erzeugten Elektronenbewegung von der Geometrie im Fernfeld. Weitergehende theoretische Ansätze ziehen zudem in Betracht, dass nicht nur die Probe, sondern auch die Sonde bei SNOM ein Streuzentrum darstellt. Walford *et al.* begründen damit die im Vergleich mit dem magnetooptischen Apertur-SNOM eher schlechte Ortsauflösung des aperturlosen magnetooptischen SNOM [Wal 02]. Diese Überlegungen ziehen jedoch nicht in Betracht, dass beim Apertur-SNOM Depolarisation auftritt, die aus Polarisationsänderung an den Rändern der metallischen Apertur resultiert. Zudem ist mit depolarisierenden Effekten zu rechnen, die aus der breiten Verteilung der Einfallswinkel resultieren, ein Problem, das auch beim Fernfeld-Kerr-Mikroskop mit großer Apertur auftritt [Man 95].

Eine theoretische Beschreibung der Kontrastentstehung beim Kerr-SNOM wird in den Arbeiten von Kosobukin vorgenommen [Kos 99]. In Anlehnung an den experimentellen Aufbau des (aperturlosen) magnetooptischen Plasmon-SNOM von Silva *et al.* [Sil 94] wird darin eine kleine nichtmagnetische Nahfeldquelle mit dem Durchmesser $a \ll \lambda$ betrachtet, die im Abstand Z über die Oberfläche einer magnetischen Probe geführt wird (vgl. Abb. 3.18). Das vom kombinierten System Probe plus Sonde gestreute Licht wird im Fernfeld detektiert und enthält Informationen über den Probenbereich im Nahfeld der Sonde. Dazu wird angenommen, dass das Metallpartikel ein langlebiges Oberflächenplasmon ausbildet, welches den optischen Response verstärkt. Die bei der magnetooptischen Streuung zusätzlich zum konventionellen Kerr-Effekt und zur Streuung von Licht an der Sonde auftretenden Prozesse der Nahfeld-Magnetooptik sind in Abb. 3.18 (3-5) skizziert. Die zugehörigen Korrekturen der Polarisationswinkel und Elliptizität des abgestrahlten Lichtes

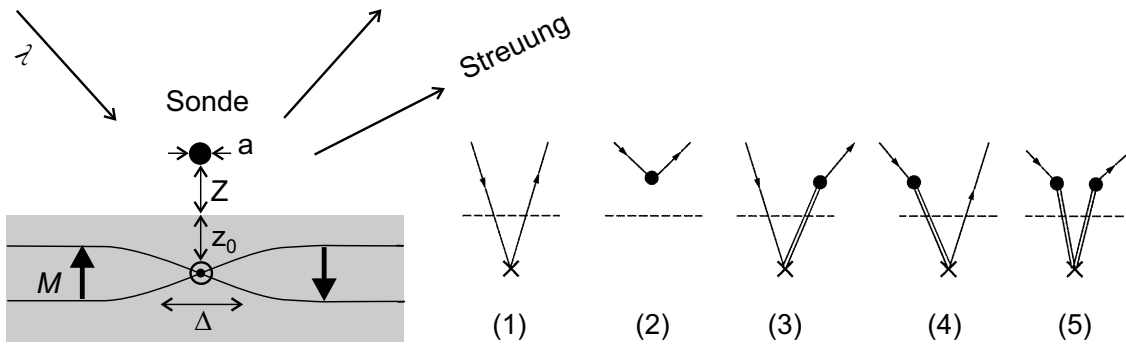


Abbildung 3.18: Geometrie des aperturlosen, magnetooptischen SNOM zur Abbildung eines Domänenkontrastes. (rechts: 1-5) Magnetooptische Streuprozesse. Einfache Linien bezeichnen propagierende Wellen, doppelte Linien evaneszente Wellen, Punkte bei Streuung an der Sonde und Kreuze bei Streuung durch die Magnetisierung auftretende Kerr-Effekte (nach [Kos 99]).

können in Abhängigkeit der Energie, Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes, der Magnetisierungsrichtung und der Nichtdiagonalelemente im Dielektrizitätstensor der Probe berechnet werden. Kosobukin analysiert den magnetooptischen SNOM-Kontrast, der so durch eine Domänenwand der Breite Δ in einem senkrecht magnetisierten, atomar dünnen Film erzeugt wird: Unter der Voraussetzung, dass $|Z|$, z_0 und $\Delta \ll a$ (vgl. Abb. 3.18), sind die Zwischenzustände der Nahfeldstreuung (3-5 in Abb. 3.18) quasi elektrostatische evaneszente Moden, deren Abstrahlcharakteristik und Streuwahrscheinlichkeiten sich von dem Fall homogener Magnetisierung stark unterscheiden. Der Domänenkontrast kann abgebildet werden, und zwar mit einer Auflösung von bestenfalls $\Delta x = |Z| + z_0 + \Delta$. Da $|Z| > a$ ist, gibt der Durchmesser des als Nahfeldsonde verwendeten Metallpartikels eine untere Grenze der Auflösung an und mit Zunahme von $|Z|$ wird die Auflösung gröber.