
Aufbau eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops und Tests an transparenten magnetischen Schichten

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von
Diplom-Physiker

Georg Erhard Eggers

aus Göttingen

Berichter: Prof. Dr. Gernot Güntherodt
Prof. Dr. Paul Fumagalli

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Oktober 1999

D 82 (Diss. RWTH Aachen)

Diese Dissertation wird verlegt durch

dissertation.de
Verlag im Internet
Leonhardtstraße 8-9
14057 Berlin

URL: <http://www.dissertation.de>
e-mail: dissertation.de@snaflu.de

ISBN 3-933342-??-?

Die Arbeit ist als PDF-Datei an folgenden Stellen aus dem Internet abrufbar:

dissertation.de - Verlag im Internet
<http://www.dissertation.de>

Homepage des Autors
<http://www.georg-eggers.de>

Bibliothek der RWTH Aachen - elektronische Dissertationen
<http://www.bth.rwth-aachen.de/ediss/liste.html>

AG Fumagalli, Institut für Experimentalphysik der Freien Universität Berlin
<http://www.physik.fu-berlin.de/~ag-fumagalli>

Version: 28.02.00 18:28

Inhaltsverzeichnis

1	EINLEITUNG	1
2	OPTIK UND NAHFELDOPTIK	3
2.1	Möglichkeiten und Grenzen der konventionellen Mikroskopie	3
2.1.1	Funktionsweise eines konventionellen optischen Mikroskops	3
2.1.2	Grenzvergrößerung	4
2.1.3	Auflösungsgrenze aus der Impulsantwort eines optischen Systems	5
2.2	Nahfeldoptische Methoden zur Verbesserung der Auflösung	8
2.2.1	Evaneszente Wellen	8
2.2.2	Optische Nahfeldmikroskopie	9
2.2.3	Umkehrung des Signalweges	13
3	MAGNETOOPTISCHE EFFEKTE	15
3.1	Phänomenologische Beschreibung des Faraday-Effektes	15
3.2	Lorentz-Theorie für Elektronenbewegung in Magnetfeldern	17
4	DAS MAGNETOOPTISCHE RASTERNAHFELDMIKROSKOP	21
4.1	Rastersondenmikroskopie	21
4.2	Der Scankopf für das Rasternahfeldmikroskop	22
4.2.1	Segmentierte Piezorohre zur Scanbewegung	23
4.2.2	Der "Nanomotor" als kombinierter Grob- und Feinpositionierer	24
4.3	Methoden zur Regelung des Spitze-Probe-Abstandes	26
4.3.1	Abstandsregelung mittels Tunnelstrom zwischen Spitze und Probe	27
4.3.2	Abstandsregelung durch Scherkräfte	29
4.3.3	Messung der Amplitude der Spitzenschwingung mit optischen Verfahren	31
4.3.4	Messung der Amplitude der Spitzenschwingung durch Piezokristalle	34
4.3.5	Anregung der lateralen Schwingung der Nahfeldsonde	36
4.4	Ein Elektromagnet für Messungen in einem externen Magnetfeld	38
4.5	Schaltungsschema des Rasternahfeldmikroskops	40

5	OPTIK UND POLARISATIONSOPTIK DES MIKROSKOPS	41
5.1	Mathematische Darstellung des Polarisationszustands	41
5.1.1	Jones-Vektoren	41
5.1.2	Stokes-Vektoren	41
5.2	Bestimmung des Polarisationszustandes von Licht	43
5.2.1	Messung von Polarisation mit einem einfachen Analysator	44
5.2.2	Der Quotientendetektor	45
5.2.3	Bestimmung von Polarisationszuständen mit dem photoelastischen Modulator	46
5.2.4	Bildkontrast bei feststehendem PEM-Detektor	50
5.2.5	Test auf Polarisationskontrast durch Umkehr des Bildkontrastes	50
5.2.6	Lokale quantitative Messung der Faraday-Rotation durch Bestimmung einer Minimumskurve („V-Kurve“)	51
5.2.7	Globale quantitative Messung der Faraday-Rotation	53
5.2.8	Erweiterung des Detektors zur permanenten Messung der Gesamtintensität	55
6	OPTISCHE NAHFELDSONDEN	57
6.1	Mögliche Formen optischer Nahfeldsonden	57
6.2	Apertursonden für die Nahfeldmikroskopie	57
6.3	Nahfeldsonden aus Glasfasern	58
6.3.1	Eigenschaften von Glasfasern als uniaxiale Wellenleiter	58
6.3.2	Herstellung von angespitzten Glasfaserenden	59
6.3.3	Parameter beim thermischen Ziehen von Glasfaserspitzen	60
6.3.4	(Bei-) Nahfeldmikroskopie mit unbeschichteten Glasfaserspitzen	64
6.3.5	Beschichtung und Aperturformung	64
6.3.6	Zerstörschwelle von Glasfaserspitzen	67
6.4	Mikrostrukturierte optische Nahfeldsonden	68
6.4.1	Montage von Mikrospitzen auf die Enden von Glasfasern	69
7	POLARISATIONSEFFEKTE AN NICHTMAGNETISCHEN SYSTEMEN	75
7.1	Effekte durch spannungsinduzierte Doppelbrechung	75
7.1.1	Doppelbrechungseffekte in Glasfasern	75
7.1.2	Versuche zur Stabilisierung der Polarisationsachse in Glasfasern	77
7.1.3	Spannungsdoppelbrechung in Probenmaterialien	79
7.2	Grenzflächeneffekte an leitenden Oberflächen	81
7.2.1	Grenzflächeneffekte in Apertursonden	81
7.2.2	Grenzflächeneffekte an leitenden Probenstrukturen	83
7.2.3	Zusammenfassende Bemerkungen zu Anforderungen an die Proben für ein magnetooptisches Rasternahfeldmikroskop	95

8	MESSUNGEN AN MAGNETISCHEN METALLFILMEN	97
8.1	Untersuchungen an Mangan-Bismut-Schichtsystemen	97
8.2	Untersuchungen an CoPt-Vielfachschichtsystemen	100
8.2.1	Versuche der Herstellung von CoPt-Multilagensystemen	100
8.2.2	Messungen an CoPt-Filmen mit erhöhter Co-Schichtdicke	103
9	MESSUNGEN AN GRANATFILMEN	107
9.1	Struktur und Herstellung von Granatfilmen	107
9.1.1	Kristallstruktur und Stöchiometrie von Granatfilmen	107
9.2	Magnetische Eigenschaften der Filme	108
9.2.1	Energetische Betrachtungen zu magnetischen Materialien	109
9.2.2	Ausbildung von Domänenstrukturen in magnetischen Filmen	110
9.2.3	Typische Domänenstrukturen in Granatfilmen mit uniaxialer Anisotropie	112
9.2.4	Ummagnetisierungsvorgänge in Granatfilmen	113
9.2.5	Magnetische Blasendomänen	114
9.3	Untersuchungen der Domänenstruktur von Granatfilmen	116
9.3.1	Abbildung von Domänenstrukturen im Fernfeld	117
9.3.2	Aufnahmen von gewachsenen Domänenstrukturen im Nahfeld	117
9.3.3	Aufnahmen von Blasendomänen	125
9.3.4	Quantitative Aufnahmen von Domänenstrukturen	129
9.4	Überlegungen zu Auflösung und Kontrastentstehung	130
10	MESSUNGEN MIT EINER THERMOSONDE	133
10.1	Thermosonden für orts aufgelöste Messungen	133
10.1.1	Aufbau der Thermosonden	133
10.1.2	Einbau der Thermosonde in den SNOM-Scankopf	133
10.2	Geheizte Metallstege als thermische Probenstrukturen	136
10.3	Verfahren zur Themospannungsmessung	138
10.3.1	Gleichspannungsmessungen des Thermosignals	138
10.3.2	Thermospannungsmessungen mit einem Lock-In-Verfahren	140
10.4	Thermospannungsbilder von abgedeckten Metallstegen	142
10.4.1	Partielles Freilegen von Metallstegen mit der Thermospitze	144
10.5	Materialkontrast durch orts aufgelöste Thermospannungsmessungen	147
10.6	Modellbetrachtung zu den Wärmebildern	149
10.6.1	Versuch einer Abschätzung der gemessenen Temperaturen	150
10.6.2	Mögliche Mechanismen des Wärmeübertrages	152
10.7	Bewertung der Thermospannungsexperimente	153

11	ZUSAMMENFASSUNG, AUSBLICK UND FAZIT	157
11.1	Die Ergebnisse dieser Arbeit	157
11.2	Ausblick	158
11.3	Fazit	159
	LITERATUR- UND QUELLENVERZEICHNIS	161
	INDEX	171
	DANKSAGUNG	175
	LEBENS LAUF	177

1 Einleitung

Magnetooptik, die Wechselwirkung zwischen polarisiertem Licht und magnetisierter Materie, bietet die Möglichkeit, quantitative Messungen zu Magnetisierung und Bandstruktur magnetischer Materialien durchzuführen. In Verbindung mit der Lichtmikroskopie bietet die Magnetooptik eine elegante Möglichkeit zur Abbildung von Domänenstrukturen in magnetischen Materialien.

Leider stößt dieses Verfahren bei der Untersuchung kleiner magnetischer Strukturen rasch an eine Auflösungsgrenze: Gewöhnliche Lichtmikroskope sind beugungsbegrenzt. Dies bedeutet, ihre Auflösung ist auf die Größe des vom Mikroskop erzeugten Beugungsbildes einer Punktlichtquelle beschränkt.

Auch die theoretisch erzielbare Auflösung - deren Ursprung im Kapitel 2 erläutert wird - wird dabei in der Praxis häufig nicht erreicht, da die hochauflösenden Objektive mit großer Apertur selten die zusätzlichen Anforderungen an Spannungsfreiheit und der Anpassung an die oft exotischen Brechungsindizes der magnetischen Materialien erfüllen können. Dies hat zur Folge, daß in der Literatur nur sehr selten magnetooptische Aufnahmen magnetischer Strukturen in der Größe eines Mikrometers und darunter auftauchen.

Die Entwicklung der optischen Rasternahfeldmikroskopie versprach, Abhilfe zu schaffen. Die Technik, Objekte in ihrer unmittelbaren Nähe mit einer mikroskopisch kleinen Lichtquelle abzutasten und so als Auflösungsgrenze statt des Beugungsbildes die Abmessung der Lichtquelle zu erhalten, wurde bereits 1928 von E.H. Synge [Syn 1928] vorgeschlagen. Realisierbar wurde dieses Konzept aber erst durch die Entwicklung präziser Abtast- und Abstandsregelmechanismen, die ihren Anfang in der Vorstellung des Rastertunnelmikroskops im Jahre 1982 nahm [Bin 1982]. In der Folge dieser Entwicklung entstand eine Vielzahl verschiedener Rastersondenmikroskope, zu denen schließlich auch das optische Rasternahfeldmikroskop gehören sollte. Die ersten funktionstüchtigen Geräte dieser Art entstanden in den Arbeitsgruppen von D. Pohl [Poh 1984] und A. Lewis [Bet 1986].

Im Rahmen dieser Arbeit soll versucht werden, die Techniken quantitativer magnetooptischer Messungen mit dem optischen Rasternahfeldmikroskop zu verbinden. Es sollen die Möglichkeiten abgeschätzt werden, die zur lokalisierten Messung magnetooptischer Größen mit hoher Auflösung bestehen, aber auch Schwierigkeiten aufgezeigt werden, die aus der Verwendung des Rasternahfeldmikroskops für die Magnetooptik entstehen.

2 Optik und Nahfeldoptik

2.1 Möglichkeiten und Grenzen der konventionellen Mikroskopie

2.1.1 Funktionsweise eines konventionellen optischen Mikroskops

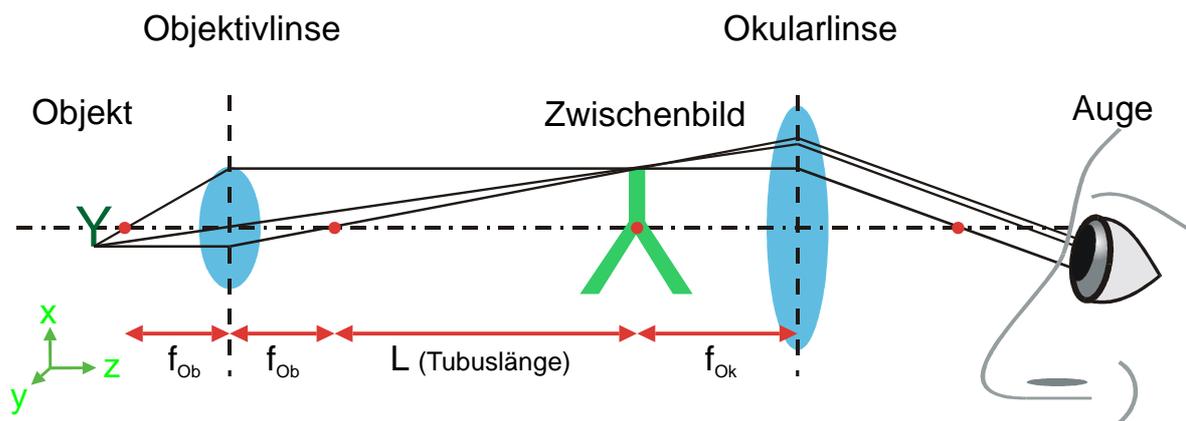


Abb. 2.1

Schema eines konventionellen Mikroskops.

Bereits um 1590 tauchten in Holland die ersten zweistufigen Mikroskope auf - als ihr Erfinder gilt heute der holländische Optiker Zacharias Janssen, dicht gefolgt von Galileo Galilei, der sein Mikroskop 1610 vorstellte. Eine Skizze eines solchen Mikroskops findet sich in Abb. 2.1: Ein Objekt „Y“ befindet sich kurz vor dem Brennpunkt einer Objektivlinse; diese erzeugt also ein reelles Bild des Objektes in der sogenannten Zwischenbildebene. Das Zwischenbild wird durch eine Okularlinse vom Auge des Beobachters betrachtet; es erscheint dabei im Unendlichen, da es sich in der Brennebene der Okularlinse befindet.

Prinzipiell handelt es sich also beim Mikroskop um die Verkettung einer reellen Abbildung und einer Lupe. Folglich ergibt sich die Vergrößerung eines Mikroskops als Produkt der beiden Vergrößerungen seiner Komponenten [Hec 1987].

Durch eine einfache geometrische Betrachtung ergibt sich

$$V_{\text{Objektiv}} = \frac{L}{f_{\text{Objektiv}}}, \quad \text{Gl. 2-1}$$

hierbei ist f_{Objektiv} die Brennweite der Objektivlinse und L der Abstand zwischen der hinteren Brennebene der Objektivlinse und der Zwischenbildebene, der

2.1: Möglichkeiten und Grenzen der konventionellen Mikroskopie

häufig als Tubuslänge bezeichnet wird und bei standardisierten Mikroskopen meist 160 mm beträgt. Die Vergrößerung des Okulars ist die einer Lupe, also

$$V_{\text{Okular}} = \frac{D_{\text{Min}}}{f_{\text{Okular}}}, \quad \text{Gl. 2-2}$$

wobei D_{Min} die minimale Akkomodationsweite des menschlichen Auges ist, die mit 250 mm angenommen wird. Somit ist die Vergrößerung eines Mikroskops

$$V_{\text{Mikroskop}} = V_{\text{Objektiv}} \cdot V_{\text{Okular}} = \frac{L}{f_{\text{Objektiv}}} \cdot \frac{D_{\text{Min}}}{f_{\text{Okular}}} = \frac{160 \text{ mm}}{f_{\text{Objektiv}}} \cdot \frac{250 \text{ mm}}{f_{\text{Okular}}} \quad \text{Gl. 2-3}$$

2.1.2 Grenzvergrößerung

Die Vergrößerung konventioneller Mikroskope läßt sich jedoch nicht beliebig steigern. Denn durch die endliche Größe der Linsen entstehen Beugungseffekte, die zu einer Verschmierung der Linsenabbildungen führen und so Objekte unterhalb einer gewissen Größe ununterscheidbar machen. Die ersten Überlegungen zu diesem Problem stammen von Abbe [Abb 1873] und Rayleigh [Ray 1896].

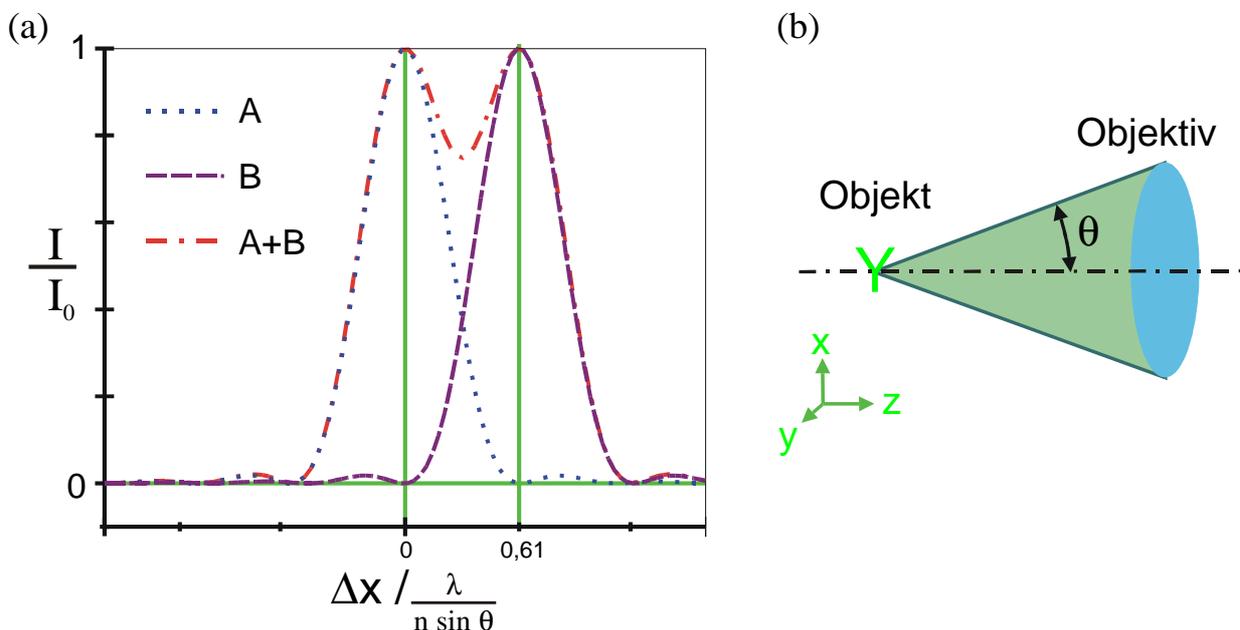


Abb. 2.2

(a): Rayleigh-Kriterium: Die Objekte A, B im Abstand von Δx können gerade noch aufgelöst werden, wenn das Maximum des Beugungsbildes eines Objekts in das erste Minimum des anderen fällt.

(b): Definition der Numerischen Apertur $NA = n \sin \theta$. Dabei ist θ der halbe Öffnungswinkel zur Objektivlinse und n der Brechungsindex des das Objekt umgebenden Mediums.

Anschaulich läßt sich das sogenannte Rayleigh-Kriterium erläutern: Betrachtet werden dabei die Beugungsbilder zweier Objekte im Abstand Δx . Diese gelten nach Rayleigh als gerade noch getrennt auflösbar, sobald das Maximum eines Beugungsbildes das erste Minimum des anderen erreicht - ein Fall, der in Abb. 2.2 dargestellt ist. Bei den Beugungsbildern handelt es sich um Airy-Scheiben, die durch Besselfunktionen beschrieben werden und deren Radius von der Wellenlänge λ , dem Brechungsindex n der Umgebung und dem Öffnungswinkel θ der Objektivlinse abhängt. Der noch auflösbare minimale Abstand ist

$$\Delta x = 0,61 \frac{\lambda}{n \sin \theta} \quad , \quad \text{Gl. 2-4}$$

wobei der Ausdruck $n \sin \theta$ als die „numerische Apertur“ NA des Mikroskops bezeichnet wird. Eine ausführliche Behandlung findet sich z.B. in [Hec 1987].

2.1.3 Auflösgrenze aus der Impulsantwort eines optischen Systems

Um die Grenzen der Auflösung konventioneller Mikroskope mathematisch zu beleuchten, sollen im folgenden die Abbildungseigenschaften optischer Systeme auf dem Wege der Fourier-Transformation betrachtet werden, die Darstellung wird sich dabei wesentlich an [Vig 1992] orientieren.

Als Objekt soll ein infinitesimaler, eindimensionaler Spalt in y -Richtung dienen, der sich mathematisch durch eine Delta-Funktion darstellen läßt:

$$f(x) = \delta(x - x_0) \quad . \quad \text{Gl. 2-5}$$

Das von diesem Spalt erzeugte Ortsfrequenzspektrum ergibt sich durch die Fourier-Transformation $\mathfrak{F}(f(x))$ von Gl. 2-5:

$$\hat{f}(k) = \mathfrak{F}(f(x)) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) \exp(ikx) dx = \exp(ikx_0) \quad . \quad \text{Gl. 2-6}$$

Dies ist für $x_0 = 0$ die unendlich ausgedehnte Einheitsfunktion, vgl. Abb. 2.3.

Allerdings kann eine vom Spalt ausgehende propagierende Lichtwelle der Form

$$E(\vec{x}, t) = E_0 \exp(i \vec{k} \vec{x} - i \omega t) \quad \text{Gl. 2-7}$$

nie das gesamte Ortsfrequenzspektrum der Lichtquelle übertragen, da der Betrag des Wellenvektors \vec{k} durch die Bedingung

$$|\vec{k}|^2 = k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c_0^2} \quad \text{Gl. 2-8}$$

2.1: Möglichkeiten und Grenzen der konventionellen Mikroskopie

mit ω als Kreisfrequenz, c_0 als Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n als Brechungsindex des Umgebungsmediums festgelegt ist. Die größte übertragbare x-Komponente wird somit für den Fall $k_y^2 = k_z^2 = 0$ erzielt mit

$$k_{x,Max}^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c_0^2} \quad . \quad \text{Gl. 2-9}$$

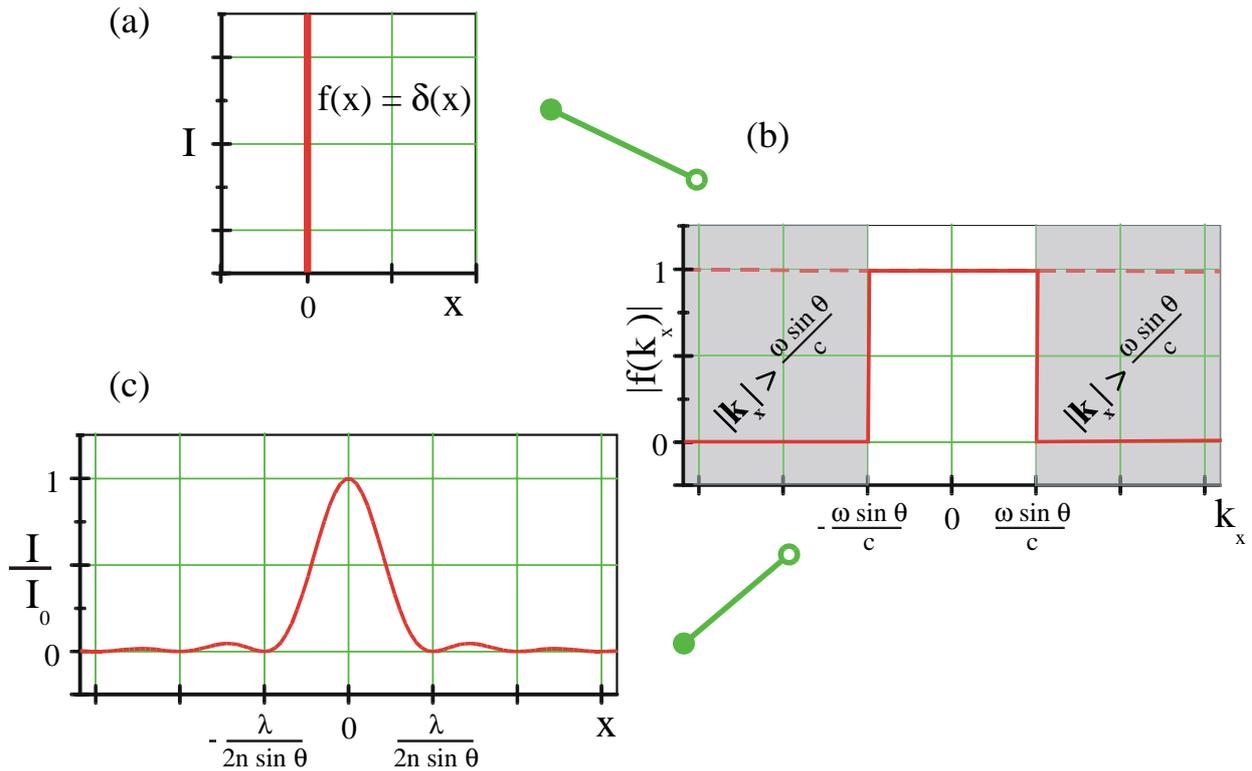


Abb. 2.3

Bestimmung der Impulsantwort eines optischen Systems:

(a): Ursprüngliche δ -Funktion (b): Die Fourier-Transformierte der δ -Funktion ist die unendlich ausgedehnte Einheitsfunktion; allerdings wird sie durch die Beschränkung der übertragenen Frequenzen zu einer Rechteckfunktion beschnitten. (c) Die Rücktransformierte der Rechteckfunktion ist die Impulsantwort des Systems.

Aus der Skizze zur Definition der Numerischen Apertur in Abb. 2.2 (b) läßt sich erkennen, daß ein optisches System das übertragene Spektrum noch weiter einschränken wird: Aufgrund des begrenzten Öffnungswinkels θ der Linse ergibt sich für ein reales Abbildungssystem also

$$k_{x,Max} = n \frac{\omega}{c_0} \sin \theta \quad \text{Gl. 2-10}$$

Bei der Berechnung der entstehenden Abbildung $f'(x)$ des Spaltes durch Rücktransformation der Fourier-Transformierten aus Gl. 2-6 wird also nicht das gesamte Spektrum, sondern nur der Bereich $[-k_{x,Max} \dots +k_{x,Max}]$ berücksichtigt; Die Fourier-Transformierte wird zu einer Rechteckfunktion beschnitten, es ist

$$f'(x) = \int_{-k_{x,Max}}^{k_{x,Max}} \exp(ikx_0) \exp(-ikx) dk = 2 \frac{\sin[c_0^{-1} n \omega (x - x_0) \sin \theta]}{x - x_0}$$

Gl. 2-11

Als Abbildung entsteht hier also nicht die infinitesimale Linie der Delta-Funktion, sondern eine Linie einer endlichen Dicke Δx , die sich aus dem Ausdruck $\sin[n \frac{\omega}{c} (x - x_0) \sin \theta] = 0$ als

$$\Delta x = \frac{\pi c_0}{n \omega \sin \theta} = \frac{\lambda}{2 n \sin \theta} = \frac{\lambda}{2 NA}$$

Gl. 2-12

ergibt, wobei NA die Numerische Apertur der Abbildungslinse entsprechend der Definition aus Abb. 2.2 (a) darstellt.

Mit dem Ergebnis aus Gl. 2-11 ist die sogenannte „Impulsantwort“ des optischen Systems bekannt. Durch diese Antwort ist das System vollständig beschrieben; die Abbildung $g(x)$ jedes realen Gegenstandes läßt sich errechnen, indem die Gegenstandsfunktion $f(x)$ mit der Impulsantwort gefaltet wird:

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x - x') \frac{\sin[c_0^{-1} n \omega x' \sin \theta]}{x'} dx' \quad ;$$

Gl. 2-13

zur Erläuterung dieses Verfahrens siehe z.B. [Lük 1999].

Es ist unmittelbar einsichtig, daß jedes noch so schmale Objekt nach der Faltung mit der Impulsantwort aus Gl. 2-11 eine Mindestbreite von Δx entsprechend Gl. 2-12 haben wird. Die Linienbreite Δx bezeichnet also einsichtigerweise auch die maximal erreichbare Ortsauflösung.

Gl. 2-12 entspricht somit im wesentlichen dem Rayleigh-Kriterium aus Gl. 2-4; der Unterschied der Faktoren 0,5 und 0,61 läßt sich daraus erklären, daß im Falle der Überlagerung zweier Besselfunktionen entsprechend dem Rayleigh-Kriterium - wie in Abb. 2.2 (a) zu sehen - noch immer zwei getrennte Objektmaxima erkennbar sind. Die theoretische Maximalauflösung ist also durch dieses eher willkürlich gewählte Kriterium noch nicht erreicht. Dies hingegen ist für einen Abstand Δx entsprechend der Gl. 2-12 der Fall.

Um die Auflösung eines Mikroskops weiter steigern zu können, also Δx entsprechend Gl. 2-12 weiter zu verkleinern, scheint es zunächst nur zwei Möglichkeiten zu geben:

Eine Verkleinerung der Wellenlänge

Dieser Weg wird z.B. durch das Elektronenmikroskop beschränkt; durch eine immer stärkere Beschleunigung der Elektronen läßt sich nach der de-Broglie-Beziehung deren Wellenlänge immer weiter vermindern.

Auch im Bereich lithographischer Methoden wird heute überwiegend versucht, die Abbildungsauflösung durch immer kürzere Wellenlängen - bis hin ins Ultraviolette - zu verbessern.

Dieser Methode sind jedoch - zumindest was optische Mikroskope betrifft - Grenzen gesetzt; vor allem durch die mit kleineren Wellenlängen immer größeren Probleme mit Linsenmaterialien, Lichtquellen und Detektoren sowie durch die Beschädigung vieler möglicher Probenmaterialien durch das kurzwellige Licht.

Eine Vergrößerung der numerischen Apertur

Möglich ist eine Vergrößerung des Ausdrucks $NA = n \sin \theta$ entweder durch eine Vergrößerung des Öffnungswinkels der Mikroskoplinse - wobei dieser verständlicherweise auf maximal 90° begrenzt ist. Eine zweite Möglichkeit ist die Einbettung des Objektes in ein Medium mit höherem Brechungsindex, z.B. durch Verwendung eines Immersionsobjektives. Allerdings ist hier maximal ein Faktor von ca. 1,5 gegenüber der Brechung in Luft erreichbar.

2.2 Nahfeldoptische Methoden zur Verbesserung der Auflösung

2.2.1 Evaneszente Wellen

Die Begrenzung der Auflösung konventioneller Mikroskope, die im Abschnitt 2.1.3 dargelegt wurde, ist allein auf die Beschränkung der übertragenen Ortsfrequenzen auf das Intervall $[-k_{x,Max} \dots +k_{x,Max}]$ mit $k_{x,Max} = n \omega c_0^{-1} \sin \theta$ entsprechend Gl. 2-10 zurückzuführen. Diese wiederum resultiert aus der Bedingung $|\vec{k}|^2 = k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = n^2 \omega^2 c_0^{-2}$ für propagierende Wellen.

Prinzipiell läßt sich dennoch ein $|k_{x,Max}| > |\vec{k}|$ erzielen, wenn eine andere Komponente von \vec{k} , z.B. k_z einen imaginären Wert annimmt, also $\tilde{k}_z = ik_z$. Der elektrische Feldanteil der dazugehörigen Lichtwelle ist dann

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = E_0 e^{-i\omega t} \begin{pmatrix} \exp(ik_x x) \\ \exp(ik_y y) \\ \exp(-k_z z) \end{pmatrix}. \quad \text{Gl. 2-14}$$

Dieser Ausdruck stellt jedoch keine propagierende Welle dar, denn das elektrische Feld fällt in z-Richtung exponentiell ab. Für solche Felder wird deshalb auch der Begriff der „evaneszenten Welle“ verwendet.

Da $|\tilde{k}_z| = |ik_z|$ ein Vielfaches von k_x betragen muß, um $k_{x,Max}$ signifikant zu vergrößern, wird die Abklinglänge noch unterhalb der Lichtwellenlänge liegen. Ein konventionelles Mikroskop mit seinem makroskopischen Abstand zwischen Objekt und Objektiv hat deshalb keine Chance, evaneszente Felder zu erfassen. Eine Detektion solcher Felder - und damit eine Überschreitung der konventionellen Auflösungsgrenze - ist also nur im „optischen Nahfeld“ in unmittelbarer Nähe der Probe möglich.

2.2.2 Optische Nahfeldmikroskopie

Da - wie in Abschnitt 2.2.1 aufgezeigt - Objekte bei Beleuchtung mit einer propagierenden Welle evaneszente Wellen ausstrahlen, sollten sie nach dem Prinzip der Umkehrbarkeit auch in der Lage sein, evaneszente Wellen wieder in propagierende umzuwandeln. Es ließe sich also ein optisches Nahfeldmikroskop konstruieren, das mit Hilfe einer Sub- λ -Struktur die evaneszenten Wellen einer Probe auswertet und die Probe so mit quasi beliebig hoher Auflösung abbildet. Ein solches Mikroskops soll im folgenden betrachtet werden.

Dazu wird ein Modell betrachtet, das in Abb. 2.4 dargestellt ist: Das abzubildende Objekt befindet sich bei $z = 0$, ein Detektor bei $z = Z$ in großem Abstand zum Objekt. Zusätzlich wird jetzt jedoch noch eine „Abtastblende“ eingefügt. Diese Blende soll in x-Richtung eine Größe $2l < \lambda$ haben und zum Objekt einem Abstand $\varepsilon \ll \lambda$ haben, sich also in dessen optischem Nahfeld befinden.

Es soll nun gezeigt werden, daß in dieser Konfiguration an der Probe gestreute Lichtwellen auch dann den Detektor erreichen können, wenn $k_x > k_{x,Max}$ mit $k_{x,Max} = n \omega c_0^{-1} \sin \theta$ gemäß Gl. 2-10 ist.

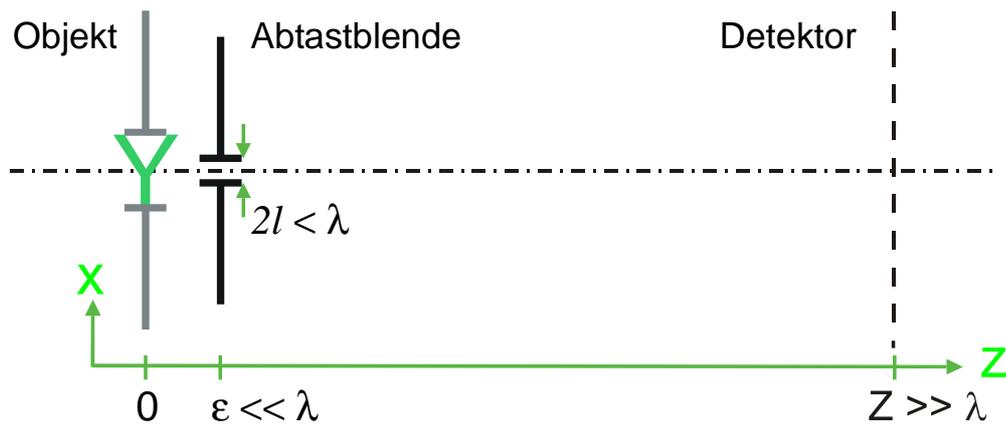


Abb. 2.4

Schema für die Modellrechnung der Detektion evaneszenter Wellen im Nahfeld

Dazu wird wiederum in Anlehnung an [Vig 1992] die Übertragungsfunktion des Systems berechnet. Dies geschieht schrittweise durch Fourier-Transformation des elektrischen Feldes am Ort eines optischen Elements und anschließende Rücktransformation am Ort des nächsten Elements. Um die Phasenverschiebung der Lichtwelle bei der Ausbreitung zwischen den Elementen zu berücksichtigen, wird die Fourier-Transformierte vor der Rücktransformation noch mit einer Korrekturfunktion

$$P(k_x, z) = e^{i\sqrt{k^2 - k_x^2} z} \quad \text{Gl. 2-15}$$

multipliziert [Ros 1999]. Zu beachten ist dabei, daß diese Korrekturfunktion im Falle von $|k_x| > |k|$ zu einem exponentiellen Abfall der Welle in z-Richtung führt, die Auflösung im Fernfeld also auch in diesem Modell entsprechend Gl. 2-12 begrenzt ist.

Ist $E_0(x, z)$ die auf das Objekt einfallende Welle, so sei $E_{\text{Objekt}}^{\text{rechts}}(x, z = 0)$ das Feld hinter der Probe und $\tilde{E}_{\text{Objekt}}^{\text{rechts}}(k_x, z = 0)$ die dazugehörige Fourier-Transformierte. Nach oben beschriebenem Schema ist dann das Feld links von der Abtastblende

$$E_{\text{Blende}}^{\text{links}}(x, z = \epsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{\text{Objekt}}^{\text{rechts}}(k_x, z = 0) P(k_x, \epsilon) e^{-ik_x x} dk_x \quad \text{Gl. 2-16}$$

Die Integration im Intervall $[-\infty \dots \infty]$ über dk_x ist hier nur deshalb möglich, weil ϵ sehr klein gegen die Wellenlänge ist. Würde das Feld also ohne eingefügte Abtastblende direkt in großem Abstand zur Probe auf dem Schirm beobachtet,

so ergäbe sich wiederum für dk_x die Beschränkung auf das Intervall $[-k_{x,Max} \dots +k_{x,Max}]$ mit $k_{x,Max} = n \omega c_0^{-1} \sin \theta$ entsprechend Gl. 2-10.

Das Feld rechts der Tastblende ist

$$E_{Blende}^{rechts}(x, z = \varepsilon) = E_{Blende}^{links}(x, z = \varepsilon) C(x, l) \quad \text{Gl. 2-17}$$

unter Verwendung der Rechteckfunktion $C(x, l)$ mit

$$C(x, l) = \begin{cases} 1 & \text{für } -l < x < l \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \text{Gl. 2-18}$$

Das Bild auf dem Detektorschirm wird dann

$$E_{Schirm}^{links}(x, z = Z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{Blende}^{rechts}(k_x, \varepsilon) P(k_x, Z - \varepsilon) e^{-ik_x x} dk_x \quad \text{Gl. 2-19}$$

Gl. 2-19 läßt sich auflösen, indem zunächst aus Gl. 2-17 und Gl. 2-16 ein Ausdruck für $\tilde{E}_{Blende}^{rechts}(k_x, \varepsilon)$ als Funktion von $\tilde{E}_{Objekt}^{rechts}(k_x, z = 0)$ gewonnen wird. Durch Umstellen der Integrale und Auflösen der Fourier-Transformierten der Rechteckfunktion $C(x, l)$ in eine $\sin(lx)/x$ -Funktion [Lük 1999], ergibt sich

$$E_{Schirm}^{links}(x, z = Z) = \int_{-k_{x,Max}}^{k_{x,Max}} P(k_x, Z - \varepsilon) e^{-ik_x x} \times \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{Objekt}^{rechts}(k'_x, z = 0) P(k'_x, \varepsilon) 2 \frac{\sin[l(k_x - k'_x)]}{(k_x - k'_x)} dk'_x dk_x \quad \text{Gl. 2-20}$$

Mit Hilfe von Gl. 2-20 läßt sich die Übertragung bestimmter k_x aus dem Streufeld der Probe überprüfen, indem das Spektrum der Probe zu

$$\tilde{E}_{Objekt}^{rechts}(k_x, z = 0) = E_0 \delta(k_x - K) \quad \text{Gl. 2-21}$$

angenommen wird, das Spektrum also nur genau eine k_x -Komponente K enthält.

Einsetzen in Gl. 2-20 ergibt

$$E_{Schirm}^{Test}(x, z = Z) = E_0 \exp[+i\sqrt{k^2 - K^2} \varepsilon] \times \int_{-k_{x,Max}}^{k_{x,Max}} P(k_x, Z - \varepsilon) 2 \frac{\sin[l(k_x - K)]}{(k_x - K)} e^{-ik_x x} dk_x \quad \text{Gl. 2-22}$$

Es ist leicht zu zeigen, daß dieser Ausdruck auch für $K > k_{x,Max} = n \omega c_0^{-1} \sin \theta$ ungleich Null sein kann. Denn bei Gl. 2-22 handelt es sich im wesentlichen um die Rücktransformation einer $\sin(x)/x$ -Funktion, die - wie in Abb. 2.5 dargestellt - um K gegen den Ursprung verschoben ist.

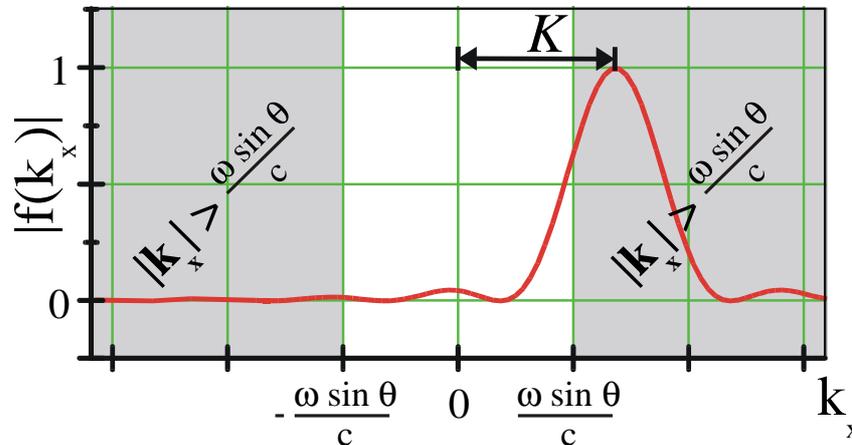


Abb. 2.5

Darstellung des verschobenen Spektrums aus Gl. 2-22.

Die Übertragungsdämpfung für K hängt dabei ab von:

der Breite l des Abtastspaltes

je kleiner l um so breiter wird die Funktion $\frac{\sin[l(k_x - K)]}{(k_x - K)}$, was zu einer schwächeren Dämpfung für größere K führt.

dem Abstand ε zwischen Objekt und Abtastspalt

je kleiner ε um so geringer ist die durch den Vorfaktor $\exp[+i\sqrt{k^2 - K^2} \varepsilon]$ bestimmte Dämpfung.

Das Mikroskop wird also um so besser auflösen können, je kleiner der Abtastspalt ist und um so näher er sich an dem Objekt befindet.

Aus dem Ausdruck in Gl. 2-22 läßt sich allerdings nicht direkt eine räumliche Abbildung des Objektes gewinnen. Dies ist jedoch möglich, indem die Abtastblende über die Probe hinweg bewegt, diese also abgetastet wird. Wird dabei die totale Lichtintensität als Bildsignal aufgetragen, ergibt sich eine Abbildung der lokalen Transmissivität, die nicht durch das Rayleigh-Kriterium begrenzt ist. Da wie oben gezeigt die Transmissivität exponentiell vom Abstand der Probe von der Sonde abhängt, wird es notwendig sein, diesen während des Abtastens konstant zu halten.

2.2.3 Umkehrung des Signalweges

Auch wenn in der Beispielrechnung im Abschnitt 2.2.2 der Abtastspalt genutzt wird, um abgestrahlte evaneszente Wellen zu detektieren, so läßt sich der Signalweg selbstverständlich auch umkehren. Es ist also ebenso möglich, den Abtastspalt mit einer einfallenden Welle zu beleuchten und mit den aus dem Spalt austretenden evaneszenten Feldern eine Probe abzutasten. Dieser Weg soll bei dem im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikroskop gewählt werden.

Der Grund dafür liegt darin, daß das Mikroskop magnetooptisch abbilden soll - also empfindlich für Veränderungen der Polarisierung des Lichtes sein muß. Es muß damit gerechnet werden, daß die verwendeten Abtastspalte eine vom Polarisationszustand des Lichtes abhängige Transmission zeigen, ein Effekt, der im Abschnitt 7.2.1 belegt werden soll. Aus diesem Grund erscheint es sinnvoller, den Abtastspalt durch Licht mit fester Polarisierung zu beleuchten und die Probe mit dem Nahfeld des Spaltes abzutasten, dessen Polarisierung dann ebenfalls fest sein soll. Das von der Probe in den Raum abgestrahlte Fernfeld mit veränderter Polarisierung wird dann von einem polarisationsempfindlichen Detektor aufgenommen. Schematisch ist dieser Aufbau in Abb. 2.6 dargestellt.

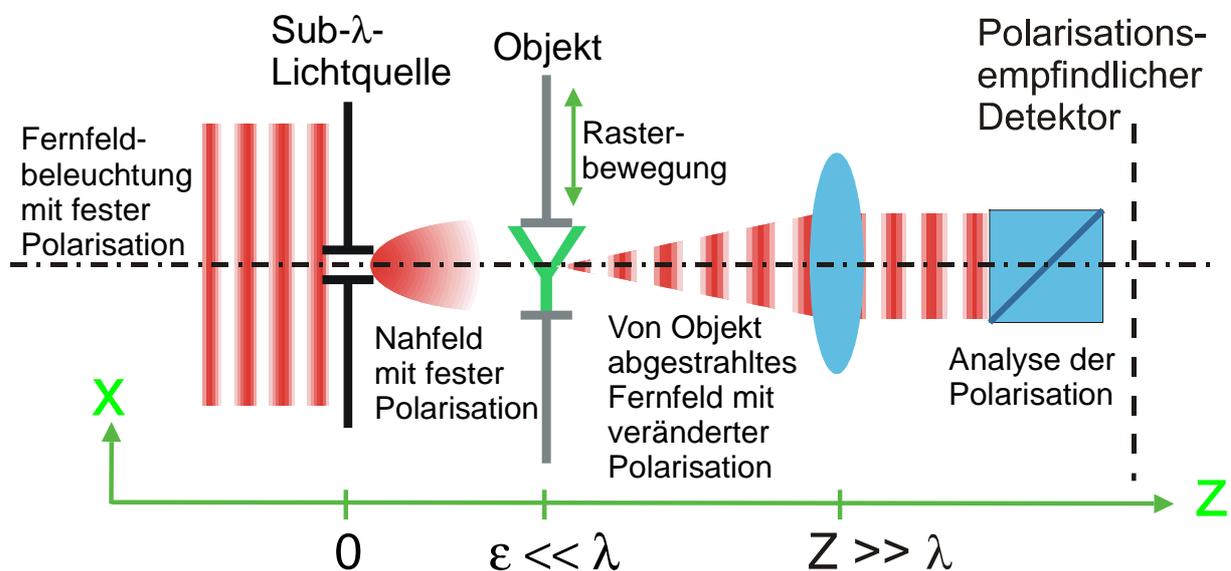


Abb. 2.6

Schema des in dieser Arbeit verwendeten Nahfeldmikroskops

3 Magnetooptische Effekte

Die beiden bekanntesten magnetooptischen Effekte sind - jeweils nach ihren Entdeckern benannt - der Faraday-Effekt [Far 1846] und der Kerr-Effekt [Ker 1876]. Sie haben den gleichen physikalischen Ursprung und unterscheiden sich dadurch, daß der erstgenannte Effekt in Transmission, der letztgenannte hingegen in Reflexion an magnetisierten Proben beobachtet wird.

Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich Messungen in Transmission vorgenommen wurden, wird nachfolgend nur der Faraday-Effekt betrachtet. Eine Darstellung des Kerr-Effektes findet sich z.B. in [Fum 1998]. Die Möglichkeiten der Nutzung des Kerr-Effektes in einem Nahfeldmikroskop mit Reflexionsgeometrie wurden parallel zu dieser Arbeit im Rahmen von [Ros 1999] untersucht.

3.1 Phänomenologische Beschreibung des Faraday-Effektes

Wenn polarisiertes Licht durch ein magnetisiertes Material transmittiert wird, ändert sich in vielen Fällen der Polarisationszustand des Lichtes, auch wenn das verwendete Material außerhalb eines Magnetfeldes keinerlei Einfluß auf die Polarisation zeigt. Dieser Effekt wurde bereits 1845 durch M. Faraday beobachtet [Far 1846] und wird folglich als Faraday-Effekt bezeichnet.

Üblicherweise werden die Charakteristika des Effektes wie in Abb. 3.1 dargestellt beschrieben:

- Das ins Material einfallende Licht ist linear polarisiert.
- Das angelegte Magnetfeld verläuft in Ausbreitungsrichtung des Lichtes.
- Das austretende Licht hat eine Polarisationsachse, die gegen die des einfallenden verdreht ist. Die Größe dieser Verdrehung wird als „Faraday-Winkel“ oder „Faraday-Rotation“ Θ_F bezeichnet.

Weiterhin ist das austretende Licht in der Regel nicht mehr linear, sondern elliptisch polarisiert. Der Grad der Elliptizität wird als "Faraday-Elliptizität" η_F bezeichnet. Dabei ist nach Definition der Tangens von η_F der Quotient der beiden Hauptachsen der Ellipse:

$$\tan \eta_F \equiv \frac{b}{a} = \frac{\text{kleine Ellipsenhauptachse}}{\text{große Ellipsenhauptachse}} \quad \text{Gl. 3-1}$$

Im allgemeinen ist der Faraday-Winkel Θ_F das Produkt aus der Länge l des

3.1: Phänomenologische Beschreibung des Faraday-Effektes

durchstrahlten Mediums, der Stärke \mathbf{B} des angelegten magnetischen Feldes und einer materialspezifischen Größe V , der sogenannten „Verdet-Konstante“ - es gilt

$$\Theta_F = V l B. \quad \text{Gl. 3-2}$$

Im meist angenommenen isotropen Fall ist die Größe der Faraday-Rotation unabhängig von der Richtung der Polarisation des einfallenden Lichtes.

Wird das Magnetfeld senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes ausgerichtet, kann der sogenannte "Voigt-Effekt" beobachtet werden. In diesem Fall ist die Veränderung der Polarisation abhängig von der Achse der Eingangspolarisation - der Polarisationszustand von parallel bzw. senkrecht zum Feld polarisiertem Licht bleibt unverändert. Die Größe des Voigt-Effektes hängt quadratisch von der Größe des Magnetfeldes ab; im Falle überwiegend senkrecht zur Ausbreitungsrichtung magnetisierter Materialien kann er deshalb in aller Regel gegenüber dem Faraday-Effekt vernachlässigt werden.

Die physikalischen Ursachen des Faraday-Effektes sollen im folgenden Abschnitt 3.2 erläutert werden.

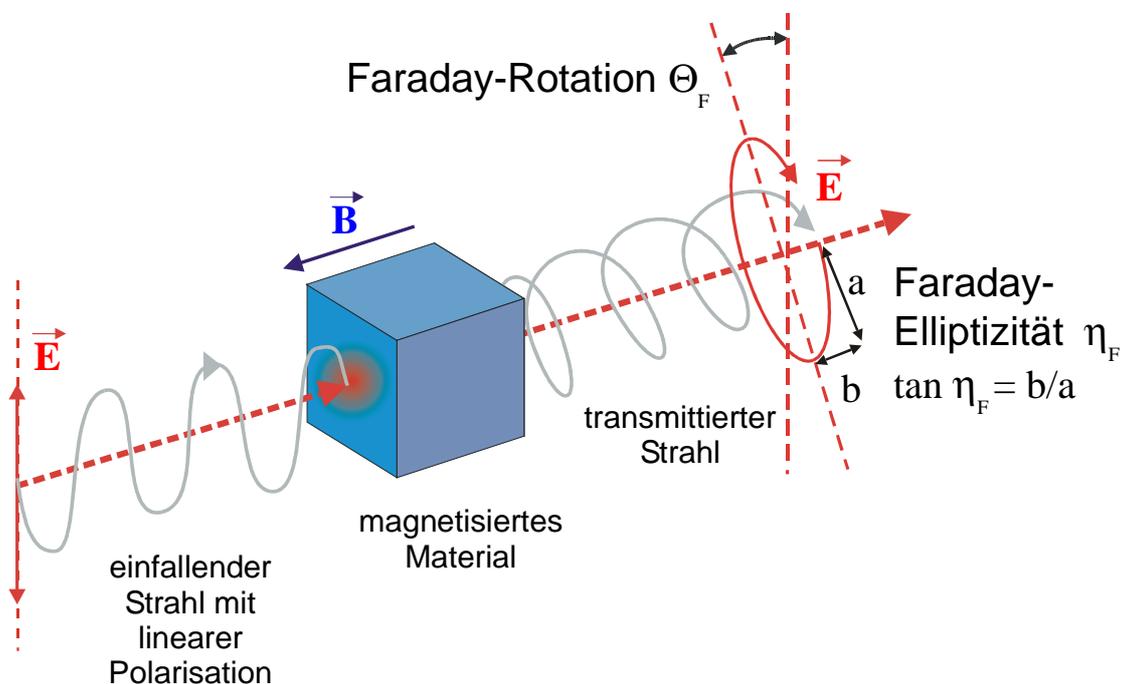


Abb. 3.1
Schematische Darstellung des magnetooptischen Faraday-Effekts

3.2 Lorentz-Theorie für Elektronenbewegung in Magnetfeldern

Zur physikalischen Erklärung des Faraday-Effektes soll hier die Lorentz-Theorie für gebundene Elektronen im Magnetfeld herangezogen werden, was in Anlehnung an [Fum 1998] geschieht. Dabei wird angenommen, daß sich das Elektron in einer Bindung mit harmonischem Potential und in einem Magnetfeld befindet. Es wird dann durch eine elektromagnetische Lichtwelle zu Oszillationen angeregt; durch die so entstandene Bewegung erfährt es dann zusätzlich zu den Bindungskräften noch eine Lorentzkraft $F_L = \frac{e}{c} \dot{\vec{x}} \times \vec{H}$, die Bewegungsgleichung der Elektronen lautet also:

$$m_e \ddot{\vec{x}} + m_e \gamma \dot{\vec{x}} + f \vec{x} = e \vec{E}_0 e^{i\omega t} + \frac{e}{c} \dot{\vec{x}} \times \vec{H} . \quad \text{Gl. 3-3}$$

Hier ist m_e die Elektronenmasse; γ bezeichnet die Dämpfung, f die Bindungskräfte der Elektronen. Wird jetzt - wie in der typischen Geometrie des Faraday-Effektes - das Magnetfeld $\vec{H} = (0, 0, H_z)$ in z-Richtung angelegt und diese Richtung auch als Ausbreitungsrichtung gewählt - wodurch $\vec{E}_0 = (E_x, E_y, 0)$ wird - so ergibt Gl. 3-3 in Komponentenschreibweise

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x &= \frac{e}{m_e} E_x e^{i\omega t} + \omega_c \dot{y} \\ \ddot{y} + \gamma \dot{y} + \omega_0^2 y &= \frac{e}{m_e} E_y e^{i\omega t} - \omega_c \dot{x} \\ \ddot{z} + \gamma \dot{z} + \omega_0^2 z &= 0 \end{aligned} \quad \text{Gl. 3-4}$$

Benutzt werden hier die Ausdrücke der Resonanzfrequenz des Resonators ohne Magnetfeld $\omega_0^2 = \frac{f}{m_e}$ sowie $\omega_c = \frac{eH}{m_e c}$, die sogenannte Zyklotronfrequenz.

Sofort zu erkennen ist, daß die Differentialgleichungen für die x- und die y-Komponente durch die Lorentzkraft gekoppelt werden. Da das System bezüglich der z-Achse rotationsinvariant ist, empfiehlt sich zum Lösungsansatz die Nutzung von zirkular polarisierten Lichtwellen der Form

$$\vec{E}_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} E_0 e^{i\omega t} (\vec{e}_x \pm i \vec{e}_y) . \quad \text{Gl. 3-5}$$

\vec{e}_x, \vec{e}_y sind hier die Einheitsvektoren in x- und y-Richtung. \vec{E}_+ wird auch als rechtszirkular (RZP), \vec{E}_- als linkszirkular polarisiertes Licht (LZP) bezeichnet.

3.2: Lorentz-Theorie für Elektronenbewegung in Magnetfeldern

In Abb. 3.2 ist dargestellt, wie sich verschiedene Polarisationszustände des Lichtes als Überlagerung zweier RZP- und LZP- Teilwellen darstellen lassen, die sich in Phase und Amplitude unterscheiden.

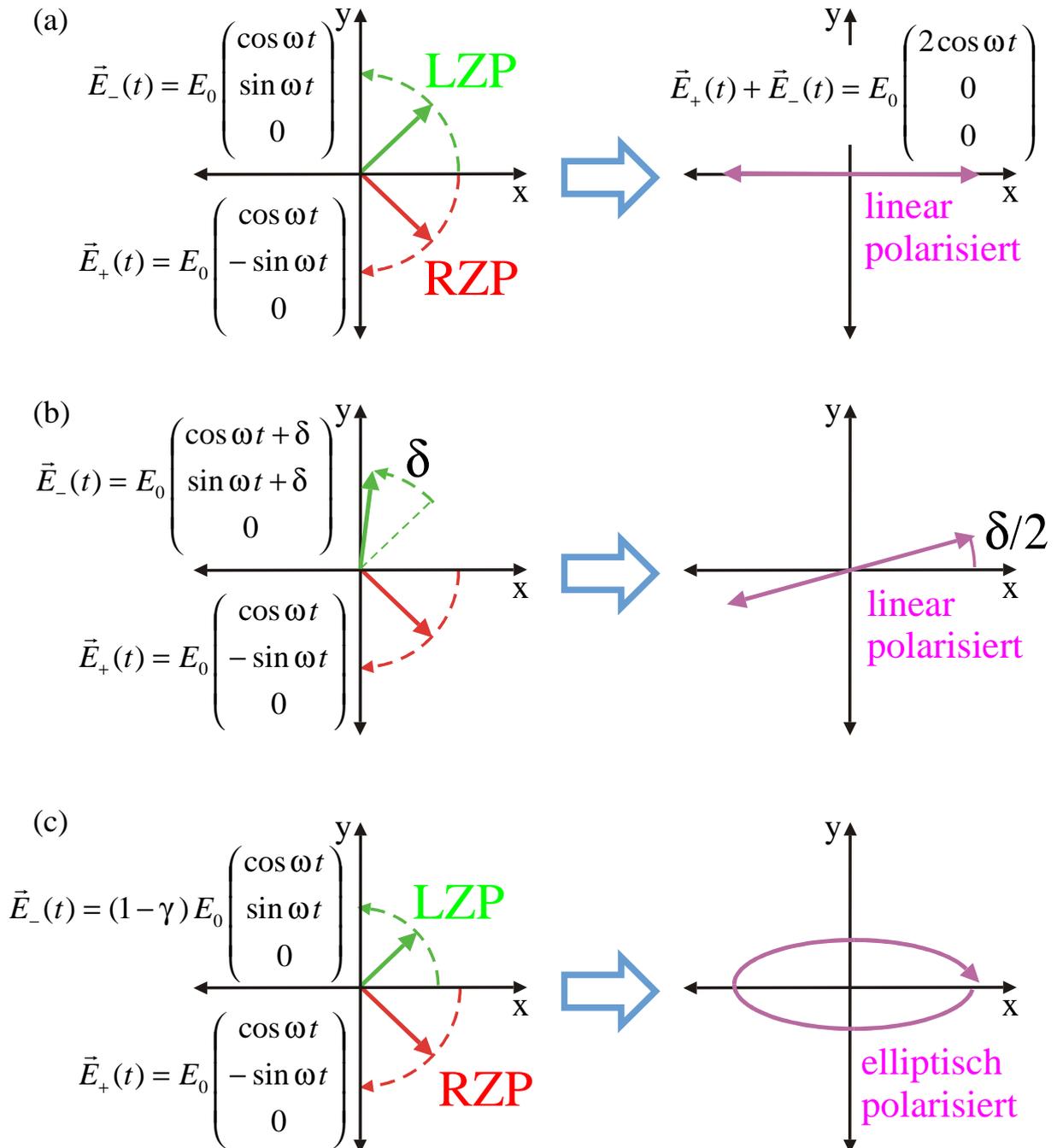


Abb. 3.2

Darstellung polarisierten Lichtes in zirkularer Basis:

(a): Linear polarisiertes Licht als Überlagerung zweier zirkularer Wellen gleicher Amplitude und Phase.

(b) Phasenverschiebung einer zirkularen Teilwelle führt zu Rotation der Polarisationsachse.

(c) Dämpfung einer Teilwelle führt zu Elliptizität

Aus den drei Teilen von Gl. 3-4 lassen sich die Dielektrizitätskonstante ϵ und die optische Leitfähigkeit σ berechnen. Durch die Kopplung zwischen den x- und y-Komponenten des Gleichungssystems werden die Größen jedoch zu Tensoren mit von Null verschiedenen Nichtdiagonalelementen. Es gilt also schließlich für die Stromdichte \vec{J} und die dielektrische Verschiebung \vec{D}

$$\vec{J} = \underline{\underline{\tilde{\sigma}}}\vec{E} = \begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{xx} & \tilde{\sigma}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\sigma}_{xy} & \tilde{\sigma}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\sigma}_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} , \quad \text{Gl. 3-6}$$

$$\vec{D} = \underline{\underline{\tilde{\epsilon}}}\vec{E} = \begin{pmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} & \tilde{\epsilon}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\epsilon}_{xy} & \tilde{\epsilon}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\epsilon}_{zz} \end{pmatrix} \vec{E} . \quad \text{Gl. 3-7}$$

Die \vec{E}_+ und \vec{E}_- aus Gl. 3-5 sind Eigenfunktionen dieser Tensoren, folglich existieren für sie skalare $\tilde{\epsilon}_\pm$ und $\tilde{\sigma}_\pm$ für die

$$\tilde{\sigma}_\pm = \tilde{\sigma}_{xx} \mp i\tilde{\sigma}_{xy} , \quad \text{Gl. 3-8}$$

$$\tilde{\epsilon}_\pm = \tilde{\epsilon}_{xx} \mp i\tilde{\epsilon}_{xy} \quad \text{Gl. 3-9}$$

gilt.

Mit Hilfe der durch Lösung der Wellengleichung für elektromagnetische Wellen [Fum 1998] herzuleitenden Gleichung

$$\mu \tilde{\epsilon} = \tilde{n}^2 = (n - ik)^2 \quad \text{Gl. 3-10}$$

folgen zwei verschiedene Brechungszahlen n_\pm und Absorptionsindizes k_\pm für rechtszirkular und linkszirkular polarisierte Lichtwellen \vec{E}_+ und \vec{E}_- entsprechend Gl. 3-5. Oft werden sie in Form eines komplexen Brechungsindex $\tilde{n}_\pm = n_\pm + ik_\pm$ zusammengefaßt. Das Material zeigt also eine magnetisch induzierte, zirkulare Doppelbrechung bzw. für $k_\pm \neq 0$ einen zirkularen Dichroismus.

Durch Rechnungen, die anhand von Abb. 3.2 (b) und (c) nachvollziehbar werden, folgt für die Faraday-Rotation

$$\theta_F = \frac{\omega d}{2c} (n_+ - n_-) , \quad \text{Gl. 3-11}$$

wobei d die durchlaufene Schichtdicke des magnetisierten Materials darstellt.

Ebenso ergibt sich die Faraday-Elliptizität zu

$$\eta_F = \frac{\omega d}{2c} (k_+ - k_-) . \quad \text{Gl. 3-12}$$

Aus dem Tensor der optischen Leitfähigkeit $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$ aus Gl. 3-6, der über die Beziehung

$$\underline{\underline{\tilde{\epsilon}}} = 1 - \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \underline{\underline{\tilde{\sigma}}} \quad \text{Gl. 3-13}$$

mit dem Dielektrizitätstensor verknüpft ist, lassen sich Ausdrücke für die Faraday-Rotation und Elliptizität als Funktion der Tensorelemente gewinnen; diese lauten

$$\theta_F = \frac{2\pi d}{c} \frac{n \Re(\tilde{\sigma}_{xy}) - k \Im(\tilde{\sigma}_{xy})}{n^2 + k^2} , \quad \text{Gl. 3-14}$$

$$\eta_F = \frac{2\pi d}{c} \frac{k \Re(\tilde{\sigma}_{xy}) + n \Im(\tilde{\sigma}_{xy})}{n^2 + k^2} , \quad \text{Gl. 3-15}$$

wobei n und k Brechungsindex und Absorbtionszahl des unmagnetisierten Materials und d wiederum die durchlaufene Materialdicke sind [Fum 1998].

Faraday-Rotation und Elliptizität sind also Folgen der durch die Kopplung der Bewegungsgleichungen in Gl. 3-4 induzierten Nichtdiagonal-Elemente $\tilde{\sigma}_{xy}$ des optischen Leitfähigkeitstensors $\underline{\underline{\tilde{\sigma}}}$. Mittels Symmetriebetrachtungen dieses Tensors läßt sich zeigen, daß bei einer Entwicklung der Elemente die Diagonalelemente von den geraden und die Nichtdiagonalelemente von den ungeraden Potenzen des Magnetfeldes abhängen [Lan 1974]. In erster Ordnung sind deshalb die magnetooptischen Effekte linear von der Materialmagnetisierung abhängig, was die in Gl. 3-2 dargestellte experimentelle Erfahrung verifiziert.

4 Das magnetooptische Rasternahfeldmikroskop

4.1 Rastersondenmikroskopie

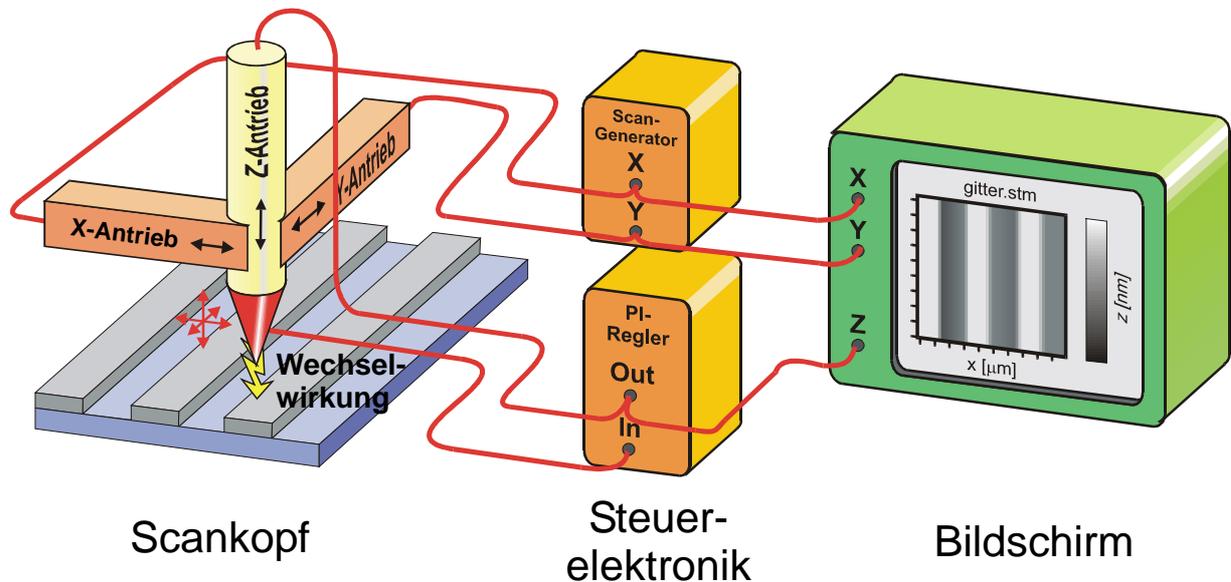


Abb. 4.1
Prinzip eines Rastersondenmikroskops

Das Verfahren der Rastersondenmikroskopie ist im Prinzip schon mehr als drei Jahrzehnte lang bekannt, denn Arbeiten mit Mikroskopen, bei denen die Abbildung der Probe durch ein Abtasten von deren Oberfläche entsteht, wurden bereits 1967 veröffentlicht [Wil 1967]. Ihren großen Durchbruch erlebte diese Technik jedoch erst mit der Vorstellung des Rastertunnelmikroskops durch Binnig und Rohrer [Bin 1982] und dessen ungeheurer Popularität seit der Verleihung des Nobelpreises an seine beiden Erfinder im Jahre 1986.

Prinzipiell besteht jedes Rastersondenmikroskop aus einem Scankopf, der in der Lage ist, eine Spitze in allen drei Raumrichtungen gegen eine Probenoberfläche zu bewegen. In X- und Y-Richtung wird die Bewegung der Spitze durch einen Scan-Generator gesteuert, der die Probe Zeile für Zeile in einem Raster abtastet. Während dieses Rasterns wird die Z-Koordinate der Spitze der Probenoberfläche nachgeführt. Dies geschieht, indem das Signal einer nahezu beliebigen Wechselwirkung zwischen Spitze und Probe in einen PI-Regler gespeist wird, der diese durch Veränderung der Z-Position konstant hält. Mögliche Wechselwirkungen sind z.B. Tunnelströme oder Kräfte zwischen Spitze und Probenoberfläche.

Auf einem Bildschirm wird während des Ab tastens als Bildsignal zunächst die Z-Position der Spitze aufgetragen - es entsteht also eine Abbildung der Oberfläche anhand einer Fläche mit konstanter Wechselwirkung.

Neben der Aufzeichnung des Z-Signals, das in aller Regel die Topografie der Oberfläche wiedergibt, lassen sich natürlich simultan noch weitere lokale Messungen durchführen. Im Rahmen dieser Arbeit wird es sich dabei um lokale optische und magneto optische Messungen und schließlich im Abschnitt 10 auch um lokale Messungen der Temperatur handeln.

4.2 Der Scankopf für das Rasternahfeldmikroskop

Jeder Scankopf eines Rastersondenmikroskops muß über zwei Mechanismen verfügen:

- Einen "*Feinpositionierantrieb*", der die Spitze beim Ab tastvorgang mit mikroskopischer Reichweite und Präzision in allen drei Raumrichtungen über die Probe bewegen kann.
- Einen "*Grobpositionierantrieb*", der die Spitze aus einer makroskopischen Entfernung - z. B. nach deren Einbau in das Gerät - in den Fahrbereich des Feinpositionierantriebs transportiert.

Zur Feinpositionierung, also zur Scanbewegung werden in den heute gebräuchlichen Rastersondenmikroskopen piezokeramische Stellelemente verwendet. Solche Bauteile aus einem vorpolarisierten, piezoelektrischen Material verändern durch Anlegen eines elektrischen Feldes ihre äußeren Abmessungen im Bereich von bis zu einigen Mikrometern. Auf der an sich isolierenden Keramik sind in der Regel Metallelektroden aufgebracht; durch Anlegen einer elektrischen Spannung an diese Elektroden entsteht dann in der Keramik ein Feld, das je nach Ausrichtung relativ zur Polarisierung zu einer Kontraktion oder Elongation einer Dimension des Stellelements führt.

Die Ausdehnungskonstanten gebräuchlicher Stellelemente liegen im Bereich einiger Ångström pro Volt angelegter Spannung; mit einer präzisen elektrischen Steuerung sind so durchaus Stellgenauigkeiten bis in den Pikometer-Bereich möglich.

Um bei derartig präzisen Positionieraufgaben Problemen durch Vibrationen und Kriechen des Aufbaus vorzubeugen, empfiehlt es sich, den gesamten Scanmechanismus aus Grob- und Feinantrieb so klein wie irgend möglich zu halten. Durch eine Verkleinerung der Abmessungen steigen die mechanischen Resonanzfrequenzen (in der Regel in zweiter Potenz) an und es läßt sich so ver-

meiden, daß es im Bereich der häufig vorkommenden Störfrequenzen bis zu einigen hundert Hertz zu Resonanzen kommt. Außerdem verkleinert sich mit den Abmessungen auch die thermische Ausdehnung des Geräts, es wird also unempfindlicher gegen Temperaturschwankungen.

Der Scankopf des in dieser Arbeit vorgestellten Mikroskops entstand deshalb in Form zweier koaxialer Piezo-Stellelemente. Zur Bewegung der Probe in x- und y-Richtung wird ein Piezorohr mit vierfach segmentierter Elektrode genutzt; zur Bewegung der Spitze in z-Richtung kommt ein Piezo-Schrittmotor zum Einsatz, der in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt werden soll. Auf diese Weise ergibt sich ein kompakter Scankopf, der in Abb. 4.3 (b) dargestellt ist.

4.2.1 Segmentierte Piezorohre zur Scanbewegung

Als sehr kompaktes Bauteil zur Konstruktion eines Verstellmechanismus in lateraler Richtung haben sich Piezokeramik-Röhrchen mit vierfach segmentierter Außenelektrode bewährt; deren Anwendung für die Rastersondenmikroskopie wurde erstmals in [Bin 1986] beschrieben.

Durch Anlegen einer antisymmetrischen Spannung an zwei gegenüberliegende Elektroden verbiegt sich das Rohr in einer Raumrichtung, was zum Einstellen der Scanposition in x- und y-Richtung genutzt wird; Anlegen gleicher Spannung an alle Segmente verlängert bzw. verkürzt das Rohr, was eine z-Stellmöglichkeit bietet.

Nach [Che 1992] läßt sich die laterale Auslenkung δ - also die Verbiegung - berechnen zu

$$\delta_{x,y}(U_{x,y}) = \frac{2\sqrt{2}d_{31}L^2}{\pi D h} U_{x,y} \quad , \quad \text{Gl. 4-1}$$

hierbei sind d_{31} das Tensorelement der transversalen Ausdehnungskonstante des Piezos sowie L die Länge, D der Durchmesser und h die Wandstärke des Rohres. Ragt eine steife Spitze um die Strecke l über das Rohrende hinaus, so vergrößert sich deren Auslenkung auf

$$\Delta_{x,y}(U_{x,y}) = \frac{2\sqrt{2}d_{31}L^2}{\pi D h} U_{x,y} \left(1 + \frac{l}{\frac{1}{2}L} \right) \quad , \quad \text{Gl. 4-2}$$

was einfach durch den Strahlensatz zu beweisen ist.

Die Strukturen, die mit dem Mikroskop abgebildet werden sollen, liegen im Bereich zwischen Mikro- und Nanometern. Das schließlich eingesetzte segmen-

4.2: Der Scankopf für das Rasternahfeldmikroskop

tierte Scanpiezo mit den Abmessungen $L = 25,4$ mm, $D = 5,15$ mm, $h = 0,6$ mm und einer Verlängerung $l = 9$ mm sollte mit $d_{31} = 2,62 \cdot 10^{-10}$ m/V [Sta] bei etwa ± 120 V bipolarer Betriebsspannung aus einem Hochspannungsverstärker eine Scanweite von etwa $20 \mu\text{m}$ erzielen. Diese Größe wurde später vom montierten Mikroskop auch relativ genau erreicht und anhand von Messungen an einer CD-Preßmatrize kalibriert, deren Spuraabstand mit $1,6 \mu\text{m}$ bekannt ist [IEC 1987]. Die Scanweite reicht aus, um auch größere Strukturen abzubilden und einen gewissen Überlappungsbereich mit einem konventionellen Lichtmikroskop zu bieten. Auf der anderen Seite sind mit dem Rohr - wie in Abschnitt 4.3.1 gezeigt - auch Stellgenauigkeiten in atomarer Größenordnung möglich.

4.2.2 Der "Nanomotor" als kombinierter Grob- und Feinpositionierer

Neben dem Scanrohr wird noch ein weiterer Mechanismus benötigt, der die Grobpositionierung der Spitze übernimmt. Um den gesamten Scanmechanismus wie in Abschnitt 4.1 erläutert möglichst klein zu halten, kommt hier ein sogenannter "Nanomotor" zum Einsatz.

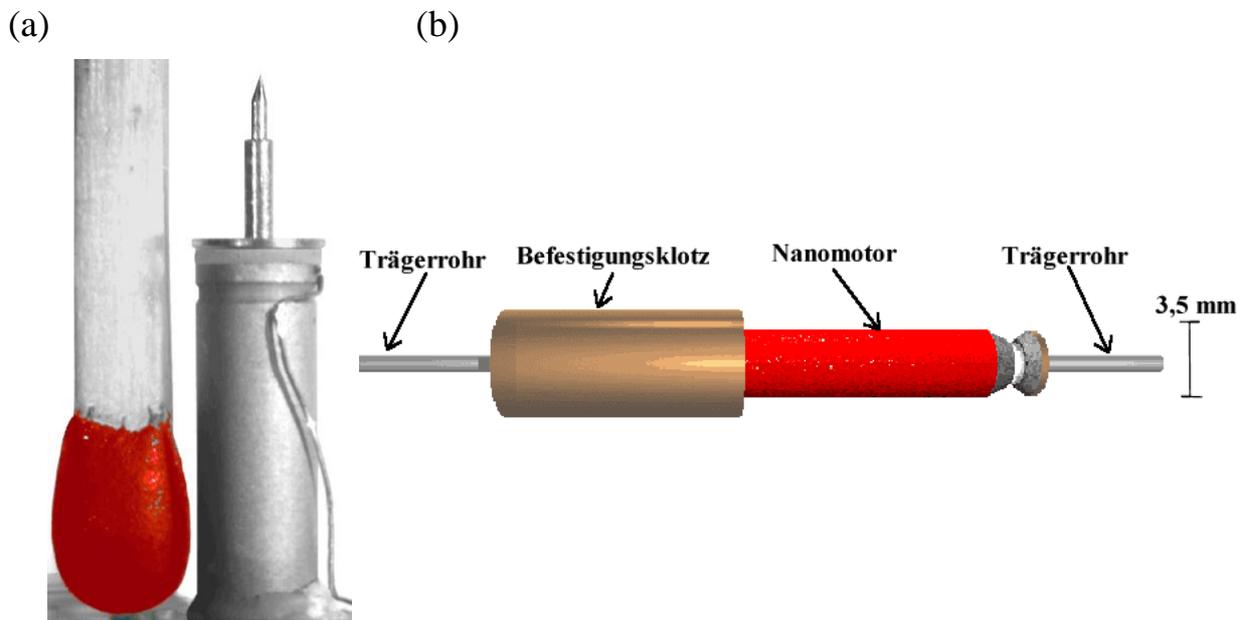


Abb. 4.2

Ansichten des Nanomotors: (a) Fotografie im Größenvergleich mit einem Streichholzkopf; (b) Schematische Darstellung der Komponenten. Foto und Grafik: [Klo].

Beim Nanomotor [Klo] handelt es sich um einen kombinierten Grob- und Feintrieb auf Piezo-Basis. Im Inneren eines Piezorohres (Abb. 4.2(b) rechts) befindet sich ein Trägerrohr, welches die Nutzlast des Motors trägt und das mittels einer Gleitverbindung im Piezo befestigt ist. Wird an das Piezo eine

Spannung angelegt, so dehnt es sich aus und bewegt das Trägerrohr mit piezokeramischer Stellauflösung entlang der Rohrachse. Reicht der lineare Stellweg des Piezorohres zum Erreichen der Zielposition nicht aus, werden Spannungspulse angelegt; die Haftung des Trägerrohres im Piezo reißt dann ab, das Trägerrohr gleitet durch das Piezo. Auf diesem Weg sind Schritte des Trägerrohres entlang der Achse über eine Strecke von mehreren Millimetern möglich. Werden die Pulsformen so eingestellt, daß die Schrittweiten kleiner sind als der lineare Stellweg des Piezos, läßt sich jeder Punkt innerhalb des Fahrweges mit Piezo-Stellauflösung erreichen. Im Schrittbetrieb sind Stellkräfte bis zu etwa 0,1 N möglich.

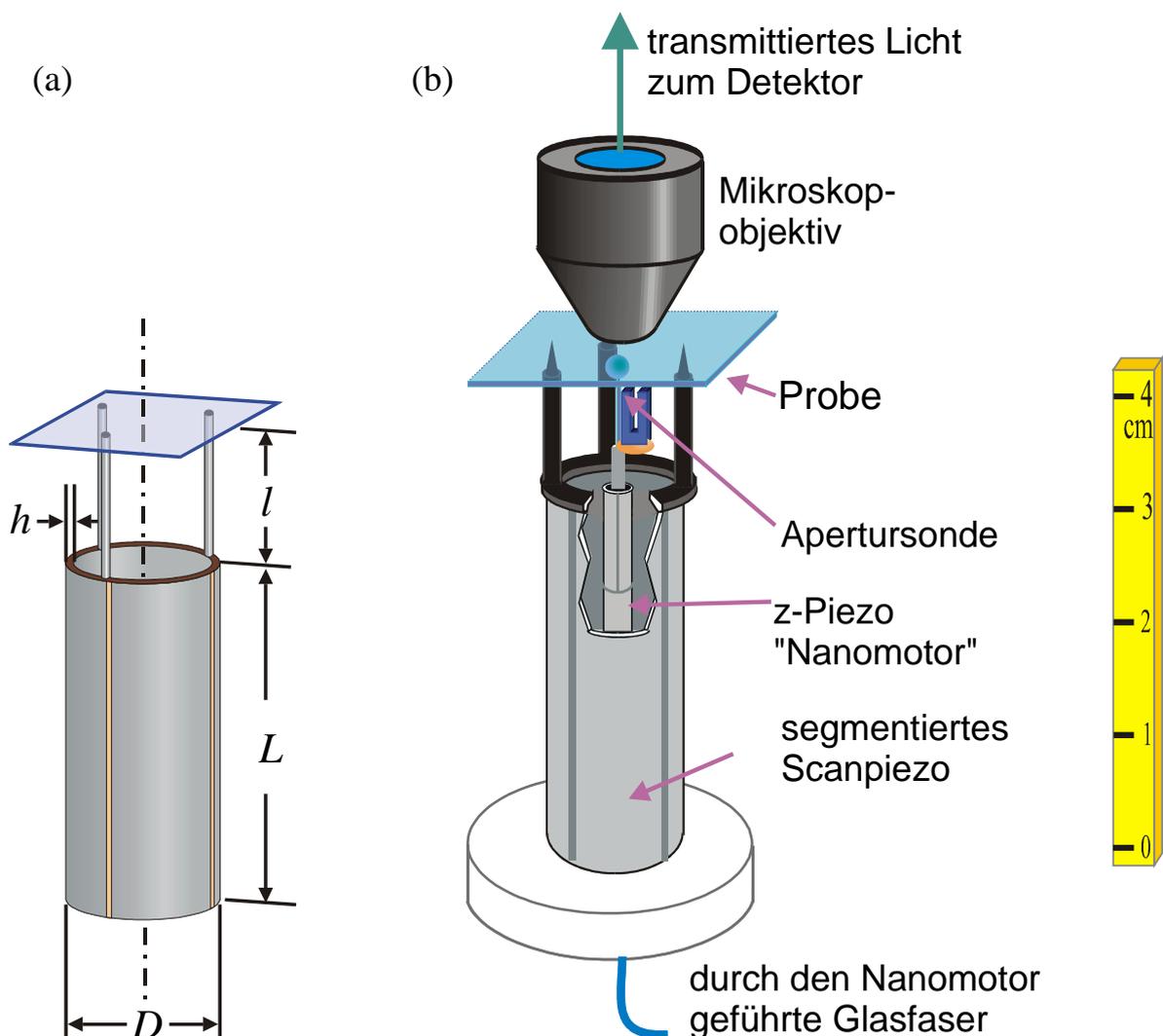


Abb. 4.3

(a) Ansicht eines vierfachsegmentierten Scanpiezos mit den für die Scanweite entscheidenden Abmessungen; (b) Schema des Scankopfes aus einem coaxialen Aufbau aus dem Scanrohr und einem Nanomotor.

Trotz dieser erstaunlichen Leistungen ist der Motor außerordentlich kompakt: Der Durchmesser des eigentlichen Motors beträgt in der kleinsten Version nur etwa 3,5 mm. Dadurch läßt sich der komplette Motor koaxial ins Innere des Scanpiezos einsetzen. Der Motor wird in unterschiedlichen Längen angeboten; es wurde eine Länge gewählt die der des Scanpiezos entspricht.

Beim Trägerrohr handelt es sich um eine hohle Metallröhre, die durch den gesamten Motor hindurch verläuft. Eine Glasfaser läßt sich problemlos durch dieses Rohr fädeln, so daß sich der Motor in geradezu idealer Weise als Träger einer Nahfeldsonde anbietet.

Bei koaxialem Einbau in das Scanpiezorohr kann der Nanomotor sowohl als Grobpositionierantrieb zum Heranfahren der Spitze an die Probe als auch zur Feinpositionierung während des Scans benutzt werden. Gesteuert wird er dabei durch eine elektronische Schaltung, die ursprünglich zum Betrieb eines Rastertunnelmikroskops entwickelt wurde [Klo]. Ein hier implementierter Regelkreis steuert die Motorposition zunächst über den linearen Piezo-Stellweg; reicht dieser nicht mehr aus, wird solange in den Schrittbetrieb geschaltet, bis die Zielposition wieder innerhalb des linearen Stellbereichs liegt.

Als Regelsignal ist in der Steuerelektronik eigentlich ein Tunnelstrom zwischen einer auf dem Trägerrohr montierten Spitze und einer Probenoberfläche vorgesehen. Allerdings lassen sich problemlos auch andere Regelsignale einspeisen. Auf mögliche Signalquellen zur Abstandsregelung einer Nahfeldsonde soll im folgenden eingegangen werden.

4.3 Methoden zur Regelung des Spitze-Probe-Abstandes

Wie im Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, muß sich zur Ausnutzung nahfeldoptischer Effekte das zu untersuchende Objekt in unmittelbarer Nähe der Sub- λ -Lichtquelle befinden, um von deren evaneszenten Feldanteilen erreicht zu werden. Da die evaneszenten Felder exponentiell in den Raum hin abfallen, muß zum Erzielen eines stabilen Signals der Abstand zwischen der Lichtquelle und der Probe ständig aktiv geregelt werden. In der Praxis sind die Sub- λ -Lichtquellen sehr zerbrechlich, so daß eine empfindliche Abstandsregelung eingesetzt werden muß.

In den Arbeiten zur optischen Nahfeldmikroskopie werden vor allem zwei Mechanismen für diese Regelung eingesetzt, die nachfolgend erläutert werden sollen.

4.3.1 Abstandsregelung mittels Tunnelstrom zwischen Spitze und Probe

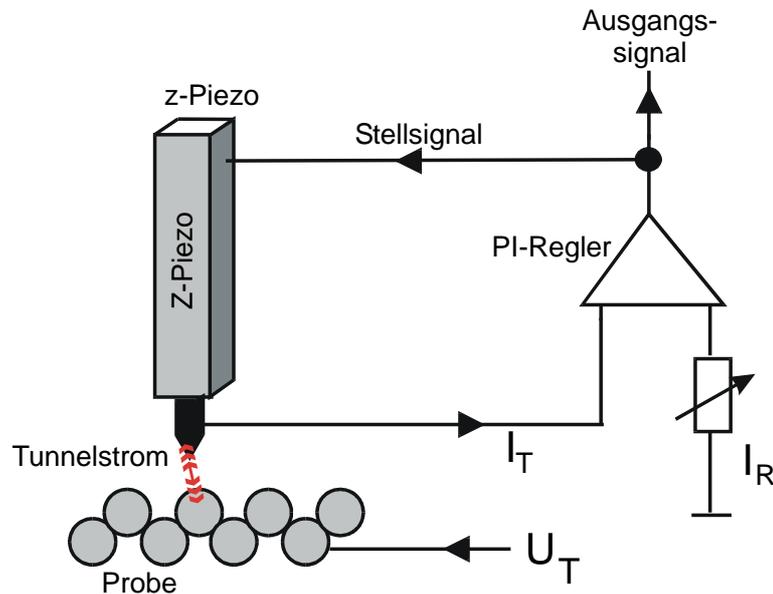


Abb. 4.4

Schema eines geregelten Tunnelkontaktes zwischen einer Metallspitze und einer leitfähigen Oberfläche.

Das Rastertunnelmikroskop hat sich seit seiner Entwicklung durch Binnig und Rohrer [Bin 1982] als zuverlässiges Werkzeug zur Oberflächenabbildung bewährt. Es existieren eine Vielzahl von Nachbauten und kommerziellen Geräten, die notwendigen Techniken sind bekannt und weit verfügbar. Insofern lag es nahe, auch die Abstandsregelung eines optischen Rasternahfeldmikroskops mittels eines Tunnelstroms zwischen der Spitze und der Probenoberfläche durchzuführen, wie schematisch in Abb. 4.4 dargestellt. Für einen Tunnelstrom durch den (Vakuum-) Spalt zwischen einer Spitze und einer Probenoberfläche gilt näherungsweise für zwei metallische Kontaktpartner [Ham 1991] in Abhängigkeit von der Spaltdicke d :

$$I_{\text{Tunnel}}(d) \propto \exp[-d] \quad \text{Gl. 4-3}$$

Problematisch ist dabei jedoch, daß die Oberflächen von Spitze und Probe elektrisch leitend und wegen der extrem geringen Tunneldistanzen - in der Praxis lediglich einige Nanometer - auch frei von Oxidschichten sein müssen, damit ein Tunnelkontakt zustande kommt, der auch während der Bildaufnahme stabil bleibt. Diese Anforderung wird an Luft fast ausschließlich von Edelmetallen erfüllt. Weil von vornherein abzusehen war, daß die zu untersuchenden magnetischen Proben nicht aus solchen Materialien bestehen würden, kam der Tunnelstrom als Verfahren zur Abstandsregelung nicht in Frage.

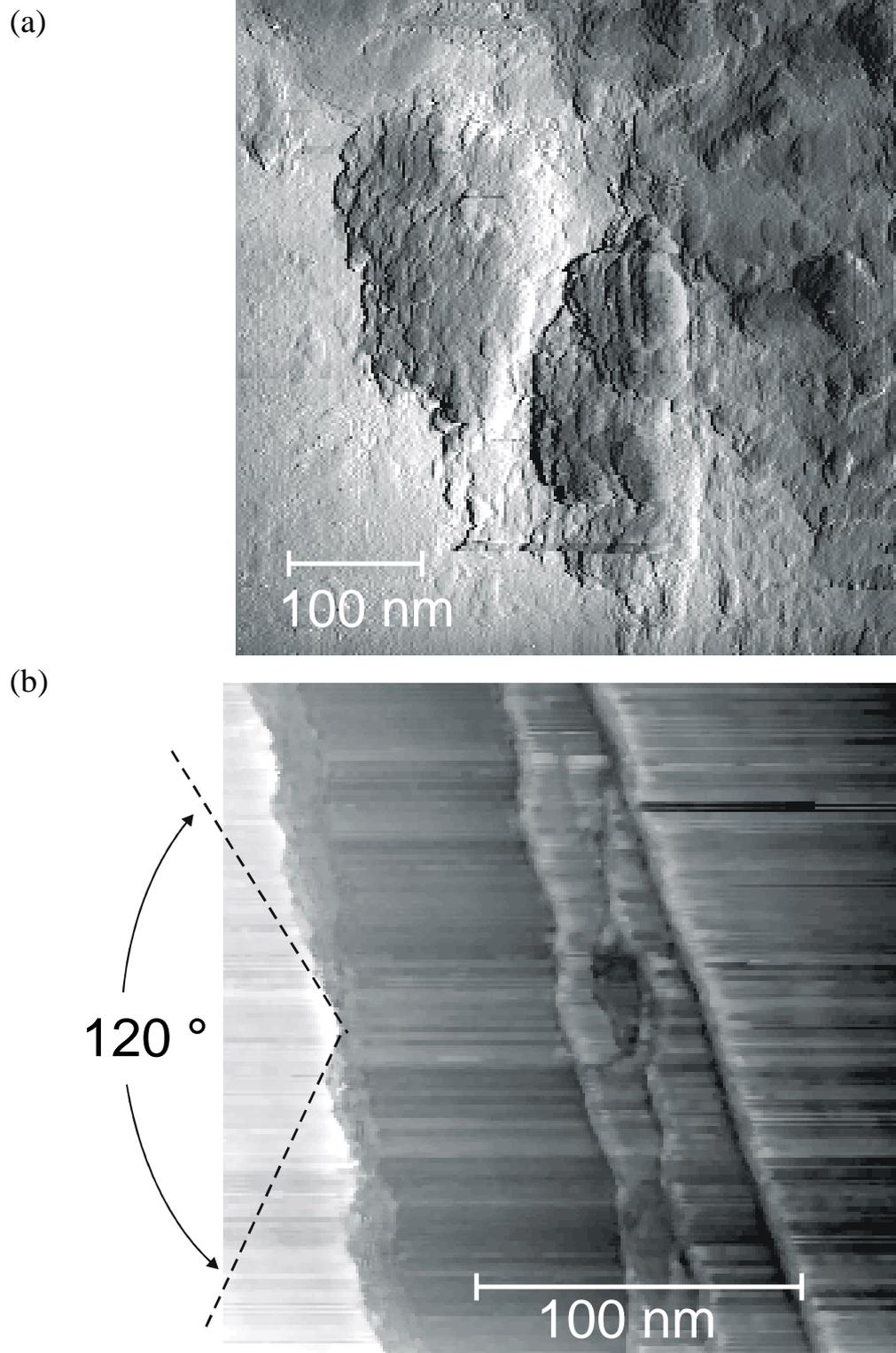


Abb. 4.5

Beispiele für Aufnahmen des SNOM-Scankopfes im STM-Modus:

(a) Aufnahme eines aufgedampften Goldfilms;

(b) Aufnahme der Oberfläche eines HOPG-Kristalls (Highly Oriented Pyrolytic Graphite).

Allerdings wurde in einen Vorversuch der Scankopf des SNOMs als Rastertunnelmikroskop betrieben, um die Funktion der Scanpiezos und der Software zu testen. Anstelle einer Glasfaserspitze wurde in diesem Fall das Ende eines Drahtes aus einer PtIr-Legierung benutzt, die keine Oxidschicht ausbildet. Die für den Test verwendete Probe war zunächst ein durch Sputterdeposition hergestellter Goldfilm. Die in Abb. 4.5 (a) dargestellte Oberfläche des Films zeigt eine Struktur von Hügeln mit Größen zwischen 10 und einigen hundert Nanometern, die für dieses Material typisch ist [Sch 1988].

Um noch weitere Oberflächen von genauer bekannter Struktur untersuchen zu können, wurde als weitere Probe ein HOPG-Kristall („Hoch-Orientierter Pyrolytischer Graphit“) verwendet. Deutlich sichtbar sind in Abb. 4.5 (b) die Stufenkanten monoatomarer Terrassen, die eine Höhe von je 3,35 Å haben [Hel 1986]. Aufgrund der hexagonalen Struktur des Kristalls zeigen die Ecken der Stufen an vielen Stellen einen Winkel von 120 °.

4.3.2 Abstandsregelung durch Scherkräfte

Dieses Verfahren geht auf Betzig et al. zurück [Bet 1992a] und nutzt Scherkräfte - also laterale Reibungskräfte zwischen der Spitze und der Probenoberfläche - zur Distanzregelung während der Bildaufnahme.

Dazu wird zunächst die Spitze zu einer lateralen Schwingung angeregt - in der Regel durch ein Piezokeramik-Element, das im folgenden als „Dither-Piezo“ bezeichnet werden soll. Wird jetzt die Spitze an die Probenoberfläche ange nähert, so wird - beginnend bei einem Abstand von etwa 10 nm - die Schwingung der Spitze stark abgedämpft. Eine Messung dieser Dämpfung ist in Abb. 4.6 (b) wiedergegeben.

Ausgehend von der Bewegungsgleichung für eine gedämpfte Schwingung mit periodischer Anregung [Kuc 1991]

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial x}{\partial t} + \omega_0^2 x = A_0 \sin(\omega t) \quad \text{Gl. 4-4}$$

wird für den Abklingkoeffizienten δ der Dämpfung eine Addition aus einem räumlich konstanten und einem abstandsabhängigen Anteil angenommen, der umgekehrt proportional zum Abstand ist:

$$\delta = \delta_0 + \delta(z) \quad \text{mit} \quad \text{Gl. 4-5}$$

$$\delta(z) = \gamma/z \quad \text{Gl. 4-6}$$

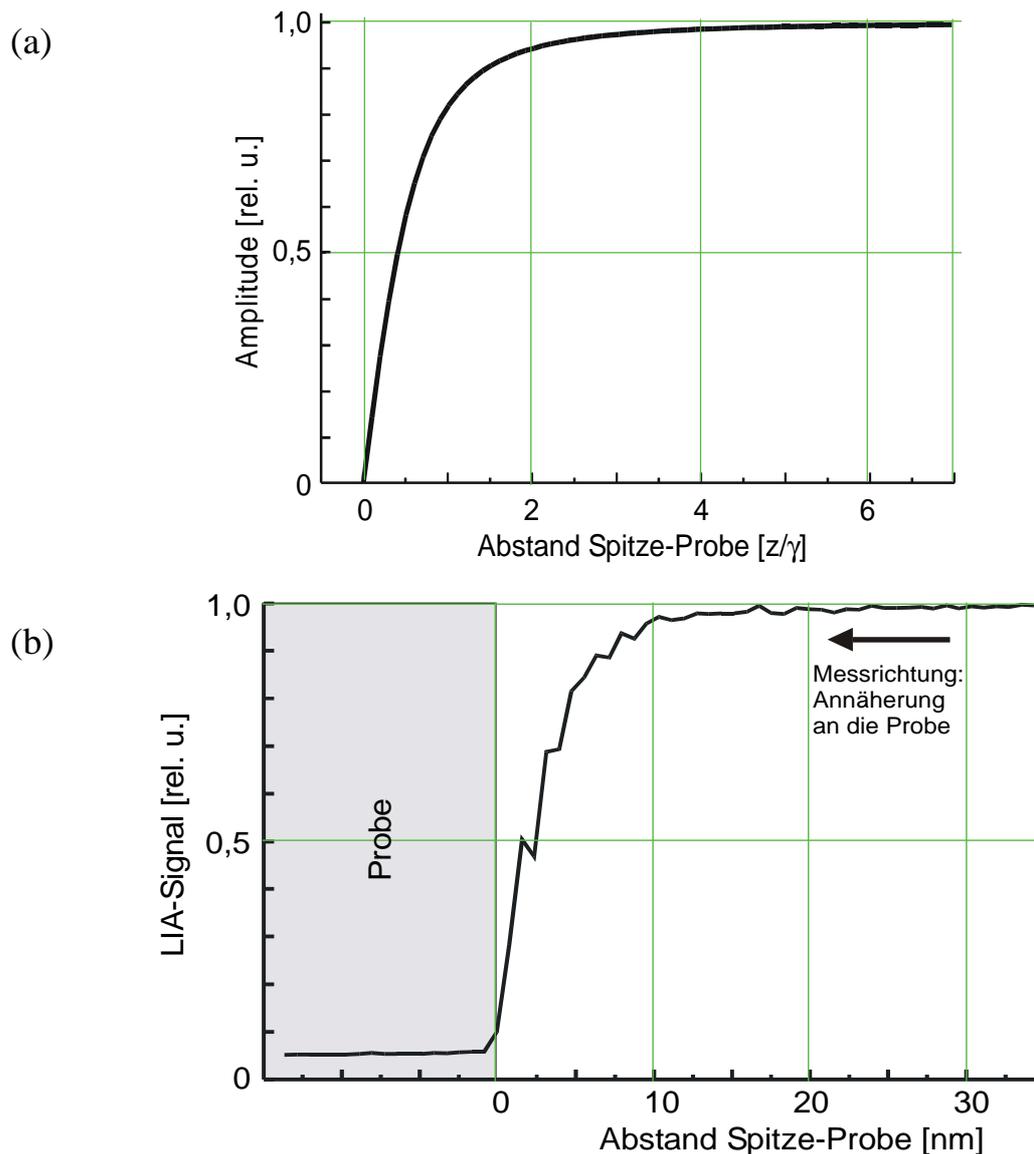


Abb. 4.6

Abfall der Schwingungsamplitude einer quer schwingenden Spitze bei der Annäherung an eine Probenoberfläche. (a): Funktionsplot nach Gl. 4-9; aufgetragen wurde die relative Amplitude über den an γ (vgl. Gl. 4-6) normierten Abstand.

(b): Messung mit einer Glasfaserspitze und einer Glasplatte als Probe. Aufgetragen wurde das Ausgangssignal eines an die Stimmgabel angeschlossenen Lock-In-Verstärkers .

Wird als Lösungsansatz der Gl. 4-4 eine harmonische Schwingung

$$x = A_s(\omega, z) \cos(\omega t + \varphi) \quad \text{Gl. 4-7}$$

verwendet, so ergibt sich für deren Amplitude - für große z - zunächst als Maximum eine Resonanzfrequenz mit

$$\omega_R^2 = \omega_0^2 - 2\delta_0^2. \quad \text{Gl. 4-8}$$

Hier ist ω_0 die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems.

Einsetzen von Gl. 4-4 und Gl. 4-5 ergibt schließlich für die Amplitude

$$A_S(\omega = \omega_R, z) = \frac{1}{2} \frac{A_0}{\sqrt{4\delta_0^4 + 4\left(\delta_0 + \frac{\gamma}{z}\right)^2 (\omega_0^2 - 2\delta_0^2)}}. \quad \text{Gl. 4-9}$$

Abb. 4.6 (a) zeigt einen Funktionsplot von $A_S(\omega = \omega_R, z)$ aus Gl. 4-9. Im Vergleich mit den gemessenen Daten in Abb. 4.6 (b) zeigt sich qualitativ eine gute Übereinstimmung der Rechen- und Messergebnisse. Im Abstandsbereich bis etwa 10 nm fällt die Amplitude durch die Dämpfung stark und monoton ab; dieser Bereich ist für den Aufbau eines Regelkreises geeignet.

Die physikalische Erklärung der Scherkräfte ist bis heute umstritten. Es existiert eine Vielzahl von Erklärungen, die auf Modellen von viskoser Reibung in den Adsorbatschichten der Oberfläche bis hin zu Effekten elektrischer Aufladung der Spitze basieren. Auch ein zeitweiser mechanischer Kontakt der schwingenden Spitze mit der Probenoberfläche und die daraus resultierende (nicht unbedingt) elastische Verformung der Spitze wurde bereits vermutet [Gre 1996]. Einen Überblick über die möglichen Mechanismen liefert z. B. [Bie 1994a].

4.3.3 Messung der Amplitude der Spitzenschwingung mit optischen Verfahren

Die Ausnutzung der in Abschnitt 4.3.2 erläuterten Scherkräfte zur Abstandsregelung erfordert ein Verfahren zur Messung der lateralen Schwingungsamplitude der Nahfeldsonde. Beim ersten vorgestellten Nahfeldmikroskop mit Scherkraft-Abstandsregelung [Bet 1992a] und ebenso bei vielen Nachbauten und den ersten kommerziellen Geräten wurde dazu ein sogenanntes Lichtzeigerverfahren verwendet. Ein Lichtstrahl - in aller Regel ein Laserstrahl - wird auf das Ende der Glasfaser Spitze fokussiert und auf eine Photodiode mit Spalt- oder Kantenblende geleitet. Eine laterale Schwingung der Spitze verursacht dann eine Modulation des Signals der Photodiode, welches - am besten mit einem Lock-In-Verstärker - gemessen werden kann.

Auch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Mikroskop wurde zunächst mit einem solchen Mechanismus ausgestattet, der in Abb. 4.7 schematisch wiedergegeben ist. Der Lichtstrahl eines Halbleiterlasers mit 670 nm Wellenlänge wurde durch den mittels dreier Kugeln geschaffenen Spalt zwischen Scanpiezo und Probenoberfläche auf die Spitze fokussiert. Auf der gegenüberliegenden Seite des Scankopfes wurde dann das Streulicht auf eine Photodiode mit Spaltblende bzw. versuchsweise auf eine positionssensitive Photodiode (PSD) projiziert.

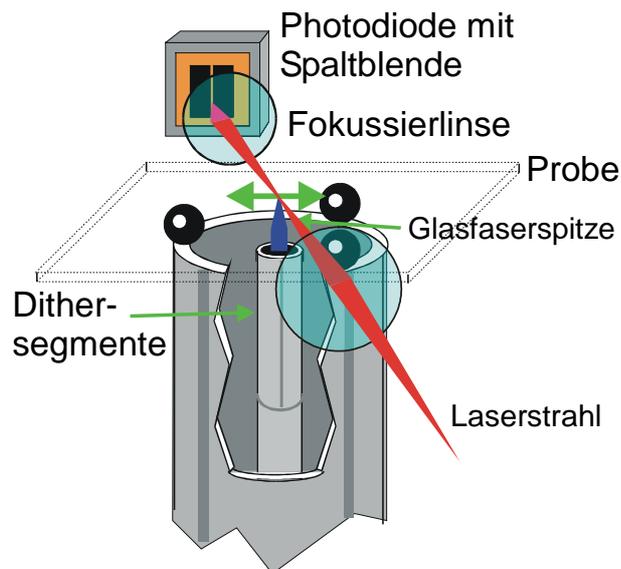


Abb. 4.7

Lichtzeigerverfahren zur Messung der Scherkräfte.

Allerdings zeigten sich sehr rasch eine ganze Reihe von Problemen:

- Der Lichtzeigeraufbau ist - verglichen mit dem kompakten Scankopf - groß und sperrig. Er neigt dadurch zu mechanischen Schwingungen. Außerdem behindert er den Zugriff auf das Mikroskop und verhindert den Betrieb des Scankopfes in beengten Umgebungen, z. B. in Magneten oder im Vakuum.
- Ein nicht unerheblicher Teil des Lichtes aus dem Lichtzeiger gelangt durch Streuung auch zum Photodetektor für die nahfeldoptische Signalmessung. Die Intensität dieses Störlichts kann das eigentliche optische Signal um ein Vielfaches übersteigen. Es muß deshalb ein Sperrfilter für die Wellenlänge des Zeigerlichts in den Strahlengang des Detektors eingesetzt werden, der aber auch das Nutzsignal - insbesondere dessen Polarisation - beeinträchtigt.

Eine andere Möglichkeit der Problemlösung besteht darin, für den Zeigerstrahl einen Laser einzusetzen, dessen Wellenlänge so weit im Infraroten liegt, daß sie von einem im Detektor verwendeten Photomultiplier nicht mehr wahrgenommen wird. Allerdings ist es in diesem Fall sehr schwierig, den Aufbau zu justieren, weil der Strahl auch für das menschliche Auge nicht sichtbar ist. Da jedoch auch der unsichtbare Strahl Augenschäden verursachen kann, liegt darin auch noch ein zusätzliches Risiko für den Benutzer des Mikroskops.

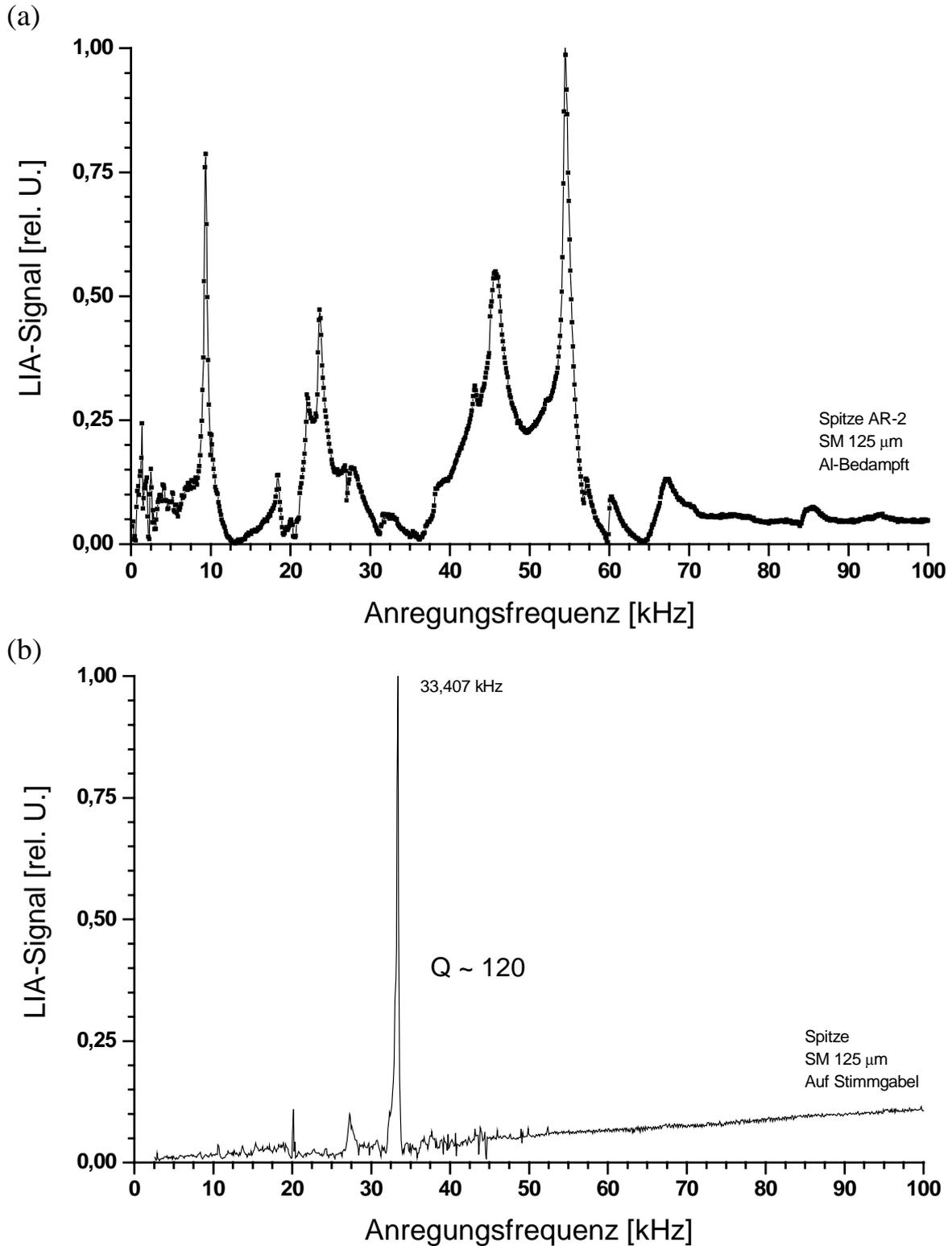


Abb. 4.8

Resonanzkurve der querschwingenden Glasfaser Spitze. (a): Freischwingende Spitze; Messung mit dem Lichtzeigerverfahren. (b): Messung des elektrischen Signals eines Stimmgabelquarzes mit angelebter Spitze.

- Es ist im Falle des Lichtzeigerverfahrens schwierig festzulegen, an welchem Punkt der Spitze die Schwingung abgetastet wird. Wird jedoch die Schwingungsamplitude nicht am Ende der Spitze gemessen, ist nicht sichergestellt, daß eine Annäherung an die Probe auch zu einem signifikanten Rückgang der gemessenen Signalamplitude führt. Im ungünstigsten Fall rammt dann die Spitze unbemerkt in die Probenoberfläche, wobei sie in der Regel zerstört wird.

Diese Schwierigkeiten ließen sehr bald den Wunsch nach einem anderen Detektionsmechanismus aufkommen. Als Alternative bot sich zunächst die Verwendung eines Glasfaser-Interferometers an, das - ursprünglich als Abstandssensor in der Rasterkraftmikroskopie eingesetzt [Rug 1988], [Rug 1989] - auch für die Scherkraft-Abstandsregelung nutzbar ist [Hec 1996]. Hier wird die durch Interferenz entstehende Intensitätsmodulation eines Laserstrahls gemessen, der aus einer zweiten Glasfaser gegen die Seitenfläche der Spitze geworfen wird. Auch dieses Verfahren erfordert allerdings einen seitlichen Zugang zur Spitze und eine relativ aufwendige Justage nach dem Einsetzen einer neuen Spitze.

Bei beiden Meßprinzipien kommt zudem das Problem hinzu, daß die Schwingung eines freien Faserendes gemessen wird. In der Theorie läßt sich die Faser nach dem Modell des freischwingenden Balkens nähern (z.B. [Lan 1986], [Klo 1978] Anwendung in [Hec 1996], [Bie 1994a]) und so eine Resonanzfrequenz für die fundamentale (nullte) Schwingungsmode gewinnen, welche mit L^{-2} von der Länge des schwingenden Stückes abhängt. In dieser Mode befindet sich am äußersten Ende der Faser ein Schwingungsbauch.

Wie in Abb. 4.8 (a) zu erkennen, kommt es jedoch in der Praxis zu einer Vielzahl von Moden mit oft nahe beieinander liegenden Resonanzfrequenzen.

Im Falle höheren Moden ist nicht mehr gewährleistet, daß sich am Ende der Spitze ein Schwingungsbauch befindet. Befindet sich dort aber ein Knoten, so treten bei der Annäherung der Spitze an die Probe keine Scherkräfte auf - die Spitze wird also mit der Probe kollidieren.

4.3.4 Messung der Amplitude der Spitzenschwingung durch Piezokristalle

Eine Lösung aller in Abschnitt 4.3.3 geschilderten Probleme bot sich in der Verwendung eines Meßverfahrens, das die Spitze mechanisch an einen Quarz- oder Piezokristall ankoppelt und dessen elektrisches Ausgangssignal mißt. Möglich sind hier z.B. das Einkleben der Faser in ein segmentiertes Piezoröhrchen [Bar 1996] oder die Verwendung eines Halteklotzes mit mehreren aufgeklebten Piezokristallen [Bru 1997].

Am zweckmäßigsten erschien jedoch ein von Karrai und Grober eingeführtes Verfahren [Kar 1995], die Schwingung der Glasfaserspitze mit einer Quarzstimmgabel zu messen. Dazu lassen sich die Stimmgabeln benutzen, die als Frequenzgeber in Quarz-Uhrwerken verwendet werden und deshalb preiswert erhältlich sind. Die nominelle Resonanzfrequenz der Gabeln beträgt genau 2^{15} Hz (also 32,768 kHz), wodurch sich die für ein Uhrwerk benötigte Frequenz von 1 Hz einfach durch eine Verkettung von Binärteilern gewinnen läßt.

Zur Schwingungsmessung wird eine Glasfaserspitze an die Seitenfläche der Stimmgabel angeklebt und diese wiederum auf dem Trägerrohr des Mikroskops befestigt, wie in Abb. 4.9 (b) dargestellt. Die Stimmgabel ist mit zwei ineinander verschachtelten Elektroden versehen, die zwei Kontakte auf den Seitenflächen besitzen. Schwingt die Gabel, so kann an diesen Kontakten eine Sinusspannung abgegriffen werden, deren Amplitude direkt mit einem Lock-In-Verstärker gemessen werden kann. Das Signal ist mit etwa $27 \mu\text{V}/\text{nm}$ direkt proportional zur Schwingungsamplitude der Gabelzinken [Kar 1995].

Wie aus Abb. 4.8 (b) zu entnehmen, gibt es in der Resonanzkurve einer entsprechend Abb. 4.9 (b) aufgebauten Nahfeldsonde im Bereich bis 100 kHz nur eine einzige deutliche Resonanzfrequenz, die der Grundmode der Stimmgabelschwingung entspricht. Diese Grundmode besteht aus einer in Abb. 4.9 (a) angedeuteten Schwingung der beiden Gabelzinken gegeneinander; es ist also stets eine laterale Schwingung des Spitzenendes gewährleistet, solange die Eigenresonanzfrequenz des überstehenden Faserstücks nicht unter der der Stimmgabel liegt. Der Überstand sollte also möglichst kurz gehalten werden und entsprechend der Ergebnisse der Rechnung aus [Hec 1996] ca. 1,5 mm Länge nicht überschreiten.

Gegenüber der nominalen Resonanz verschiebt sich die Resonanzfrequenz der fertigen Sonden um etwa 1-2 kHz; sie kann im Einzelfall leicht durch das Ausmessen des Resonanzspektrums mittels Verschiebens der Lock-In-Frequenz bestimmt werden.

Die Vorteile dieser Methode der Amplitudenmessung liegen auf der Hand. Zunächst ist durch die Festlegung auf die Grundmode der Stimmgabel die Bewegungsrichtung und Art der Spitze bekannt. Die Resonanzfrequenzen der einzelnen Sonden liegen stets in der gleichen Größenordnung, was die Beschaltung der Elektronik zur Amplitudenmessung erheblich vereinfacht. Beim Wechsel der Sonden sind außer einer erneuten Bestimmung der Resonanzfrequenz keine weiteren Abgleichschritte notwendig.

4.3: Methoden zur Regelung des Spitze-Probe-Abstandes

Nicht zuletzt sind die mit den Gabeln aufgebauten Sonden so klein, daß sie sich problemlos ins Innere des Scankopfes integrieren lassen, dessen Außenraum dann weiter frei bleibt.

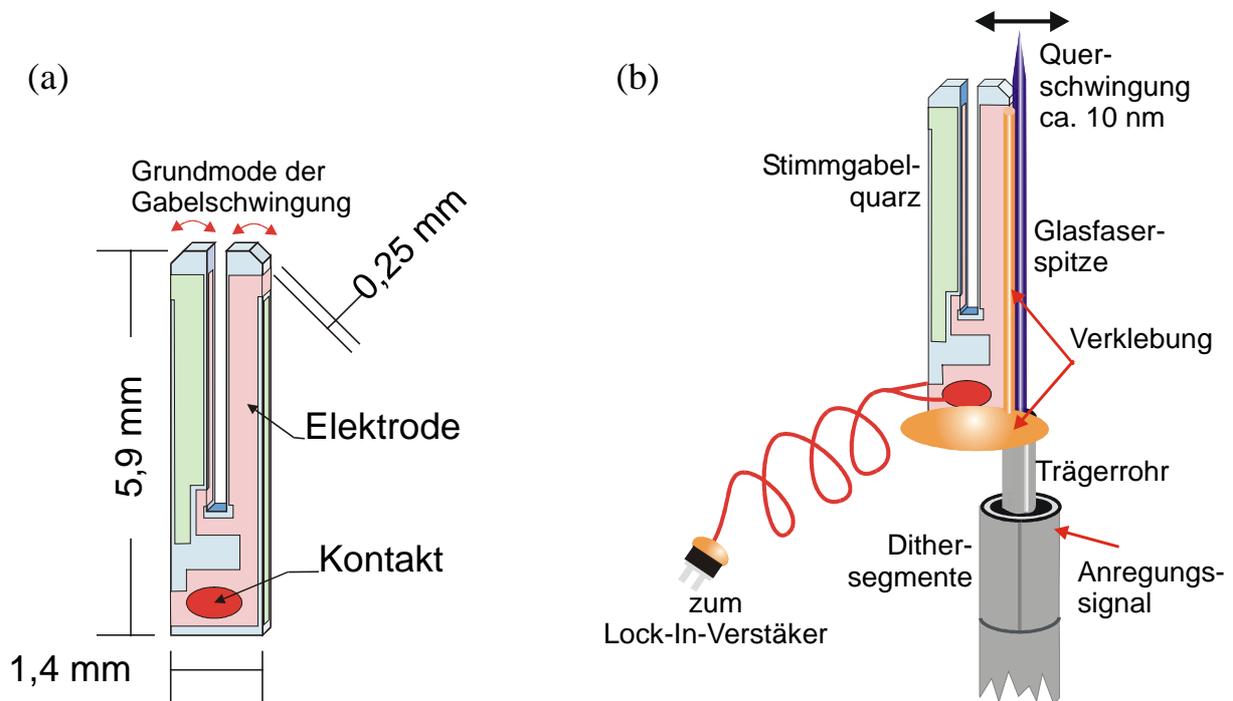


Abb. 4.9

Ansichten der zur Messung der Scherkräfte verwendeten Quarz-Stimmgabel: (a) Abmessungen (in mm) und Elektrodenform (b): Schema einer fertig montierten Nahfeldsonde auf dem Trägerrohr des Mikroskops.

4.3.5 Anregung der lateralen Schwingung der Nahfeldsonde

Damit zur Abstandsregelung eine Scherkraft-Dämpfung gemessen werden kann, muß die Spitze - bzw. im Falle der Amplitudenmessung mit einer Stimmgabel wie aus Abschnitt 4.3.4 das System aus Spitze und Stimmgabel - zu einer lateralen Schwingung angeregt werden. Dazu gibt es prinzipiell mehrere Möglichkeiten.

Der zunächst gewählte Weg bestand darin, zwei zusätzliche Elektroden am Piezo des zur z-Verstellung benutzten Nanomotors anzubringen. Durch Anlegen einer antisymmetrischen Sinusspannung an diese "Dither-Segmente", die in Abb. 4.9 (b) dargestellt sind, wird der gesamte z-Antrieb und damit schließlich auch die Spitze in eine laterale Schwingung versetzt. Ein Problem dabei ist jedoch, daß sich die Amplitude, vor allem aber die Phase der von den Segmenten an die Spitze übertragenen Schwingung ändert, wenn der z-Antrieb über eine längere Strecke bewegt wird. Dies macht ein beobachtetes Heranfahren der

Spitze zunächst bis kurz über die Probenoberfläche und dort vor der Weiterfahrt in den Scherkraftkontakt einen Neuabgleich des Lock-In-Verstärkers notwendig.

Alternativ läßt sich Anregung der Schwingung auch mit einem Piezo-Lautsprecher durchführen, der in der Nähe des Scankopfes montiert wird. Ebenso besteht die Möglichkeit, ein kleines Piezostück zur Anregung an den Fuß der Stimmgabel anzukleben [Ros 1999].

Zwischenzeitlich wurde noch eine weitere Schaltung zur Dämpfungsmessung erprobt, die ganz ohne eine externe mechanische Anregung der Sonde auskommt. Statt dessen wird der Stimmgabelquarz selbst durch eine angelegte Sinusspannung zur Schwingung angeregt. Wird diese Schwingung dann durch Scherkräfte gedämpft, so ändert sich durch die entstehende Verlustleistung die komplexe Impedanz der Stimmgabel. Ein Ersatzschaltbild für diese Impedanz findet sich in Abb. 4.10 (a).

Zur Messung der Impedanzveränderungen bietet es sich an, die Gabel als Teil einer Wien-Brückenschaltung zu betreiben, deren Schaltschema in Abb. 4.10 (b) dargestellt ist. Werden die beiden Seiten der Brücke in Amplitude (durch Verstellen von R_1 und R_2) sowie Phase (durch C_V und G_V) abgeglichen, so verschwindet die Spannung $U_{\text{Brücke}}$ zwischen beiden Seiten [Stö 1987]. Eine anschließende Veränderung der Impedanz des Stimmgabelquarzes führt dann zu einer Sinusspannung an der Brücke, die mittels eines Differenzenverstärkers gemessen und in den Regelkreis gespeist werden kann.

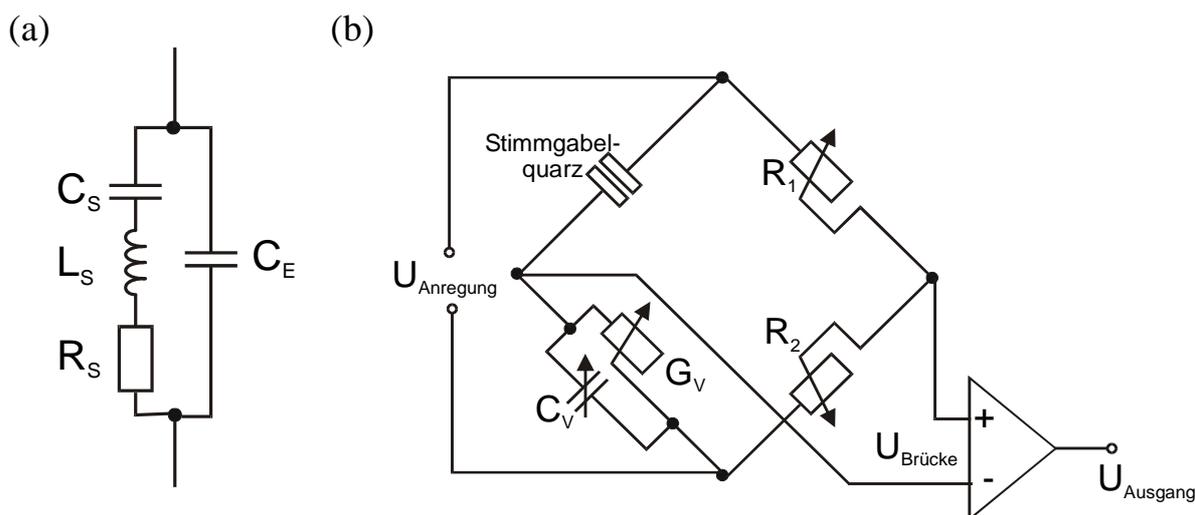


Abb. 4.10

(a): Ersatzschaltbild eines Schwingquarzes nach [Zin 1965]. C_S , L_S , R_S bezeichnen die Ersatzschaltung des Resonators, C_E die durch die Elektroden gebildet statische Kapazität.

(b): Schaltskizze einer Wien-Brücke mit komplexen Widerständen zur Scherkraft-Abstandsmessung.

In der praktischen Umsetzung stößt die Brückenschaltung jedoch auf Probleme: Die Kapazität des eigentlichen Resonanzkreises C_S ist sehr klein gegen C_E , die statische Kapazität der Elektroden des Quarzes. Dies führt zu einem sehr kleinen Nutzsignal am Ausgang. Durch die hohen Impedanzen ist die Schaltung außerdem in hohem Maße gegen Störungen von Außen empfindlich. Der hergestellte Prototyp war erst funktionstüchtig, nachdem die Schaltung in unmittelbarer Nähe der Stimmgabel in einem Abgeschirmten Gehäuse montiert und die Anschlußleitungen für das Anregungs- und das Ausgangssignal durch Impedanzwandler abgekoppelt worden waren. Eine Signalverfolgung mit dem Oszilloskop war nie möglich, weil die Brücke selbst durch hochohmige Teiler-Tastköpfe sofort wieder verstimmt wurde.

Schließlich war es dennoch möglich, mit dieser Schaltung Scherkraftaufnahmen der Topografie von Oberflächen anzufertigen. Allerdings ließ sich trotz weiterer Bemühungen die Signalamplitude an der Stimmgabel (und damit die Amplitude der Spitzenschwingung) nie so weit absenken, wie es bei einer externen Anregung möglich war. Aus diesem Grund wurde der Ansatz schließlich nicht weiter verfolgt. Zur Abstandsregelung während der in dieser Arbeit präsentierten Aufnahmen kam durchweg das System der externen Anregung der Stimmgabel durch Dithersegmente oder Lautsprecher zum Einsatz.

4.4 Ein Elektromagnet für Messungen in einem externen Magnetfeld

Im Verlauf der Arbeit mit dem Mikroskop und der Untersuchung verschiedener Probensysteme wurde immer deutlicher, daß in vielen Fällen umfassende Messungen nur in einem externen Magnetfeld möglich sind. Ein solches Feld bietet die Gelegenheit, Domänenstrukturen zu verändern und lokale Messungen z. B. der Remanenz und des Koerzitivfeldes durchzuführen. Da mit dem Mikroskop vorrangig Proben mit senkrechter Magnetisierungsrichtung untersucht werden sollen, sollte auch das Magnetfeld in dieser Achse verlaufen.

Experimente mit in der Probennähe positionierten Permanentmagneten verliefen wenig erfolgreich. Die am Ort der Probe erzielten Felder waren schwach, inhomogen und instabil. Auch ein Helmholtz-Spulenpaar konnte den Anforderungen nicht genügen: Am Ort der Probe wurden lediglich ca. 0,03 Tesla erzielt, die aus Gründen der Erwärmung der Spule auch nicht über längere Zeit aufrecht erhalten werden konnten.

Eines der letzten apparativen Projekte innerhalb dieser Arbeit war deshalb die Konstruktion und Anfertigung eines Elektromagneten, der kurz vor dem Abschluß der Arbeit fertiggestellt wurde.

Abb. 4.11 zeigt eine Ansicht dieses Magneten, der eine wassergekühlte Spule besitzt. Der Scankopf befindet sich zum größten Teil im Innern eines der durchbohrten Polschuhe, nur die Spitze und die drei die Probe tragenden Röhrrchen ragen durch Bohrungen in den Magnetspalt. Auf diese Weise ist der größte Teil des Mikroskops keinem Feld ausgesetzt. Das durch die Probe transmittierte Licht fällt durch eine zweite Bohrung und wird außerhalb des Magneten durch ein Linsensystem mit einer Apertur von etwa 0,25 gesammelt. Im 5 mm breiten Spalt zwischen den Polschuhen des Magneten wird bei einem Spulenstrom von ± 10 A ein Feld von etwa $\pm 0,45$ T erreicht, welches durch die Wasserkühlung beliebig lange aufrecht erhalten werden kann. Die Speisung der Spule erfolgt aus einem Vier-Quadranten-Netzteil, das über ein GPIB-Interface stromstabilisiert gesteuert wird. Die Routinen zur Steuerung sowie zur Durchführung von Hysteresemessungen wurden in die Software des Mikroskops integriert.

Mit dem Magneten lassen sich auch Messung von globalen Faraday-Hysteresekurven durchführen, indem der Scankopf ausgebaut und die Probe mit dem freien Laserstrahl durchleuchtet wird.

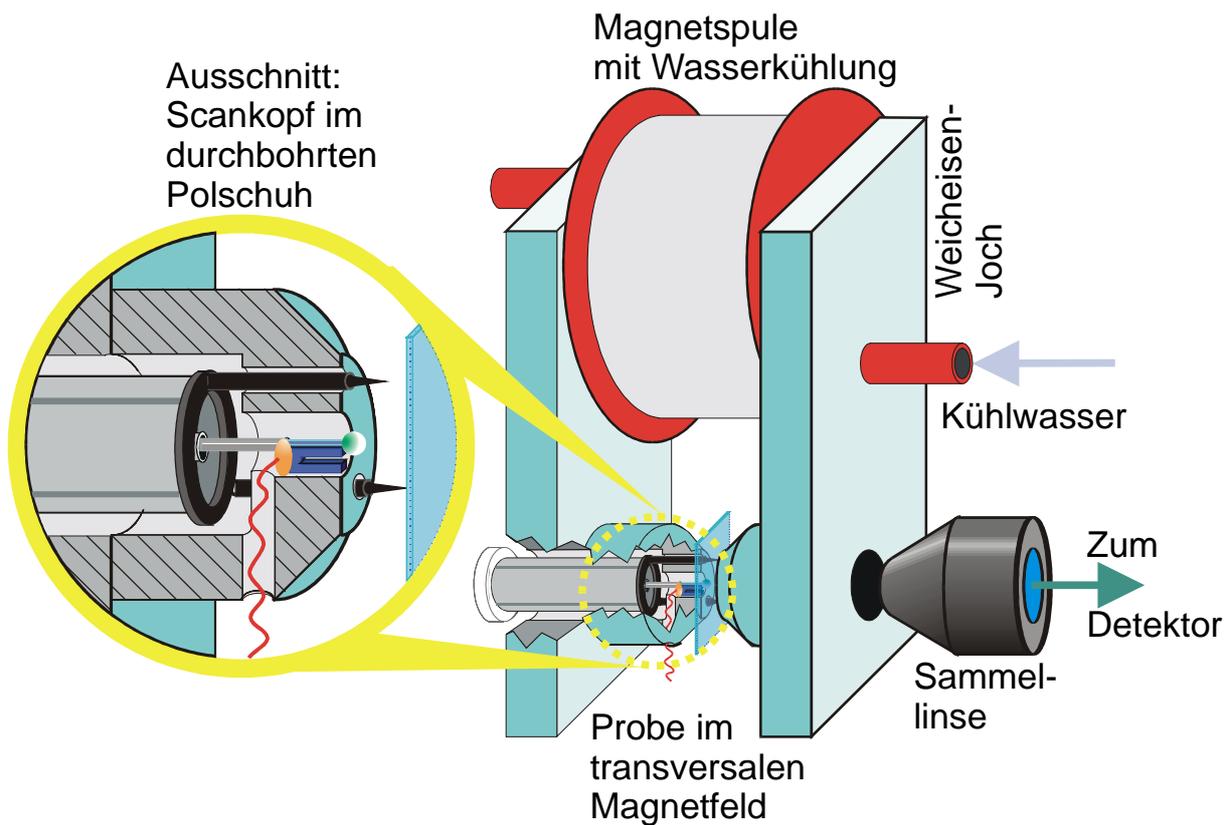


Abb. 4.11

Ansicht des Elektromagneten zur Abbildung von Proben in einem externen Magnetfeld. Darstellung mit aufgeschnittenem Polschuh, der links vergrößert abgebildet ist.

4.5 Schaltungsschema des Rasternahfeldmikroskops

Für die Arbeiten mit dem Mikroskop wurde schließlich ein Meßaufbau eingesetzt, dessen Blockschaltbild in Abb. 4.12 zu finden ist. Der Aufbau besteht aus

Steuer-PC

Steuerung aller Parameter der SXM-Elektronik. Ausgabe des Scansignals in x- und y-Richtung. Aufnahme des topographischen und optischen Bildsignale. Steuerung der Detektoroptik.

SXM-Elektronik

Betrieb des Abstands-Regelkreises. Steuerung die Bewegung des Nanomotors im Grobschritt- und Feinmodus. Umsetzung der Scanspannungen.

Hochspannungs-Verstärker

Verstärkung aller Piezo-Steuersignale zur Erzielung größerer Bewegungsweiten.

Magnetnetzteil

Stromstabilisierte Versorgung des SNOM-Elektromagneten.

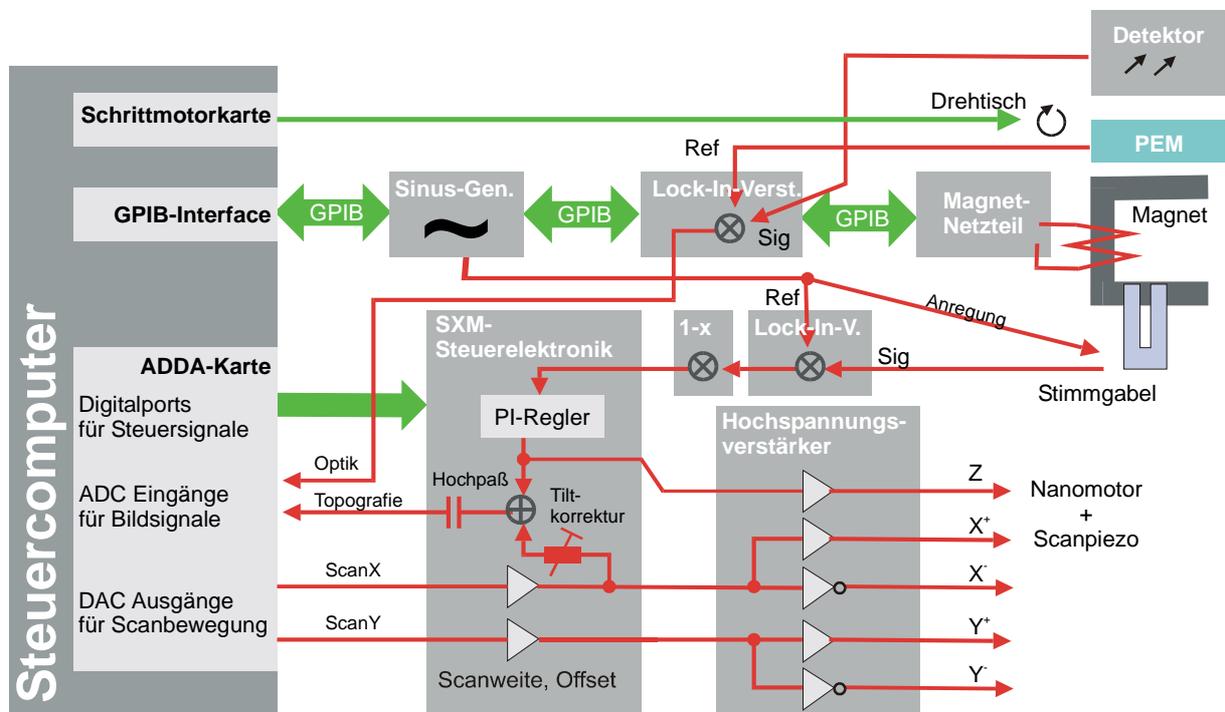


Abb. 4.12

Blockschaltbild der Steuerelektronik des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten optischen Rasternahfeldmikroskops.

5 Optik und Polarisationsoptik des Mikroskops

5.1 Mathematische Darstellung des Polarisationszustands

Zur mathematischen Beschreibung des Polarisationszustands von Licht wird meist entweder das System der Jones-Vektoren oder das der Stokes-Vektoren verwendet. Im folgenden soll das Jones-System kurz vorgestellt werden; für die weiteren Rechnungen werden dann jedoch Stokes-Vektoren verwendet. Eine allgemeine Einführung in beide Systeme findet sich z. B. in [Kli 1990].

Ausgehend von der mathematischen Darstellung sollen dann im weiteren Verlauf verschiedene Techniken erläutert werden, mit denen sich Polarisationszustände in der Praxis messen lassen.

5.1.1 Jones-Vektoren

Jones-Vektoren sind zweidimensional:

$$\vec{\mathbf{j}} = \begin{bmatrix} A_x \exp(i\phi_x) \\ A_y \exp(i\phi_y) \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-1}$$

Die beiden Komponenten beschreiben dabei Amplitude und Phase der beiden Lichtanteile mit orthogonaler Polarisation in x- bzw. in y-Richtung. Durch entsprechende Amplitudenverhältnisse und Phasenverschiebungen lassen sich alle Formen linearer, zirkularer und elliptischer Polarisation darstellen.

Allerdings ist es nicht möglich, einen unpolarisierten Lichtanteil darzustellen. Somit lassen sich die Folgen von Depolarisation und den daraus resultierenden Störsignalen nicht mathematisch untersuchen.

5.1.2 Stokes-Vektoren

Im Unterschied zu den Jones-Vektoren sind die Stokes-Vektoren vierdimensional:

$$\vec{\mathbf{s}} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \{I, Q, U, V\} \quad \text{Gl. 5-2}$$

5.1: Mathematische Darstellung des Polarisationszustands

Die vier Komponenten des Vektors werden dabei wie folgt definiert:

$I \equiv$ totale Intensität die Gesamtintensität des Lichtstrahles Gl. 5-3

$Q \equiv I_0 - I_{90}$ die Differenz zwischen den Intensitäten der in 0° und 90° linear polarisierten Komponenten des Lichtstrahles Gl. 5-4

$U \equiv I_{+45} - I_{-45}$ die Differenz zwischen den Intensitäten der in $+45^\circ$ und -45° linear polarisierten Komponenten des Lichtstrahles Gl. 5-5

$V \equiv I_{\text{rzp}} - I_{\text{lzp}}$ die Differenz zwischen den Intensitäten der rechtszirkular und linkszirkular polarisierten Anteile des Lichtstrahles Gl. 5-6

Es ist unmittelbar einsichtig, daß mit einem Stokes-Vektor auch unpolarisierte Anteile des Lichtstrahles dargestellt werden können, da die Gesamtintensität unabhängig von den Polarisationskomponenten festgesetzt werden kann. Für einen nicht vollständig polarisierten Strahl gilt dann $I \neq \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$.

Ein linear polarisierter Lichtstrahl mit einer Polarisationsachse im Winkel ϕ hat als Stokes-Vektor die - mittels trigonometrischer Rechnung aus der Definition der Komponenten von \vec{S} (Gl. 5-3 - Gl. 5-6) herzuleitende - Darstellung

$$\vec{S} = E_0^2 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos^2 \phi - \sin^2 \phi \\ 2 \cos \phi \sin \phi \\ 0 \end{bmatrix} = E_0^2 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\phi \\ \sin 2\phi \\ 0 \end{bmatrix}. \quad \text{Gl. 5-7}$$

Soll dieser Lichtstrahl nun auch eine Elliptizität η zeigen, so ergibt sich - durch eine längere Beweisführung, die mit Hilfe von [Kli 1990] nachvollzogen werden kann -

$$\vec{S} = E_0^2 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\eta \end{bmatrix}. \quad \text{Gl. 5-8}$$

Um schließlich zur allgemeinsten Form zu gelangen, kann noch ein unpolarisierter Störanteil hinzugefügt werden:

$$\vec{S} = E_{Pol}^2 \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\eta \end{bmatrix} + E_{UnPol}^2 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = E_{Pol}^2 \begin{bmatrix} 1 + \delta \\ \cos 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\phi \cos 2\eta \\ \sin 2\eta \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-9}$$

wobei $\delta \equiv E_{UnPol} / E_{Pol}$ als Stärke der unpolarisierten Störung definiert wird.

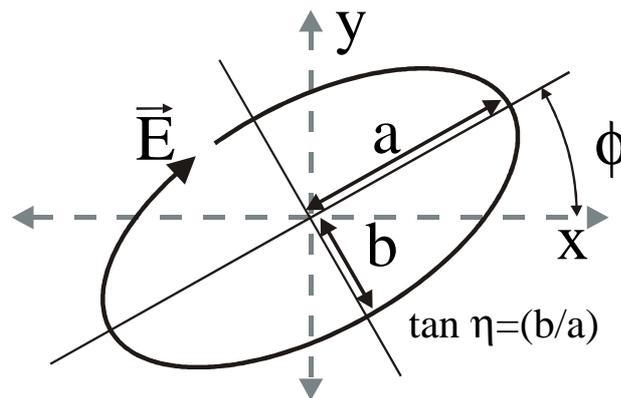


Abb. 5.1

Darstellung elliptisch polarisierten Lichts mit der Elliptizität η und dem Hauptachsenwinkel ϕ .

Um die Effekte optischer Bauteile auf den Strahl beschreiben zu können, werden 4x4 Matrizen, sogenannte Müller-Matrizen verwendet.

So wird z.B. ein Polarisator mit der Orientierung ϕ der Durchlaßachse relativ zur x-Achse durch die folgende Müller-Matrix [Kli 1990] dargestellt:

$$\underline{\underline{P(\phi)}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos(2\phi) & \sin(2\phi) & 0 \\ \cos(2\phi) & \cos^2(2\phi) & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & 0 \\ \sin(2\phi) & \cos(2\phi)\sin(2\phi) & \sin^2(2\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-10}$$

5.2 Bestimmung des Polarisationszustandes von Licht

Wird angenommen, daß vollständig linear polarisiertes Licht der Amplitude E_{Ein}^2 mit Achsenwinkel $\phi_{Ein} = 0^\circ$ durch eine magnetooptische Probe gestrahlt wird, die eine Faraday-Rotation θ_F und eine Faraday-Elliptizität η_F induziert und weiterhin an irgendeiner Stelle ein depolarisiertes Störsignal entsteht, so ist der Stokes-Vektor des transmittierten Lichtes nach Gl. 5-9:

$$\vec{S}_{Trans} = (E_{Ein}^2 - E_{UnPol}^2) \begin{bmatrix} 1 \\ \cos 2\theta_F \cos 2\eta_F \\ \sin 2\theta_F \cos 2\eta_F \\ \sin 2\eta_F \end{bmatrix} + E_{UnPol}^2 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad \text{Gl. 5-11}$$

Zur Bestimmung der magnetooptischen Effekte sollen θ_F und η_F gemessen werden.

Gängige Photodetektoren, wie z. B. ein Photomultiplier, messen stets die Gesamtintensität des einfallenden Lichtes, also die erste Komponente „I“ des Stokes-Vektors gemäß Gl. 5-3. Sie besitzen somit allein noch keine Empfindlichkeit für die Polarisation des Lichtes.

5.2.1 Messung von Polarisation mit einem einfachen Analysator

Die einfachste Möglichkeit, einen Photodetektor polarisationsempfindlich zu machen, ist ihm einen Polarisator voranzustellen. Dieser wird dann aufgrund seiner Funktion meist „Analysator“ genannt. In aller Regel soll mit einem solchen Aufbau nur die Achse der Polarisation bestimmt werden. Das vom Detektor gemessene Signal ist dann die erste Komponente I des Stokes-Vektors

$$\vec{S}_{Detektor} = \underline{P(\phi)} \vec{S}_{Trans}(\theta_F, \eta_F) \quad \text{Gl. 5-12}$$

die sich mit $\underline{P(\phi)}$ aus Gl. 5-10 und $\vec{S}_{Trans}(\theta_F, \eta_F)$ aus Gl. 5-11 durch Matrixmultiplikation als

$$I(\phi, \theta_F) = \frac{1}{2} [E_{Pol}^2 (1 + \cos 2\phi \cos 2\theta_F \cos 2\eta_F + \sin 2\phi \sin 2\theta_F \cos 2\eta_F) + E_{UnPol}^2] \quad \text{Gl. 5-13}$$

$$= \frac{1}{2} [E_{Pol}^2 (1 + \cos[2(\phi - \theta_F)]) \cos 2\eta_F + E_{UnPol}^2] \quad \text{Gl. 5-14}$$

ergibt. Das Detektorsignal ist offensichtlich maximal für $\phi = \theta_F$ und minimal für $\phi - \theta_F = 90^\circ$. Durch einen Abgleich des Analysators auf den Winkel des Maximums oder Minimums läßt sich somit θ_F bestimmen.

Allerdings geht die Ableitung

$$\frac{dI_{Detektor}(\phi, \theta_F)}{d\phi} = -E_{Pol}^2 \sin[2(\phi - \theta_F)] \cos 2\eta_F \quad \text{Gl. 5-15}$$

an beiden Extrema sinusförmig gegen null, was einen flachen Signalverlauf in deren Umgebung und somit eine geringe Ablesegenauigkeit bedeutet. Weiterhin verkleinert eine mögliche Elliptizität $\eta_F \neq 0$ das Meßergebnis.

Darüber hinaus wird unabhängig von der Stellung des Analysators der unpolarisierte Anteil $\frac{1}{2} E_{UnPol}^2$ vom Detektor gemessen, was das Signal-Rausch-Verhältnis verschlechtert. In der Praxis werden deshalb nur qualitative Messungen mit diesem Aufbau durchgeführt.

5.2.2 Der Quotientendetektor

Eine Möglichkeit, die Probleme des im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Verfahrens zu umgehen, ist die Verwendung eines sogenannten Quotientendetektors.

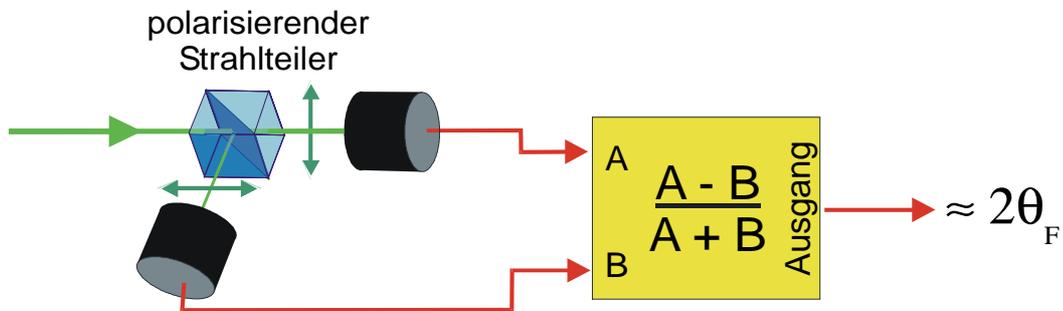


Abb. 5.2

Detektor zur Messung von Polarisationsrotation nach dem Quotientenverfahren

Ein solcher Detektor (dargestellt in Abb. 5.2) teilt den einfallenden Strahl in zwei Teilstrahlen orthogonaler Polarisation. Die Intensitäten der beiden Strahlen werden mit zwei getrennten Detektoren gemessen. Zur Auswertung dient dann ein Signal aus den beiden Detektorsignalen A und B nach der Formel

$$Ausgang = \frac{A - B}{A + B} \quad . \quad Gl. 5-16$$

Wird für die Detektorsignale entsprechend der Gl. 5-14

$$I_{Detektor}^A(\phi, \theta_F) = \frac{1}{2} \left[E_{Pol}^2 (1 + \cos[2(\phi - \theta_F)]) \cos 2\eta_F + E_{UnPol}^2 \right] \quad Gl. 5-17$$

$$I_{Detektor}^B(\phi, \theta_F) = \frac{1}{2} \left[E_{Pol}^2 (1 + \cos[2(\phi + \frac{\pi}{2} - \theta_F)]) \cos 2\eta_F + E_{UnPol}^2 \right] \quad Gl. 5-18$$

angenommen, so ergibt ein Einsetzen in Gl. 5-16

$$I_{Ausgang}(\phi, \theta_F) = \frac{E_{Pol}^2 \cos[2(\phi - \theta_F)] \cos 2\eta_F}{E_{Pol}^2 + E_{UnPol}^2} \quad . \quad Gl. 5-19$$

Wird nun ein Detektorwinkel $\phi = \frac{\pi}{4} \hat{=} 45^\circ$ eingestellt, was bedeutet, daß beide Detektoren in etwa gleiche Intensitäten messen, so gilt unter der Bedingung kleiner Faradaywinkel ($\theta_F \ll 1$) und eines vernachlässigbaren unpolarisierten Lichtanteils ($E_{Pol}^2 \gg E_{UnPol}^2$) für das Ausgangssignal schließlich

$$I_{Ausgang}(\phi = \frac{\pi}{4}, \theta_F) \approx 2\theta_F \cos 2\eta_F. \quad \text{Gl. 5-20}$$

Für kleine Rotationswinkel liefert dieser Detektor also ein direkt zum Rotationswinkel proportionales Signal, das zudem unabhängig von Intensitätsschwankungen des einfallenden Lichtes sein sollte; was allerdings nur unter Vernachlässigung von Elliptizität und unpolarisiertem Anteil exakt gilt.

In der Praxis muß der Detektorwinkel $\phi = \frac{\pi}{4} \hat{=} 45^\circ$ vor jeder Messung sehr genau abgeglichen werden, weil sonst der begrenzte Linearitätsbereich der Detektoren und der meist aus analogen Elektronikbauteilen aufgebauten Quotientenschaltung überschritten wird. Diese Nichtlinearitäten sind auch dafür verantwortlich, daß die theoretische Unempfindlichkeit gegen Intensitätsschwankungen praktisch nur sehr eingeschränkt gilt.

5.2.3 Bestimmung von Polarisationszuständen mit dem photoelastischen Modulator

Eine elegante Methode, Polarisationszustände zu messen, besteht in der Verwendung eines photoelastischen Modulators. Ein photoelastischer Modulator (PEM) besteht im wesentlichen aus einer Quarzglasplatte, die eine spannungsinduzierte Doppelbrechung zeigt. Wird eine solche mechanische Spannung durch eine stehende akustische Welle im Glas induziert, so wirkt der PEM als eine zeitlich modulierte Verzögerungsplatte. Bei dem verwendeten Gerät [Hin] wird die stehende Welle durch einen an den Quarz geklebten Piezostab angeregt. Ein Steuergerät regelt die Schwingungsamplitude so, daß sich für eine vorgegebene Lichtwellenlänge λ ein wählbarer Modulationshub Δ_0 ergibt. Die Modulationsfrequenz ist durch die Abmessungen des Glasstücks festgelegt und kann nicht verändert werden.

Durch die Wirkung als Verzögerungsplatte wird der Polarisationszustand des durch den PEM fallenden Lichtes verändert. Die Änderung ist dabei abhängig von der Polarisation des einfallenden Lichtes - was zu deren Bestimmung genutzt wird. Außerdem ist die Ausgangspolarisation mit einer festen Frequenz moduliert, es kann also ein Lock-In-Verstärker genutzt werden, was die Messung sehr unempfindlich gegen Störungen macht.

Werden zur Beschreibung des polarisierten Lichtes Stokes-Vektoren verwendet, so läßt sich der PEM als 4x4 Müller-Matrix darstellen [Kli 1990]:

$$\underline{\underline{M(\phi, \Delta(t))}} =$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(4\phi) \sin[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 + \cos[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 & \sin(4\phi) \sin[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 & -\sin(2\phi) \sin[\Delta(t)] \\ 0 & \sin(4\phi) \sin[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 & -\cos(4\phi) \sin[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 + \cos[\frac{1}{2}\Delta(t)]^2 & \cos(2\phi) \sin[\Delta(t)] \\ 0 & \sin(2\phi) \sin[\Delta(t)] & -\cos(2\phi) \sin[\Delta(t)] & \cos[\Delta(t)] \end{bmatrix}$$

Gl. 5-21

Hierbei bezeichnet $\Delta(t) = \Delta_0 \sin(\omega t)$ die Amplitude der Verzögerungsmodulation und ϕ die Orientierung der Achse des Modulators relativ zur x-Achse.

Der Detektor für diese Messung wird nun aus dem PEM, einem Polarisator und einem Photodetektor gebildet (vgl. Abb. 5.3).

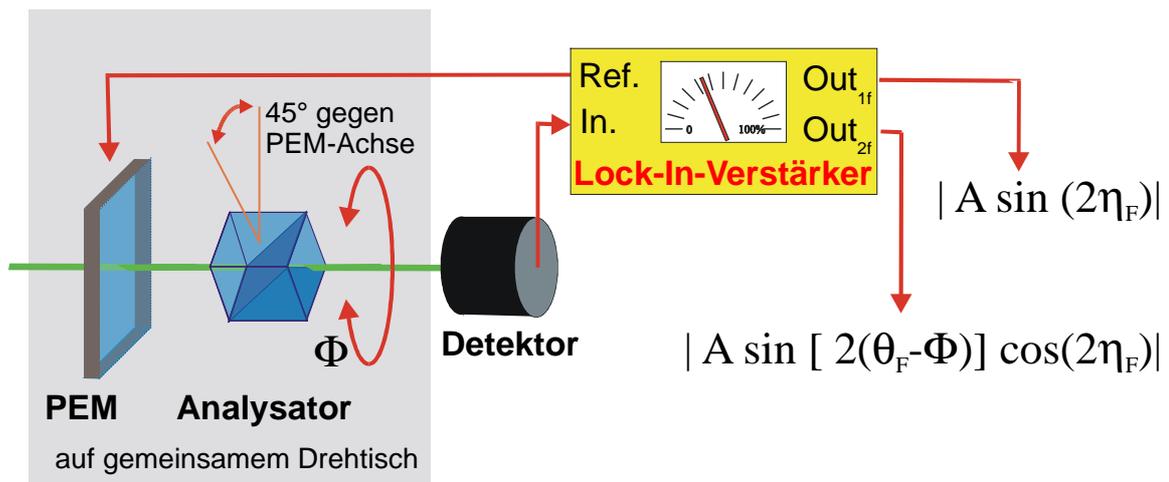


Abb. 5.3

Schema eines polarisationsempfindlichen Detektors unter Verwendung eines photoelastischen Modulators (PEM).

Das Detektorsignal ist die erste Komponente („I“) des Stokes-Vektors

$$\vec{S}_{Detektor} = \underline{\underline{P(\phi_{Pol})}} \underline{\underline{M(\phi_{Mod}, \Delta(t))}} \vec{S}_{Trans}(\theta_F, \eta_F) \quad \text{Gl. 5-22}$$

Dabei wird $\vec{S}_{Trans}(\theta_F, \eta_F)$ wie in Gl. 5-11, $\underline{\underline{P(\phi_{Pol})}}$ wie in Gl. 5-10 und $\underline{\underline{M(\phi_{Mod}, \Delta(t))}}$ wie in Gl. 5-21 angenommen. $\Delta(t) = \Delta_0 \sin(\omega t)$ ist die im PEM induzierte Phasenverschiebung zwischen der schnellen und der langsamen Achse.

5.2: Bestimmung des Polarisationszustandes von Licht

Eine reichlich Ausdauer (oder ein symbolisches Mathematikprogramm) erfordernde Rechnung liefert nach Einsatz zahlreicher Additionstheoreme für die Sinus- und Cosinus-Funktionen schließlich das folgende Ergebnis:

$$\begin{aligned}
 I_{\text{Detektor}}(\phi_{\text{Pol}}, \phi_{\text{Mod}}, \theta_F, \eta_F) &= \frac{1}{2} E_{\text{UnPol}}^2 + \frac{1}{2} E_{\text{Pol}}^2 \\
 &+ \frac{1}{4} E_{\text{Pol}}^2 [1 - \cos[\Delta(t)]] [\cos 2\eta_F \cos[2(\phi_{\text{Pol}} - \phi_{\text{Mod}}) + 2(\theta_F - \phi_{\text{Mod}})]] \\
 &+ \frac{1}{4} E_{\text{Pol}}^2 [1 + \cos[\Delta(t)]] [\cos 2\eta_F \cos[2(\phi_{\text{Pol}} - \theta_F)]] \\
 &+ \frac{1}{2} E_{\text{Pol}}^2 \sin[\Delta(t)] \sin(2\eta_F) \sin[2(\phi_{\text{Pol}} - \phi_{\text{Mod}})]
 \end{aligned}$$

Gl. 5-23

Wird das Detektorsignal in einen Lock-In-Verstärker gespeist, so wird bei der Messung der Gleichspannungsanteil aus Gl. 5-23 unterdrückt. Da die Intensität des unpolarisierten Lichtanteiles E_{Unpol}^2 ausschließlich in den Gleichspannungsanteil eingeht, ist diese Form der Polarisationsmessung nahezu unempfindlich gegen Störungen durch unpolarisierte Lichtsignale.

Wenn der Lock-In-Verstärker als Referenz das Signal $\Delta(t) = \Delta_0 \sin(\omega t)$ des PEM erhält, kann wahlweise die ω - oder der 2ω -Komponente des Detektorsignals gemessen werden.

Unter Verwendung der folgenden Entwicklungen der Sinus- und Cosinusfunktion aus Besselfunktionen - die z.B. in [Bro 1987] nachgelesen werden können -

$$\sin[\Delta_0 \sin(\omega t)] = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(\Delta_0) \sin[(2n-1)\omega t] \quad \text{Gl. 5-24}$$

$$\cos[\Delta_0 \sin(\omega t)] = J_0(\Delta_0) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\Delta_0) \cos[2n \omega t] \quad \text{Gl. 5-25}$$

läßt sich zunächst die ω -Komponente des Signals gewinnen:

$$I_{\text{Detektor}}^{\omega}(\phi_{\text{Pol}}, \phi_{\text{Mod}}, \theta_F, \eta_F) = E_{\text{Pol}}^2 J_1(\Delta_0) \sin(2\eta_F) \sin[2(\phi_{\text{Pol}} - \phi_{\text{Mod}})] \sin(\omega t)$$

Gl. 5-26

Optimale Messungen lassen sich offensichtlich durchführen, wenn die Achsen des PEM und des Polarisators fest in einem Winkel von 45° gegeneinander gehalten werden, weil dann in Gl. 5-26 $\sin[2(\phi_{\text{Pol}} - \phi_{\text{Mod}})] = 1$ gilt.

Unter dieser Voraussetzung läßt sich dann auch die 2ω -Komponente des Signals bestimmen. Das Ergebnis (für $(\phi_{Pol} - \phi_{Mod}) = 45^\circ$, vgl. Abb. 5.3) ist schließlich:

$$I_{Detektor}^{\omega}(\eta_F, t) = E_{Pol}^2 J_1(\Delta_0) \sin(2\eta_F) \sin(\omega t) \quad Gl. 5-27$$

$$I_{Detektor}^{2\omega}(\phi_{Mod}, \theta_F, \eta_F, t) = E_{Pol}^2 J_2(\Delta_0) \cos(2\eta_F) \sin[2(\theta_F - \phi_{Mod})] \cos(2\omega t) \quad Gl. 5-28$$

Mit der Kontrollelektronik des PEM läßt sich eine feste Modulationsamplitude Δ_0 einstellen, so daß die Besselfunktionen $J_1(\Delta_0)$ und $J_2(\Delta_0)$ in Gl. 5-27 und Gl. 5-28 zu konstanten Ausdrücken werden. Aufgrund der Maxima dieser Funktionen [Bro 1987] sind die folgenden Modulationsamplituden empfehlenswert: $\Delta_0 = \pi/2$ (entspricht $\lambda/4$) zur Messung von $I_{Detektor}^{\omega}$ und $\Delta_0 = \pi$ (entspricht $\lambda/2$) bei der Messung von $I_{Detektor}^{2\omega}$.

Der Lock-In-Verstärker mißt schließlich die Effektivwerte der ω - oder die 2ω -Komponente des Intensitätssignals. Seine Ausgangssignale sind also

$$U^{\omega} = \langle I_{Detektor}^{\omega}(\eta_F, t) \rangle \propto |E_{Pol}^2 \sin(2\eta_F)| \quad Gl. 5-29$$

$$U^{2\omega} = \langle I_{Detektor}^{2\omega}(\phi_{Mod}, \theta_F, \eta_F, t) \rangle \propto |E_{Pol}^2 \cos(2\eta_F) \sin[2(\theta_F - \phi_{Mod})]| \quad Gl. 5-30$$

Die Vorteile der Messung mit dem photoelastischen Modulator sind in diesen Gleichungen sichtbar:

Der unpolarisierte Störanteil des Lichtes wird durch die Lock-In-Technik herausgefiltert. Gängige Lock-In-Verstärker können selbst bei einem Signal-Rausch-Verhältnis von bis zu -100 dB noch Messungen durchführen. Dies bedeutet, daß das Störsignal bis zu 10^5 mal größer als das Nutzsignal sein darf!

Durch getrennte Messung der ω - oder der 2ω -Komponente (einfache oder doppelte Referenzfrequenz des Lock-In-Verstärkers) können sowohl die Faraday-Rotation θ_F als auch die Elliptizität η_F bestimmt werden.

Allerdings bleibt das Signal weiterhin von der Intensität E_{Pol}^2 des polarisierten Lichtes und damit von der Gesamtintensität der Lichtquelle abhängig. Schwankungen in der Lichtintensität verfälschen somit die Messung des Polarisationszustandes. In den nachfolgenden Abschnitten 5.2.6 und 5.2.8 sollen jedoch Möglichkeiten aufgezeigt werden, dieses Problem zu lösen.

5.2.4 Bildkontrast bei feststehendem PEM-Detektor

Wenn in den im Abschnitt 5.2.3 beschriebenen, aus PEM, Analysator und Photodetektor gebildeten Meßkopf Licht mit sich veränderndem Polarisationsachsenwinkel θ_F fällt, so läßt sich für $U^{2\omega}$ aus Gl. 5-30 die folgende Proportionalität ableiten:

$$U^{2\omega}(\phi_{\text{Meßkopf}} = \text{const}, \theta_F) \propto \left| E_{\text{Pol}}^2 \sin[2(\theta_F - \phi_{\text{Meßkopf}})] \right|. \quad \text{Gl. 5-31}$$

Der Detektor wird am zweckmäßigsten in der Nähe eines Signalminimums betrieben ($\theta_F - \phi_{\text{Meßkopf}} = 0, \pi/2, \pi, \dots$), weil in diesem Fall die Steigung $\frac{dU^{2\omega}(\theta_F)}{d\theta_F}$ am größten ist. Für kleine Veränderungen des Winkels θ_F der Polarisationsachse läßt sich die Sinusfunktion durch eine Gerade nähern; es ergibt sich also eine lineare Abhängigkeit des Ausgangssignals $U^{2\omega}$ von θ_F . Durch Aufzeichnung von $U^{2\omega}$ als Bildsignal bei feststehendem Detektor lassen sich also auf einfachem Weg Aufnahmen mit Polarisationskontrast anfertigen.

5.2.5 Test auf Polarisationskontrast durch Umkehr des Bildkontrastes

Bei magnetooptischen Aufnahmen ist häufig zunächst nicht zu unterscheiden, ob es sich beim Bildkontrast um die Folge einer Änderung der Polarisationsachse θ_F oder um eine Intensitätsschwankung handelt. Um auf einfache Weise zwischen diesen beiden Phänomenen unterscheiden zu können, bietet sich das Verfahren der Kontrastumkehr an.

Wie in Abschnitt 5.2.4 entsprechend Gl. 5-30 dargelegt, ergibt sich für kleine Änderungen von θ_F in der Nähe der Minima von $U^{2\omega}(\theta_F)$ ein lineares Ausgangssignal. Jedoch kehrt sich beim Überschreiten eines Minimums das Vorzeichen der Proportionalität um. Durch geschicktes geringes Verstellen des Detektorwinkels $\phi_{\text{Meßkopf}}$ läßt sich folglich der durch die Polarisation entstehende Bildkontrast invertieren, was in Abb. 5.4 illustriert ist.

Bei der Aufnahme eines weiteren Bildes desselben Probenbereiches nach entsprechendem Verdrehen des Detektors wird dieses Bild folglich ein 'Negativ' der ersten Abbildung darstellen, wenn der Bildkontrast auf Polarisation beruht. Erfolgt keine Kontrastumkehr, so entstand der Kontrast durch Intensitätsschwankungen.

Dieses Verfahren ist prinzipiell auch bei anderen Detektortypen anwendbar; etwa im Falle des im Abschnitt 5.2.2 vorgestellten Quotientendetektors. Da hier jedoch $\phi_{\text{Meßkopf}}$ und θ_F um etwa 45° gegeneinander verdreht liegen, muß der Quotientendetektor um genau 90° gedreht werden, um eine Kontrastumkehr zu erzielen.

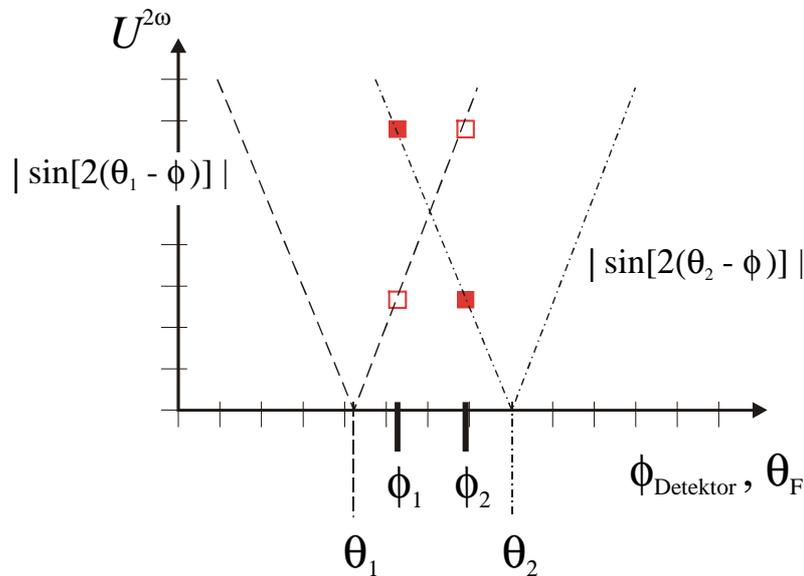


Abb. 5.4

Umkehr des Kontrastes durch Verdrehen des Detektorkopfes. Bei Detektorstellung $\phi_{\text{Meßkopf}} = \phi_1$ entsteht durch Licht der Polarisationsachse θ_1 (offenen Quadrate) ein kleineres Ausgangssignal als durch Licht der Polarisationsachse θ_2 (gefüllte Quadrate). Nach Verdrehen des Detektors auf $\phi_{\text{Meßkopf}} = \phi_2$ sind die Verhältnisse umgekehrt. Folglich wird dadurch der Bildkontrast invertiert.

5.2.6 Lokale quantitative Messung der Faraday-Rotation durch Bestimmung einer Minimumskurve („V-Kurve“)

Um die Abhängigkeit der Messung von der Gesamtintensität zu lösen und quantitative Messungen zu ermöglichen, bietet sich ein besonderes - allerdings zeit- und rechenaufwendiges - Meßverfahren an, das in [Fum 1990] vorgestellt wird. Es soll im folgenden erläutert werden.

Wird der aus PEM, Analysator und Photodetektor gebildete Meßkopf um seine Längsachse gedreht, so läßt sich für $U^{2\omega}$ aus Gl. 5-30 die folgende Proportionalität ableiten:

$$U^{2\omega}(\phi_{\text{Meßkopf}}, \theta_F = \text{const}) \propto \left| \sin[2(\theta_F - \phi_{\text{Meßkopf}})] \right| \quad \text{Gl. 5-32}$$

Voraussetzung dafür ist, daß sich Polarisation und Intensität des Lichtstrahles während der Messung nicht verändern, also $E_{pol}^2 = const$, $\cos(2\eta_F) = const$ gilt und weiterhin die Achsen von PEM und Polarisator stets ihren konstanten relativen Winkel von 45° beibehalten.

Aus der $|\sin(2x)|$ -Funktion entsteht für kleine Winkel in der Nähe der Minima ($x = \frac{1}{2}\pi, \pi, \dots$) eine V-förmige Meßkurve. Ein Beispiel für zwei solcher Kurven ist in Abb. 5.5 gezeigt.

An die Meßdaten einer solchen „V-Kurve“ läßt sich nach dem Kriterium der kleinsten Fehlerquadrate eine Funktion der Art

$$U^{2\omega}(\phi_{Me\beta kopf}) = a[(\phi_0 - \phi_{Me\beta kopf}) H(\phi_0 - \phi_{Me\beta kopf})] + b[(\phi_{Me\beta kopf} - \phi_0) H(\phi_{Me\beta kopf} - \phi_0)] + c \quad Gl. 5-33$$

mit den vier Parametern a, b, c, ϕ_0 anpassen. Dabei ist H die sogenannte Heavyside-Funktion (oder „Sprungfunktion“) mit der Definition

$$H(x - x_0) = \begin{cases} 0 & x < x_0 \\ \frac{1}{2} & \text{für } x = x_0. \\ 1 & x > x_0 \end{cases} \quad Gl. 5-34$$

Die Anpassung der Parameter geschieht im Falle dieser Arbeit durch eine rekursive Matrixrechnung, die iterativ die vier Größen verändert, bis eine wählbare Fehlergrenze unterschritten wird [Fum 1990], [Spa 1994].

Aus den vier erhaltenen Parametern a, b, c, ϕ_0 lassen sich nun folgende Informationen gewinnen:

- a, b sind ein Maß für die Intensität des einfallenden Lichtstrahles. Bei konstanter Leistung der Lichtquelle kann also mit dem SNOM die lokale Transmissivität der Probe bestimmt werden.
- c liefert eine Aussage über das (trotz Lock-In-Technik) verbleibende Störsignal.
- ϕ_0 schließlich ist der Winkel der Polarisationsachse des einfallenden Lichtes. Werden Messungen von verschiedenen Probenorten unterschiedlicher Magnetisierung verglichen, so ergibt sich aus der Differenz der ϕ_0 direkt die Faraday-Rotation!

Im Rahmen der Arbeiten zu [Spa 1994] entstand ein Programm, das den beschriebenen Algorithmus der Messung von 'V-Kurven' und der Anpassung von Ausgleichsgeraden weitgehend automatisiert durchführt. Teile des Quellcodes wurden in die Steuersoftware des Mikroskops übernommen.

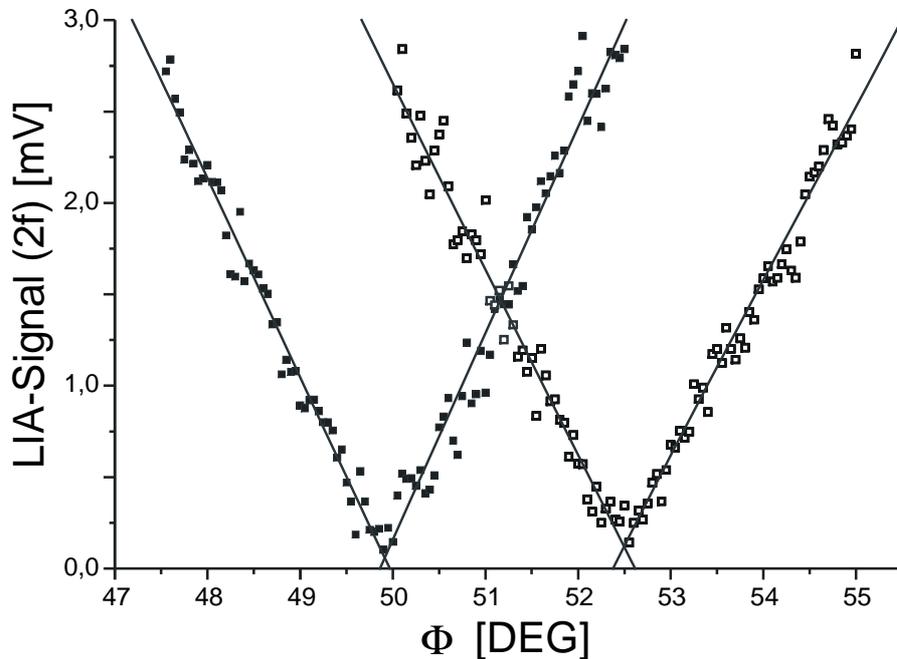


Abb. 5.5:

Beispiel für eine "V-Kurven-Messung"; Die beiden Kurven entstanden an zwei entgegengesetzt magnetisierten Positionen eines Granatfilmes.

5.2.7 Globale quantitative Messung der Faraday-Rotation

Das in 5.2.6 beschriebene Verfahren ist zu zeitaufwendig, um es global für jeden Pixel eines Bildes anzuwenden. Die Messung einer V-Kurve dauert im günstigen Fall etwa zehn Sekunden; eine Bildaufnahme mit $(256 \text{ Pixel})^2$ würde so mehr als eine Woche dauern ...

Um rascher zu verwertbaren Ergebnissen zu gelangen, bietet es sich an, zunächst an einigen markanten Bildpunkten entgegengesetzter Rotation die lokalen Rotationswinkel zu bestimmen. Daraus wird ein Winkelbereich festgelegt, der die Schenkel beider V-Kurven in ausreichender Größe umfaßt.

Anschließend wird (vgl. Abb. 5.6):

- (a) Eine Serie von Aufnahmen derselben Stelle der Probenoberfläche angefertigt. Der Detektorkopf wird dabei nach jeder Aufnahme um einen kleinen Winkel verdreht, bis der gewählte Winkelbereich überstrichen wurde.

5.2: Bestimmung des Polarisationszustandes von Licht

- (b) Für jede Pixelposition wird der entsprechende Meßwert aus allen Bildern gesammelt. An diese Werte wird eine "V-Kurve" angepaßt und daraus die Minimalposition ϕ_0 ermittelt.
- (c) Aus der ermittelten Minimalposition anhand einer Farbskala ein Farbwert errechnet.
- (d) Schließlich als Ergebnis ein Bild erzeugt, in dem die entsprechende Pixelposition mit dem Farbwert aus (c) eingefärbt wird.

Das Ergebnis ist ein quantitativ bemaßtes Bild der lokalen Faraday- bzw. Kerr-Rotation der Probe.

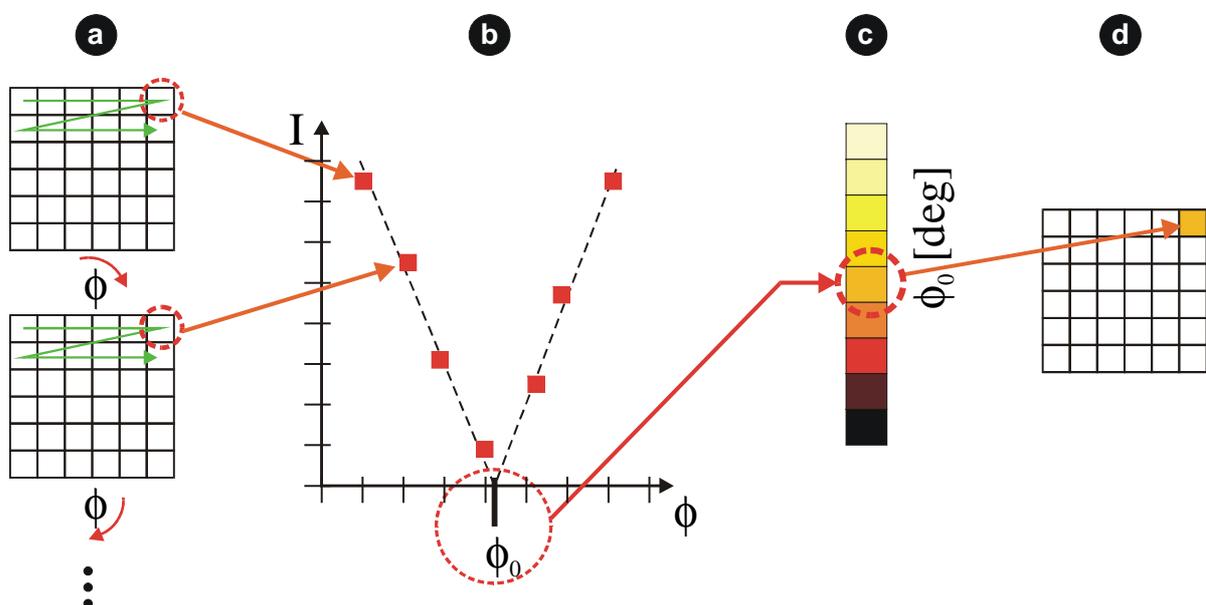


Abb. 5.6

Verfahren zur globalen quantitativen Messung der Rotation. (Erläuterungen im Text).

Um die hier beschriebene Möglichkeit der Erstellung bemaßter Bilder möglichst effizient und mit wenig Arbeitsaufwand nutzen zu können, wurde die vorhandene Software an zwei Stellen ergänzt: Das Steuerprogramm des Mikroskops erhielt eine Routine, die selbständig Bilderserien anfertigt, diese speichert und zwischen den Bildaufnahmen den Motor des Detektordrehtisches steuert. Die so entstandenen Dateien können dann in die Bildverarbeitungssoftware [SXM] importiert und dort von einem neu geschaffenen Programmteil ausgewertet werden. Dieser liefert als Ergebnis einen Bilddatensatz mit Faraday-Winkelbemaßung. Ein Beispiel dafür findet sich in Abb. 9.17 im Abschnitt 9.3.4.

5.2.8 Erweiterung des Detektors zur permanenten Messung der Gesamtintensität

Wie im Abschnitt 5.2.3 dargelegt wurde, geht bei dem in Abb. 5.3 dargestellten Detektoraufbau die Gesamtintensität des einfallenden Lichtes als Störung in die Messung von Rotation und Elliptizität ein. Zwar kann durch das Ausmessen sogenannter „V-Kurven“ die Messung von Polarisation und Intensität getrennt werden; dieses Verfahren ist aber sehr aufwendig.

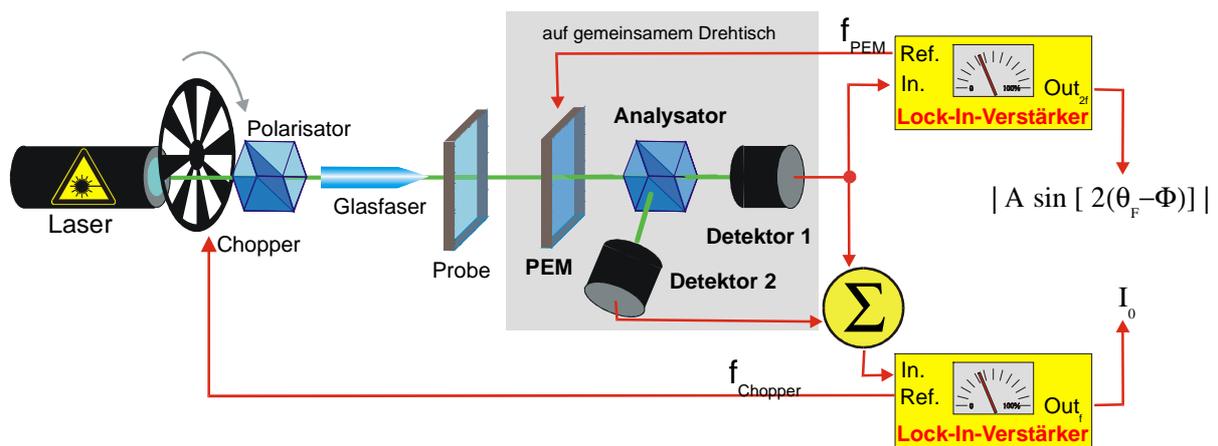


Abb. 5.7

Der modifizierte Detektoraufbau zur simultanen Messung der Gesamtintensität

Deshalb ist es erstrebenswert, bereits bei der Bildaufnahme permanent die Gesamtintensität des Lichtstrahles messen zu können. Eine Möglichkeit dazu, die auch vom Hersteller des photoelastischen Modulators [Hin] vorgeschlagen wird, besteht darin, den Gleichspannungsanteil des Detektorsignals auszuwerten.

Um allerdings den bei einer Gleichspannungsmessung kleiner und störungsbehafteter Signale entstehenden Problemen aus dem Weg zu gehen, empfiehlt sich der Einsatz einer weiteren Messung nach dem Lock-In-Verfahren. Wie in Abb. 5.7 dargestellt, wird dazu die Gesamtintensität des Lichtsignals mit einem Chopperblatt moduliert. Um auszuschließen, daß in den Detektor einfallendes Fremdlicht ebenfalls moduliert wird, ist es ratsam, den Chopper direkt hinter der Lichtquelle in den Strahlengang einzusetzen. Ein zweiter Lock-In-Verstärker erhält dann als Referenz die Frequenz des Chopperblattes.

Da der in den Detektor einfallende Lichtstrahl allerdings am Analysator geteilt wird, und sich das Teilungsverhältnis in Abhängigkeit von der Detektorausrichtung ändert, reicht ein einzelner Detektor zur Bestimmung der Gesamtintensität nicht aus. Der im Analysator abgetrennte Teilstrahl wird also auf

5.2: Bestimmung des Polarisationszustandes von Licht

einen zweiten Detektor geleitet. Eine Addierschaltung bildet dann für die Intensitätsmessung die Summe beider Detektorsignale, während die Messung der Polarisation weiterhin mit dem Signal nur eines Detektors erfolgt.

Da ein Lock-In-Verstärker ein sehr schmalbandiges Bandpaßfilter darstellt, sind die Messungen von Gesamtintensität und Polarisation vollkommen voneinander unabhängig, wenn sich die Modulationsfrequenzen des PEM und des Choppers weit genug unterscheiden.

Nach Erweiterung der Mikroskopsoftware um die Möglichkeit, auch drei und mehr Bilder simultan aufzunehmen, besteht jetzt also die Gelegenheit, gleichzeitig Bilder der Polarisationsveränderung und des Intensitätskontrasts anzufertigen.

6 Optische Nahfeldsonden

6.1 Mögliche Formen optischer Nahfeldsonden

Wie im Abschnitt 2.2 dargelegt, soll das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Nahfeldmikroskop die zu untersuchenden Proben mit dem optischen Nahfeld einer Lichtquelle abtasten, deren Abmessungen kleiner als die Lichtwellenlänge sind. Prinzipiell sind dafür mehrere Möglichkeiten vorstellbar:

- Die Lichtquelle besteht aus einem lichterzeugenden Mechanismus, der als ganzes kleiner als die Wellenlänge ist. Vorstellbar sind hier zunächst mikrostrukturierte Laser- oder Leuchtdioden; solche Lichtquellen sind aber bislang nicht verfügbar.
- In vergleichbarer Weise ist ein kleinvolumiges Objekt einsetzbar, das durch externe Wirkung zur Lichtabstrahlung angeregt wird; hier gibt es Experimente und theoretische Überlegungen mit Fluoreszenz [Hec 1999] und unterschiedlichen Plasmonenstrahlern [Kog 1994], [Nov 1995], [Sil 1994].
- Es wird als Lichtquelle eine möglichst kleine Öffnung - die sogenannte Apertur - in einer intransparenten Schicht benutzt, die von der Rückseite her beleuchtet wird. Dies ist die in der Praxis am häufigsten genutzte Möglichkeit. Auch in der vorliegenden Arbeit wird dieses Verfahren genutzt. Im folgenden wird deshalb nur auf diese Art der Nahfeldsonden eingegangen.

6.2 Apertursonden für die Nahfeldmikroskopie

Die ersten theoretischen Überlegungen zu Apertursonden stammen von Bethe und bereits aus dem Jahre 1944 [Bet 1944]. Die praktische Geschichte der Apertursonden begann mit der ersten Vorstellung eines funktionstüchtigen optischen Rasternahfeldmikroskops durch Pohl et al. [Poh 1984]. In diesem ersten Fall wurden massive Quarzspitzen benutzt, die durch Ätzen oder mit einem Ionenstrahl angespitzt und anschließend vollständig mit Aluminium bedampft wurden. Die Apertur entstand dann, indem die Spitze kontrolliert gegen eine Probenoberfläche gedrückt wurde, bis sichtbar Licht austrat.

In der Arbeitsgruppe um Betzig und Lewis wurden dann zunächst Mikropipetten aus Glas als Apertursonden benutzt [Har 1984]; 1991 schließlich stellte Betzig das Konzept vor, Sonden aus angespitzten Glasfasern herzustellen [Bet 1991]. Der größte Teil der heute für die Nahfeldmikroskopie genutzten Sonden entsteht auf diesem Weg; auch im Rahmen dieser Arbeit wurde überwiegend

auf dieses Verfahren zurückgegriffen, das deshalb im folgenden noch weiter erläutert werden soll.

Als zukunftssträchtige Alternative tauchen in jüngerer Zeit immer häufiger auch mikrofabrizierte Apertursonden auf, die mit den Methoden der Halbleitertechnik hergestellt werden [Mün 1997], [Abr 1998]. Da auch solche Sonden im Rahmen dieser Arbeit Verwendung fanden, wird in Abschnitt 6.4 näher auf dieses Thema eingegangen.

6.3 Nahfeldsonden aus Glasfasern

6.3.1 Eigenschaften von Glasfasern als uniaxiale Wellenleiter

Zur Zuführung des Lichtes zur Apertur und zur Herstellung der Apertur selbst wurden im Rahmen dieser Arbeit Glasfasern verwendet. Solche Fasern stellen prinzipiell einen Lichtwellenleiter dar, der entsteht, weil der lichtleitende Kern der Faser (engl. "Core") von einem Mantel (engl. "Cladding") umgeben ist, dessen Brechungsindex etwas geringer ist als der des Kerns.

Im Kern können dann Wellen propagieren, die in Polarkoordinaten die Form

$$E(r, \varphi, z, t) = f(r) \cos(\omega t - k_z z + \delta) \cos(q \varphi) \quad \text{Gl. 6-1}$$

haben; es ist hier ω die Kreisfrequenz der Lichtwelle, k_z die z-Komponente des Wellenvektors, δ eine Phasenverschiebung und q eine ganze Zahl. $f(r)$ ist eine radiusabhängige Abklingfunktion, die von den Abmessungen und optischen Eigenschaften von Kern und Mantel abhängt; in der Regel ist $f(r)$ eine Summe von Besselfunktionen [Rei 1997].

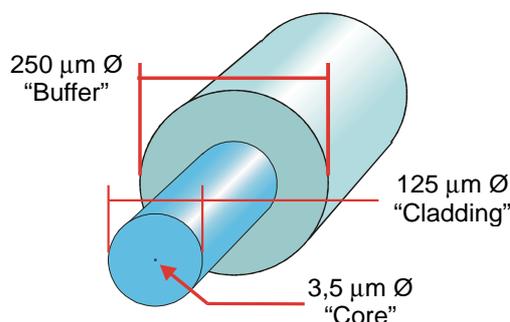


Abb. 6.1

Maßstabsgetreue Schemazeichnung einer handelsüblichen Glasfaser. Die angegebenen Maße entsprechen denen der für fast alle Messungen dieser Arbeit verwendeten Monomode-Fasern für eine Wellenlänge von etwa 500 nm.

Entscheidende Größe bei der Bestimmung des Wellenfeldes ist die normalisierte Wellenzahl, die häufig als V-Zahl ("V-number") bezeichnet wird:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_{Core} NA \quad \text{Gl. 6-2}$$

Es ist λ die Vakuumwellenlänge, NA die numerische Apertur der Faser und r_{Core} der Radius des wellenleitenden Kerns. Die Größe von V bestimmt, welche Moden innerhalb der Faser propagieren können. Überschreitet V die Nullstellen der Besselfunktionen in $f(r)$ sind jeweils neue, höhere Moden möglich.

Bei festgelegter Wellenlänge λ ist es durch eine entsprechende Wahl des Kernradius möglich, nur eine propagierende Mode in der Faser zuzulassen. Solche Glasfasern werden als Monomode-Glasfasern bezeichnet, die jeweils für einen bestimmten Wellenlängenbereich spezifiziert sind. Die in einer solchen Faser transportierte Welle genügt dann näherungsweise der Form eines Gaußschen Strahlprofils mit

$$E(r, z, t) = A \exp(-C r^2) \cos(\omega t - k_z z + \delta). \quad \text{Gl. 6-3}$$

Für nahezu alle Messungen dieser Arbeit wurde eine Monomode-Glasfaser für Wellenlängen im Bereich von 500 nm verwendet. Der wellenleitende Kern hat hier etwa 3,5 μm Durchmesser. Er ist umgeben von einem Mantel mit 125 μm Außendurchmesser - eine Größe, die als Industriestandard etabliert ist. Die Glasfaser wird vom Hersteller dann noch mit einer weiteren Umhüllung aus einem Acryl-Kunststoff mit 250 μm Außendurchmesser versehen (vgl. Abb. 6.1). Diese Hülle ist für den Lichttransport ohne Bedeutung und dient allein dem Schutz der Faser vor mechanischer Beschädigung.

Für einige Anwendungen (Ziehen von Spitzen, Einkoppeln von Licht, etc.) muß die Umhüllung entfernt werden, was mit Hilfe eines speziellen Abmantelwerkzeuges möglich ist.

6.3.2 Herstellung von angespitzten Glasfaserenden

Da bereits zur Zuführung des Lichtes an die Apertur eine Glasfaser verwendet werden soll, bietet es sich an, das Ende der Glasfaser anzuspitzen und direkt zu einer Apertursonde umzuarbeiten.

Eine Möglichkeit dazu besteht darin, die Glasfaser lokal stark aufzuheizen und dann dort zu zwei spitzen Enden auseinanderzureißen. Dieses in der Literatur als „fiber pulling“ bezeichnete Verfahren wurde zuerst von Betzig et al.

vorgestellt [Bet 1991]. Das an sich einfache Prinzip stößt im Fall der Glasfaser auf zwei grundsätzliche Probleme:

- Glas, insbesondere das zur Herstellung von Monomode-Glasfasern verwendete Quarzglas hat eine hohe Fließtemperatur oberhalb von 1000 Kelvin.
- Auch oberhalb dieser Temperatur wird das Glas nicht flüssig, sondern behält eine hohe Viskosität. Beim Auseinanderziehen einer aufgeheizten Glasfaser mit einer konstanten Zugkraft entstehen deshalb keine Spitzen, sondern ein sehr langer und dünner Glasfaden.

Einige erste Versuche mittels eines selbst konstruierten Aufbaus und einer Heizspule zum Erwärmen der Glasfaser Spitzen herzustellen, blieben ohne Erfolg. Insbesondere gelang es selbst mit einer Wolframwendel und unter Schutzgas nicht, die Faser weit genug zu erwärmen, ohne daß die Spule zerstört und dabei Teile davon in die Faserenden eingeschmolzen wurden.

Glücklicherweise war in der Mikrobiologie bereits vor dem Auftauchen der ersten Nahfeldmikroskope ein ähnliches Problem zu lösen gewesen. Zum elektrolitischen Ankoppeln von Signaldrähten an Zellwände (sogenanntes "Patch Clamping") werden dort sehr feine Glaspipetten benötigt. Als Folge dieses Bedarfs sind auf dem Markt einige Mikropipetten-Ziehgeräte (sog. "Micropipette Puller") erhältlich. Eines dieser Geräte eignet sich auch gut zum Herstellen von Glasfaserspitzen (Modell "P-2000" [Sut]); es wird vom Hersteller inzwischen auch modifiziert speziell für diesen Zweck angeboten und von vielen Arbeitsgruppen in dieser Weise genutzt. Ein Schema dieses Geräts findet sich in Abb. 6.2. Ein solches Gerät wurde zur Durchführung der vorliegenden Arbeit angeschafft, nachdem einige Versuche an einem eigenen Aufbau mit einer Heizspule aufgrund der hohen Fließtemperatur zu keinem Erfolg geführt hatten.

Als Alternative zum thermischen Ziehen von Glasfasern etabliert sich zunehmend das Ätzen von Faserspitzen, meist durch Eintauchen der Faser in Flußsäure. Diese Möglichkeit wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt; Beschreibungen zu diesem Verfahren finden sich u.a. in [Val 1995], [Oht 1995].

6.3.3 Parameter beim thermischen Ziehen von Glasfaserspitzen

Der im Rahmen dieser Arbeit zur Herstellung von Glasfaserspitzen verwendete "Micropipette Puller" [Sut] - schematisch in Abb. 6.2 dargestellt - beheizt die zu schmelzende Glasstelle mit einem fokussierten Laserstrahl. Verwendet wird ein CO₂-Laser mit einer Leistung von bis zu 10 Watt und einer Wellenlänge von ca.

10 μm . Glas ist bei dieser Wellenlänge völlig intransparent und setzt folglich einen großen Teil der Laserleistung in Wärme um. Zur Vergrößerung der an die Faser abgegebenen Wärmeleistung befindet sich die Glasfaser in der Fokussachse eines zylindrischen Reflektorspiegels.

Um die Form der Spitze reproduzierbar beeinflussen zu können, läuft für jeden Ziehvorgang ein Programm ab, das sich grob in drei Phasen unterteilen läßt:

Phase Der Laser wird eingeschaltet; die Glasfaser also aufgeheizt. Steuerbarer Parameter ist hier die Laserleistung. Um den geheizten Bereich zu vergrößern, läßt sich der Spiegel, der den Laser auf die Glasfaser wirft in Schwingung versetzen, deren Amplitude wählbar ist. Diese Option wurde jedoch zum Herstellen kurzer Spitzen nie genutzt.

1

Über ein relativ leichtes Zuggewicht steht die Faser unter Spannung; bei Erreichen der Fließtemperatur beginnen also die Faserenden, sich auseinander zu bewegen. Die Bewegung der Faserenden wird vom Gerät elektronisch gemessen; beim Erreichen eines einstellbaren Schwellwertes beginnt die zweite Phase des Ziehprozesses.

Phase In Abhängigkeit eines weiteren Verzögerungsparameters wartet das Gerät jetzt entweder einen Zeitraum von einigen Millisekunden ab, oder fährt sofort mit dem dritten Teil des Ziehvorganges fort. Die Einstellung des Parameters bestimmt auch darüber, ob während des weiteren Ziehverlaufs der Laser abgeschaltet wird oder eingeschaltet bleibt.

2

Phase Die Faser wird durch das Zuschalten eines Elektromagneten am Zuggewicht auseinandergerissen. Dabei ist der Spulenstrom, respektive die Zugkraft wählbar.

3

Die beiden Schlitten, die die Faserenden halten, rasten nach dem Auseinanderreißen in den Endpositionen ein; die Faserspitzen können dort entnommen werden.

Alle Parameter sind vom Benutzer verstellbar. Bei der Erprobung der Einstellungen müssen die folgenden Effekte gegeneinander ausgeglichen werden:

Zu geringe Heizleistungen führen zu unreproduzierbaren Ergebnissen mit häufig stumpf abgerissenen Enden.

⇔

Zu hohe Heizleistungen führen zu zu langen Spitzen.

6.3: Nahfeldsonden aus Glasfasern

Zu geringe Schwellwerte für die Fließgeschwindigkeit führen aufgrund der Meßungenauigkeiten zu einer Streuung der Ergebnisse.

⇔

Zu hohe Schwellwerte bedingen eine zu lange Heizzeit - das Ergebnis sind zu lange Spitzen.

Zu geringe Verzögerung führt zu sehr langen Spitzen mit oft merkwürdigen Formen, da die Faser noch während des Reißens weiter beheizt wird.

⇔

Zu hohe Verzögerungswerte führen zum stumpfen Abreißen der Faserenden.

Zu geringe Zugkräfte führen zu sehr langen Spitzen; im Extremfall mit gekräuselten Enden.

⇔

Hohe Zugkräfte resultieren in einer zunehmenden Verrundung des Endes der Spitze; solche Spitzen bilden dann später zu große Aperturen aus.

Weiter bleibt unabhängig von allen Einstellungen zu beachten, daß die Glasfaser sehr genau im Fokus des Reflektorspiegels (vgl. Abb. 6.2) montiert und dieser Reflektor peinlich sauber gehalten wird, weil sich sonst die in die Faser gespeisten Heizleistungen kaum reproduzieren lassen.

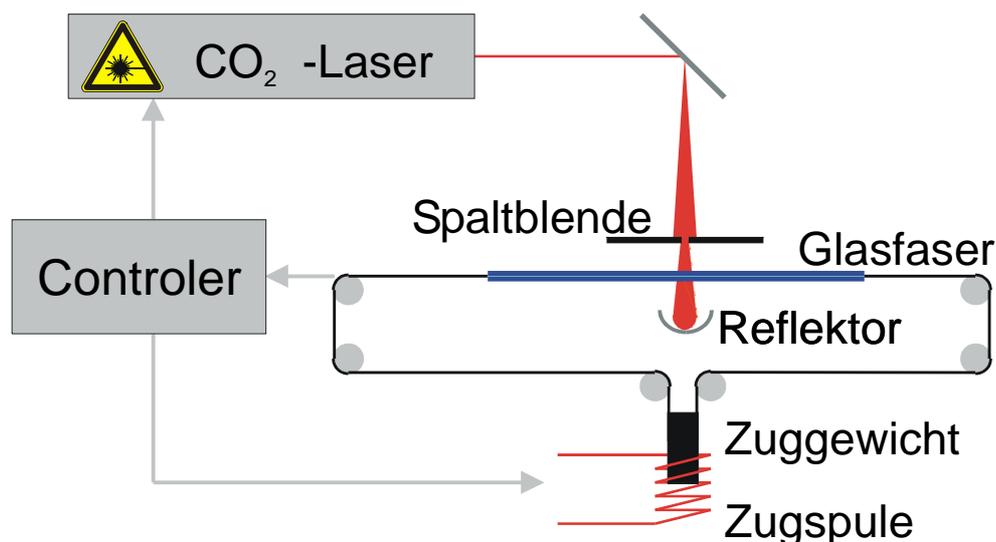


Abb. 6.2

Funktionsschema des modifizierten Mikropipettenpullers P2000 [Sut], mit dem Glasfaserspitzen hergestellt werden können.

Eine explizitere Darstellung der Ziehparameter und der genauen Wirkung von Veränderungen daran findet sich für diesen speziellen Fall in [Hel 1997] und im Überblick in [Val 1995].

Wie sich herausstellte, war es trotz einer Vielzahl von Versuchen in der Originalkonfiguration des Gerätes nicht möglich, die Kegellänge der Spitze reproduzierbar deutlich unter einen Millimeter zu verkleinern. Die Spitzenlänge ist eine kritische Größe, da zum einen die Transmissivität mit zunehmender Länge stark abfällt. Zum anderen können in zu langen Spitzen zusätzliche Schwingungsmoden entstehen, die Probleme bei der Scherkraft-Abstandsregelung bereiten können.

Aus diesem Grund wurde der Versuch angestrengt, die Spitzen durch Verkleinerung des aufgeheizten Glasfaservolumens zu verkürzen. Dieses Ziel wurde schließlich durch Einfügen einer Spaltblende kurz vor der Glasfaser und dem Reflektorspiegel erreicht. Durch Reduzierung der Spaltbreite bis auf etwa 0,25 mm ließ sich bei entsprechender Erhöhung der Laserleistung die Länge der Spitzen auf etwa ein Drittel des ursprünglichen Wertes verringern. Abb. 6.3 zeigt Aufnahmen von Glasfaserspitzen, die ohne und mit eingesetzter Spaltblende hergestellt wurden.

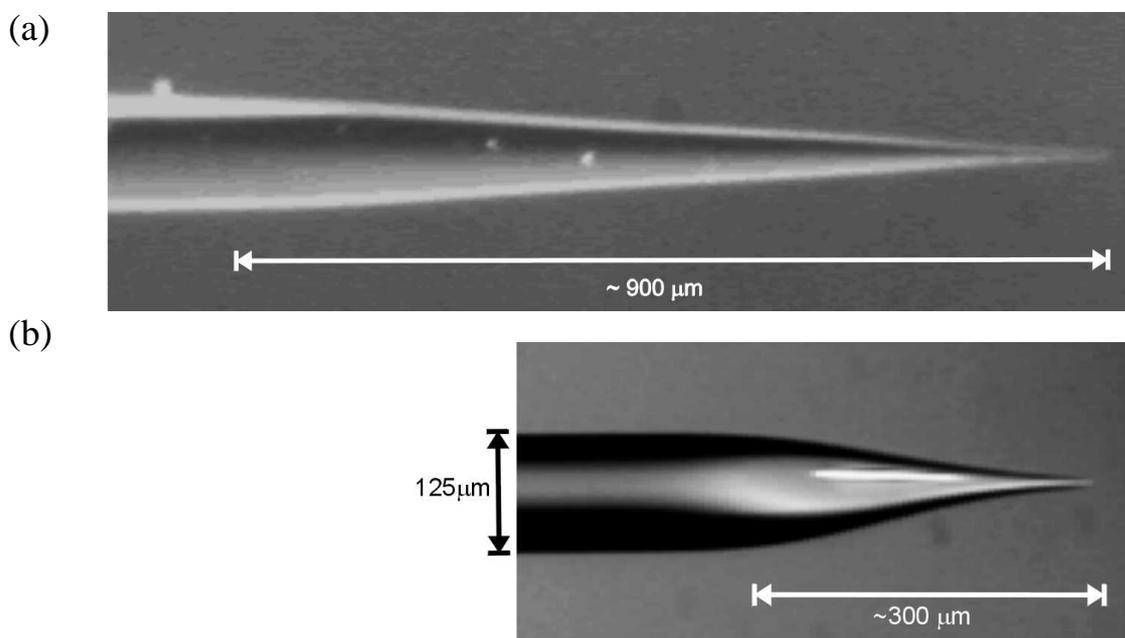


Abb. 6.3

Lichtmikroskopische Aufnahmen von zwei thermisch gezogenen Glasfaserspitzen; (a) ohne (b) mit Verwendung einer Spaltblende zur Begrenzung des beheizten Bereichs der Glasfaser.

6.3.4 (Bei-) Nahfeldmikroskopie mit unbeschichteten Glasfaserspitzen

Wie im Abschnitt 6.3.1 erläutert, handelt es sich bei einer Glasfaser um einen Wellenleiter. Diese Eigenschaft geht der Faser jedoch verloren, wenn innerhalb des Kegels ein Mindestradius unterschritten wird. Es kann dann Licht in alle Richtungen aus der Spitze austreten und das Nahfeldsignal völlig überlagern.

An mehreren Orten gab es Versuche, nahfeldoptische Mikroskopie mit unbedampften Glasfaserspitzen zu betreiben. Bei den dabei zumeist benutzten Aufbauten wird mit der Spitze gleichzeitig sowohl die Probe beleuchtet als auch das von der Oberfläche zurückreflektierte Licht gesammelt. Ein 2x2-Faserkoppler ermöglicht dann ein Abtrennen des rückreflektierten Lichtes, dessen Intensität als Bildsignal aufgetragen wird. Dieses Verfahren geht ursprünglich auf Spajer et al. zurück [Spa 1991]; Anwendungen finden sich z.B. in [Bie 1994b], [Bie 1994a]. Oft wurden mit solchen Aufbauten beeindruckende Auflösungen in den optischen Bildern erzielt. Es wurden in diesen Fällen Proben untersucht, die eine starke Korrelation von optischem Kontrast und topographischer Struktur aufwiesen, z.B. metallische Nanostrukturen auf glatten Substraten.

Später fanden allerdings einige Nutzer dieses Typs der Mikroskope zur Erkenntnis, daß die hohe Ortsauflösung des Geräts in vielen Fällen allein auf Interferenzeffekte zurückzuführen ist, die entstehen, wenn sich beim Abtasten einer topographischen Struktur der Abstand zwischen der Spitze und der die Struktur umgebenden Fläche ändert [San 1997], [Weg 1997]. Seit diesen Publikationen wird die Frage, ob es sich bei der beschriebenen Konfiguration um ein Nahfeldmikroskop oder nur um ein „Beinahfeldmikroskop“ handelt, lebhaft diskutiert. Eine ausführliche und kritische Betrachtung findet sich in [Hec 1997].

Um solche Effekte auszuschließen werden innerhalb dieser Arbeit nur Sonden mit metallischen Aperturen genutzt.

6.3.5 Beschichtung und Aperturformung

Um den in Abschnitt 6.3.4 geschilderten Problemen vorzubeugen, muß die Glasfaserspitze mit einem Metall beschichtet werden. Beim Aufdampfen einer solchen Metallschicht im Vakuum läßt sich durch eine geschickte Geometrie auch eine Apertur am äußersten Ende der Spitze ausformen.

Als Beschichtungsmaterial wurde hier wie in vielen anderen Fällen zunächst Aluminium verwendet. Dieses Material läßt sich mit vertretbarem Aufwand thermisch verdampfen, hat eine hohe Leitfähigkeit bei optischen Frequenzen und ist nicht zuletzt preiswert erhältlich.

Die Eindringtiefe für Licht des sichtbaren Spektrums liegt für Aluminium bei etwa 16 nm [Pal 1985]. Folglich sollte eine Beschichtungsdicke im Bereich von 100 - 200 nm gewählt werden, damit der Lichtaustritt durch die Beschichtung deutlich kleiner als die Emission der Apertur bleibt. Überlegungen zur Optimierung der Schichtdicke unter diesem Aspekt finden sich in [Mün 1998].

Zur Bedampfung und Aperturformung wird der Strahl des verdampften Metalls im Vakuum unter etwa 90 Grad gegen die Faserachse auf deren Spitze gerichtet. Die Fasern rotieren dabei um ihre Achse und werden so von allen Seiten beschichtet. Im günstigen Fall bildet sich auf dem Glasfaserkegel ein geschlossener Metallfilm, der an der Kegelspitze eine trichterförmige Öffnung als Apertur aufweist, durch die dann das Licht austritt (Abb. 6.5 (a) und (b)).

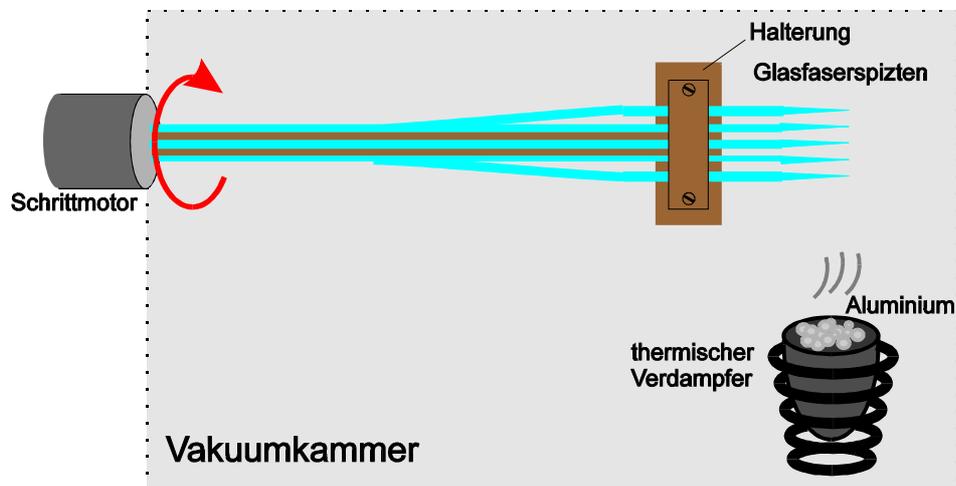


Abb. 6.4

Schema des Aufbaus zur Bedampfung von Glasfaserspitzen bei gleichzeitiger Aperturformung. Grafik aus [Hel 1997].

Weniger günstige Fälle ergeben sich regelmäßig, wenn die gezogenen Glasfaserspitzen vor dem Bedampfen verschmutzen oder die Vakuummkammer einen zu hohen Restdruck aufweist. In diesem Fall kommt es zu zunächst zu Lücken im Metallfilm und schließlich zu einem völlig unbestimmbar Wachstum von Metallstrukturen in alle Raumrichtungen (Abb. 6.5 (c)).

Die Bedampfung der Spitzen erfolgte zunächst mit einem Tiegelverdampfer in einer Hochvakuumanlage, deren Geometrie in Abb. 6.4 dargestellt ist. Eine genauere Darstellung des Aufbaus und der Prozeßparameter findet sich in [Hel 1997]. Später wurden die Schichten mit einer vergleichbaren Geometrie auch in einer Laborsputteranlage präpariert, die im Rahmen von [Def 1997] eingerichtet wurde. Hier wurde neben Aluminium auch Chrom als Schichtmaterial verwendet [Ros 1999].

Augenfälligster Vorteil dieses Wechsels ist der Umstand, daß sich Arbeitszeit und Komfort der beiden Systeme in etwa wie beim Vergleich eines holzbeheizten Steinbackofens mit einer Mikrowelle verhalten... Die Herstellung sputterbeschichteter Spitzen und der Vergleich der Verfahren fand wesentlich im Rahmen von [Mün 1998] statt und ist dort ausführlich beschrieben.

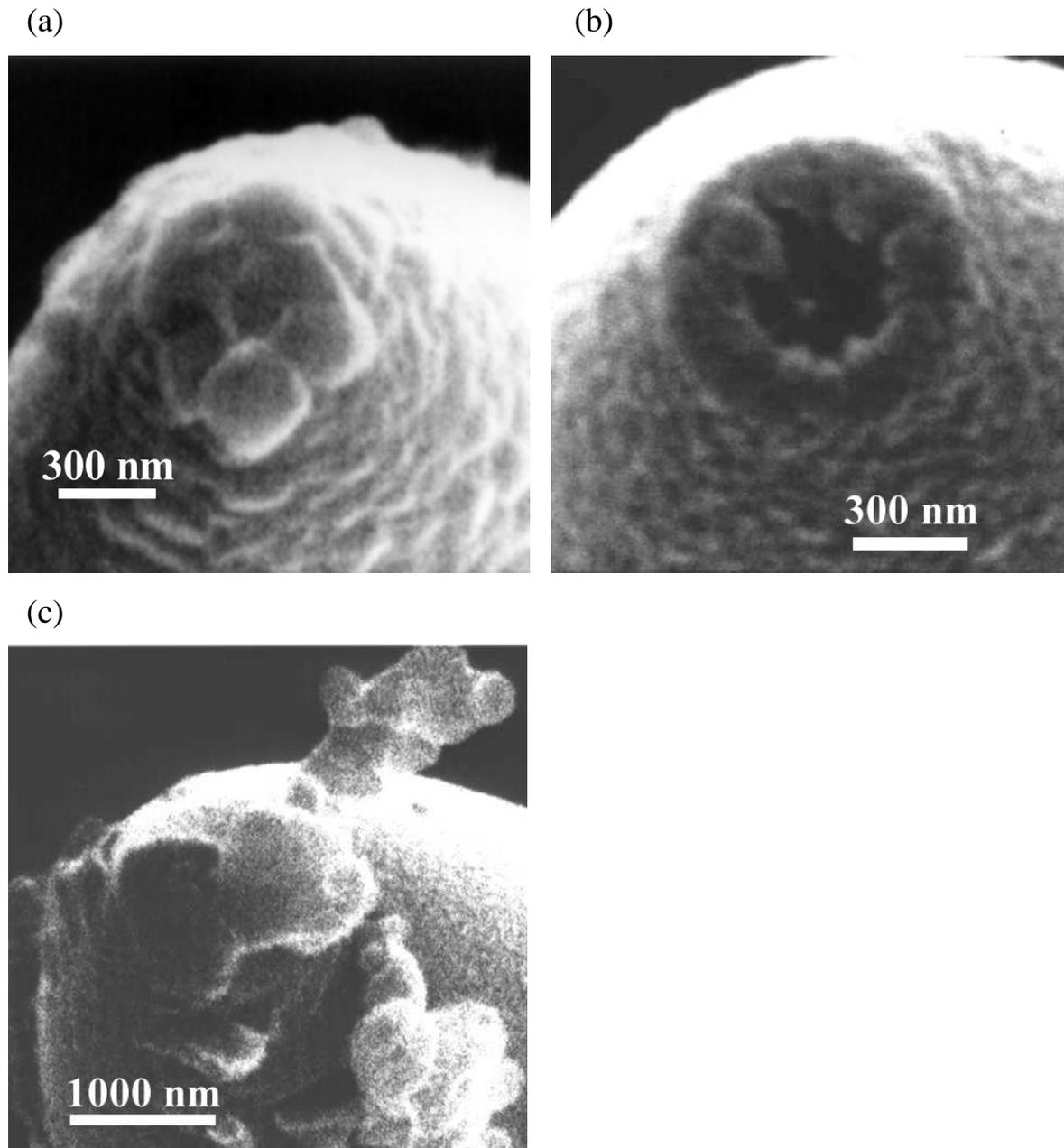


Abb. 6.5

REM-Aufnahmen aluminiumbedampfter Faserspitzen. In (a) hat sich eine Apertur von etwa 150 nm Durchmesser ausgebildet, die von einem ca. 150 nm dicken Aluminiumrand umgeben ist. In (b) beträgt der Durchmesser etwa 300 nm. Im Fall von (c) haben Verschmutzungen zu einem Wachstum von Aluminium-Dendriten geführt.

Beide Verfahren führten zu Spitzen mit Aperturgrößen im Bereich von etwa 100 - 300 nm, die von der geometrischen Ausrichtung beim Bedampfen, vor allem jedoch von der Form der Faserspitze abhängen. Andere Arbeitsgruppen [Hec 1996] erzielten z.T. deutlich kleinere Aperturgrößen; aufgrund der daraus resultierenden erheblichen kleineren Lichtemission und der beschriebenen Schwierigkeiten bei Polarisationsmessungen mit kleinen Lichtintensitäten wurde jedoch zunächst darauf verzichtet, die Versuche in diese Richtung zu forcieren.

6.3.6 Zerstörschwelle von Glasfaserspitzen

Ein erhebliches Problem bei der Arbeit mit Nahfeldsonden aus Glasfaserspitzen ist die sehr kleine Transmissivität der Sonden im Bereich von ca. 10^{-5} und die daraus resultierende geringe Signalgröße. Den Versuchen, das Nutzsignal durch eine Steigerung der in das stumpfe Faserende eingekoppelten Lichtleistung zu vergrößern, sind im Falle von Glasfaserspitzen enge Grenzen gesetzt. Denn eine eingekoppelte Laserleistung von mehr als etwa 1-2 mW führt nahezu zwangsläufig zu einer thermischen Zerstörung der Sonde. Dies bedeutet, daß die maximale von der Faser abgestrahlte Leistung im Nanowatt-Bereich liegt!

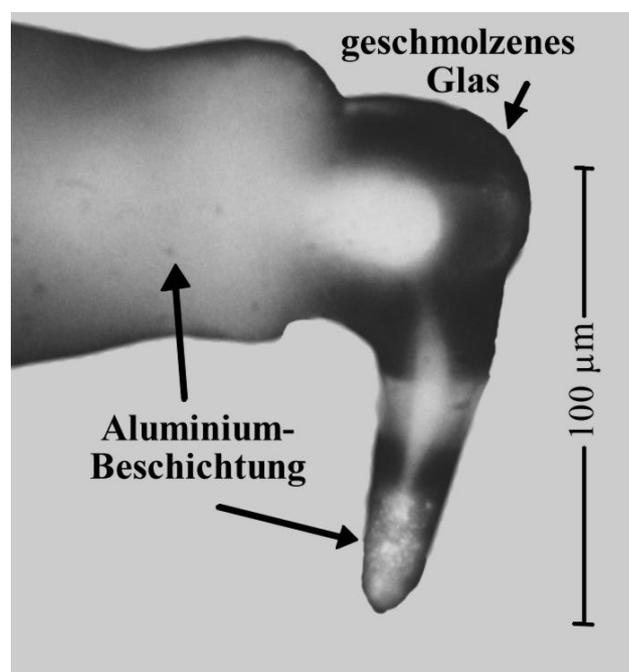


Abb. 6.6

Lichtmikroskopische Aufnahme einer durch zu hohe Laserleistung zerstörten Glasfaserspitze. Die Faser setzt sich nach links fort. Während der Lasereinkopplung war die Spitze horizontal montiert; der vorderste, weitgehend unbeschädigte Teil wurde durch sein Gewicht nach unten gezogen.

Versuche mit mehreren aluminiumbedampften Glasfaserspitzen ohne Probenkontakt ergaben bereits bei eingekoppelten Leistungen zwischen 3 und 5 mW innerhalb von Minuten einen starken Anstieg der Ausgangsleistung, was auf eine Beschädigung des Aluminiummantels schließen läßt.

Wurde die Leistung weiter erhöht, so kam es schließlich bei ca. 30 mW zu einem lokalen Aufschmelzen der Glasfaser. Abb. 6.6 zeigt die lichtmikroskopische Aufnahme einer partiell aufgeschmolzenen Spitze; interessanterweise entsteht die größte Wärmewirkung offenbar nicht direkt an der Apertur, sondern etwa 100 µm davon entfernt innerhalb des Glaskegels, der an dieser Stelle zu einem Tropfen zusammengesmolzen wurde.

Es ist anzunehmen, daß dort der Durchmesser des Faserkerns den kritischen Durchmesser eines uniaxialen Wellenleiters unterschreitet. Dadurch würde an dieser Stelle die propagierende Wellenausbreitung in der Faser enden. Ein erheblicher Teil der Energie der Wellen wird dann offenbar in Wärme umgesetzt.

6.4 Mikrostrukturierte optische Nahfeldsonden

Der erhebliche Arbeitsaufwand bei der Herstellung metallbedampfter Faserspitzen und die starken Streuungen wesentlicher Parameter wie Aperturgröße bzw. Transmissivität sowie Polarisationsverhalten ließen immer wieder den Wunsch nach Alternativen erwachen.

Benutzer von Rasterkraftmikroskopen können schon seit längerer Zeit auf industriell gefertigte Sonden mit genau spezifizierten Eigenschaften zurückgreifen. Gefertigt werden diese in aller Regel mit den Methoden der industriellen Halbleitertechnik, die durch die Produktion integrierter Schaltkreise schon lange über Erfahrungen und Instrumente zur Mikrofabrikation verfügt. Es liegt nahe, diese Techniken auch zur Fertigung von Apertursonden zu nutzen. In Deutschland sind z. Zt. zwei Hersteller solcher Sonden bekannt.

In der Arbeitsgruppe um M. Abraham am Institut für Mikrotechnik Mainz [IMM] wird zur Herstellung der Sonden zunächst durch plasmaverstärkte Deposition ein Kegel aus Si_3N_4 erzeugt. Dieser erhält dann eine Überschichtung aus Metall [Noe 1997], [Abr 1998]. Es bildet sich dabei eine Apertur, aus der der Kegel einige Nanometer herausragt. Auf diese Weise ergibt sich genau definierter Kontaktpunkt für die Scherkraft-Abstandsregelung. Leider war es unmöglich, solche Spitzen für Tests zu erhalten.

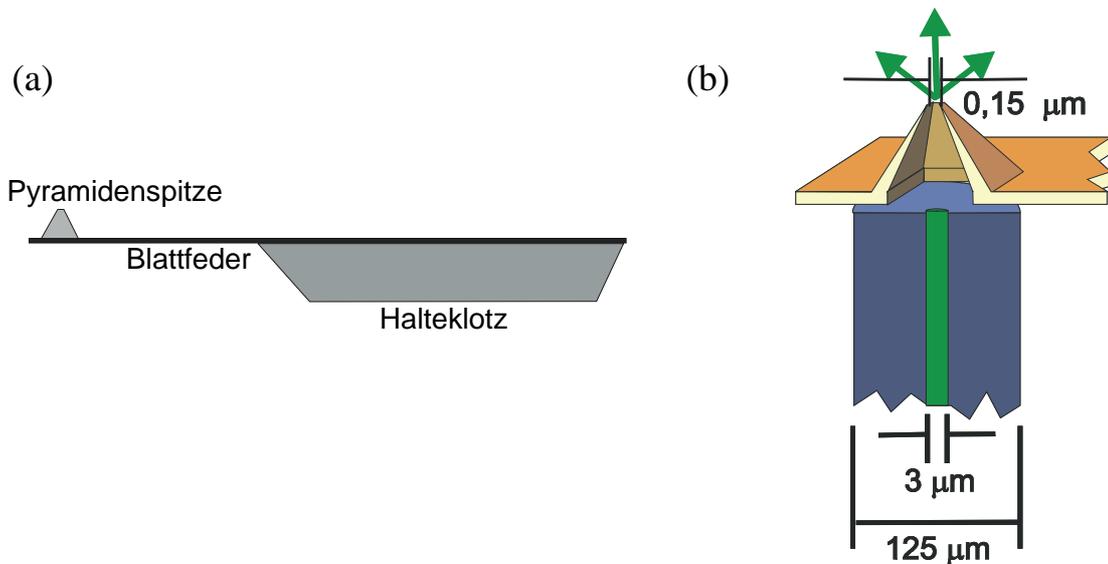


Abb. 6.7

(a) Gesamtansicht einer durch mikrostrukturierung hergestellten Nahfeldsonde mit Pyramidenspitze [Oes] (nicht maßstabsgetreu!)

(b) Schnitt durch eine Glasfaser mit aufgeklebter Apertursonde.

Unter der Leitung von E. Oesterschulze [Oes] werden im Institut für technische Physik der Uni Kassel als Form für die Sondenspitzen zunächst pyramidale Vertiefungen in die Oberseite eines (100)-Orientierten Si-Wafer geätzt. Dieser wird dann von der Unterseite her durch einen Ätzprozeß so weit flächig abgetragen, daß sich an den Spitzen der Vertiefungen Öffnungen im Wafer bilden. Wird nun von der Oberseite her Metall in die pyramidenförmige Vertiefungen gedampft, so bilden sich hohle Metallpyramiden mit einer geöffneten Spitze.

Durch Plasmaätzen gegen die Rückseite des Si-Wafers lassen sich diese Pyramiden dann freilegen. Sie werden aus Gründen der mechanischen Stabilität anschließend noch mit einer Deckschicht aus SiO_2 überzogen. Ein Schnittbild einer fertigen Spitze findet sich in Abb. 6.7 (b). Details des Herstellungsprozesses finden sich in [Oes 1998a], [Mün 1997], [Oes 1998b], [Wer 1998].

Eine Anzahl dieser Spitzen stand für Messungen und Experimente im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung.

6.4.1 Montage von Mikrospitzen auf die Enden von Glasfasern

Die durch die Arbeitsgruppe um E. Oesterschulze gefertigten Sonden waren ursprünglich zur Verwendung in einem Nahfeldmikroskop vorgesehen, das in der Funktionsweise an ein Rasterkraftmikroskop angelehnt ist [Sto 1995]. Deshalb befinden sich die Metall-Pyramidenspitzen auf einer etwa 0,5 mm langen Silizium-Blattfeder, welche wiederum an einem Halteklotz angebracht

ist, mit dem der Sensor am Scanpiezo des Mikroskops befestigt werden sollte (vgl. Abb. 6.7 (a)). Dieser Klotz bietet zugleich die einzig sichere Möglichkeit, den Sensor mit einer Pinzette zu handhaben. Abb. 6.8 zeigt eine Serie von Aufnahmen einer Sonde mit einem Rasterelektronenmikroskop.

Im ursprünglich vorgesehenen Mikroskopaufbau wird die Blattfeder von hinten mit einem frei fokussierten Laserstrahl beleuchtet, der dann ins Innere der hohlen Metallpyramide strahlt und durch die Apertur in deren Spitze zum Teil wieder austritt [Wer 1998]. Ein solches Vorgehen war jedoch mit dem in dieser Arbeit verwendeten Mikroskop nicht möglich. Deshalb wurden die Blattfedern mit den Pyramidenspitzen auf die stumpfen Enden abgeschnittener Glasfasern aufgeklebt. Die so - wie in Abb. 6.7 (b) dargestellt - montierten Spitzen können dann genau wie die zuvor genutzten Glasfaserspitzen verwendet werden.

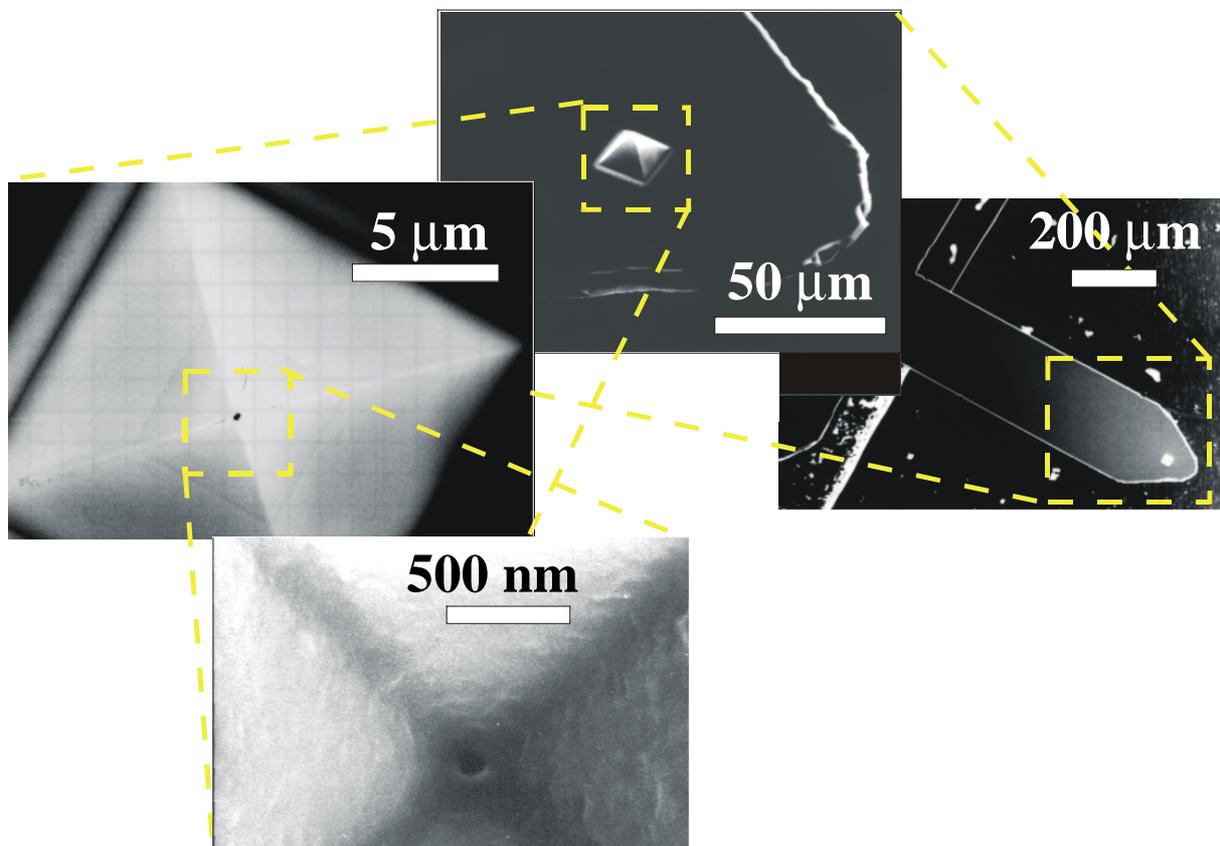


Abb. 6.8

Serie mit REM-Ansichten einer Pyramidenspitze auf einer Blattfeder; Nahaufnahme einer Apertur; letzte Aufnahme durch [Oes].

Schon bei den ersten Versuchen stellte sich heraus, daß die Spitzen der Metallpyramiden sehr präzise gegen den lichtleitenden Kern der Glasfaser ausgerichtet werden müssen, damit Licht aus der Apertur der Pyramide emittiert wird. Wie in Abb. 6.9 zu erkennen, reduziert bereits eine Verschiebung der Spitze gegen

den Faserkern um weniger als zwei Mikrometer die Intensität des Lichtaustritts um die Hälfte. Die ermittelte Halbwertsbreite der Intensitätskurve von etwa 3,25 Mikrometern entspricht fast genau dem Kerndurchmesser der Glasfaser, der im Bereich von 3,5 Mikrometern liegt.

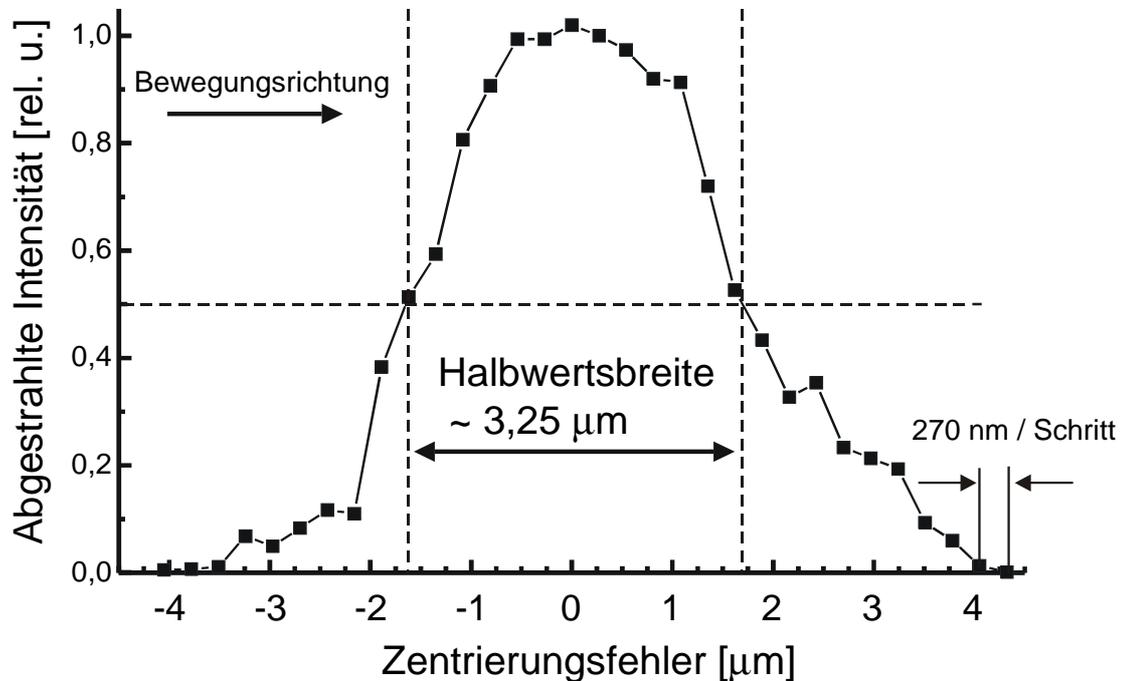


Abb. 6.9

Relative Transmissivität einer vor das Ende einer Glasfaser gehaltenen Mikrospitze in Abhängigkeit vom Zentrierungsfehler zwischen dem Faserkern und der Spitze.

Für die Montagearbeit des Justierens und Klebens wurde aufgrund der erforderlichen Präzision erneut auf den Nanomotor [Klo] zurückgegriffen. Es entstand schließlich der in Abb. 6.10 schematisch dargestellte Aufbau:

- Das Ende der Glasfaser, auf welchem die Spitze aufgeklebt werden soll, wird im Läufer eines einzelnen Nanomotors befestigt. Dieser wiederum wird aufrecht stehend auf einen Stelltisch montiert, der durch zweimal je zwei Nanomotoren in der horizontalen Ebene bewegt werden kann. Auf diese Weise ist das Faserende in allen drei Raumrichtungen beweglich.
- Mittels einer Miniaturzwinge (in Abb. 6.10 nicht dargestellt) wird die Blattfeder mit der Pyramidenspitze fest über dem Faserende gehalten. Durch die Zwinge wird dabei die Blattfeder zwischen Halteklotz und Spitze geklemmt. Nach dem Einspannen wird der Halteklotz abgebrochen.
- Über der Pyramidenspitze wird eine Strahlteileroptik montiert, die zum einen die Beobachtung der Spitze mit einem Mikroskop zulässt, zum anderen einen Teil des von der Spitze emittierten Lichtes auf einen Photodetektor leitet.

6.4: Mikrostrukturierte optische Nahfeldsonden

- In das freie Ende der Glasfaser wird ein modulierter Laserstrahl eingekoppelt.
- Mit einem an den Photodetektor angeschlossenen Lock-In-Verstärker der mit der Referenzfrequenz der Intensitätsmodulation arbeitet, kann jetzt die von der Spitze emittierte Intensität gemessen werden.

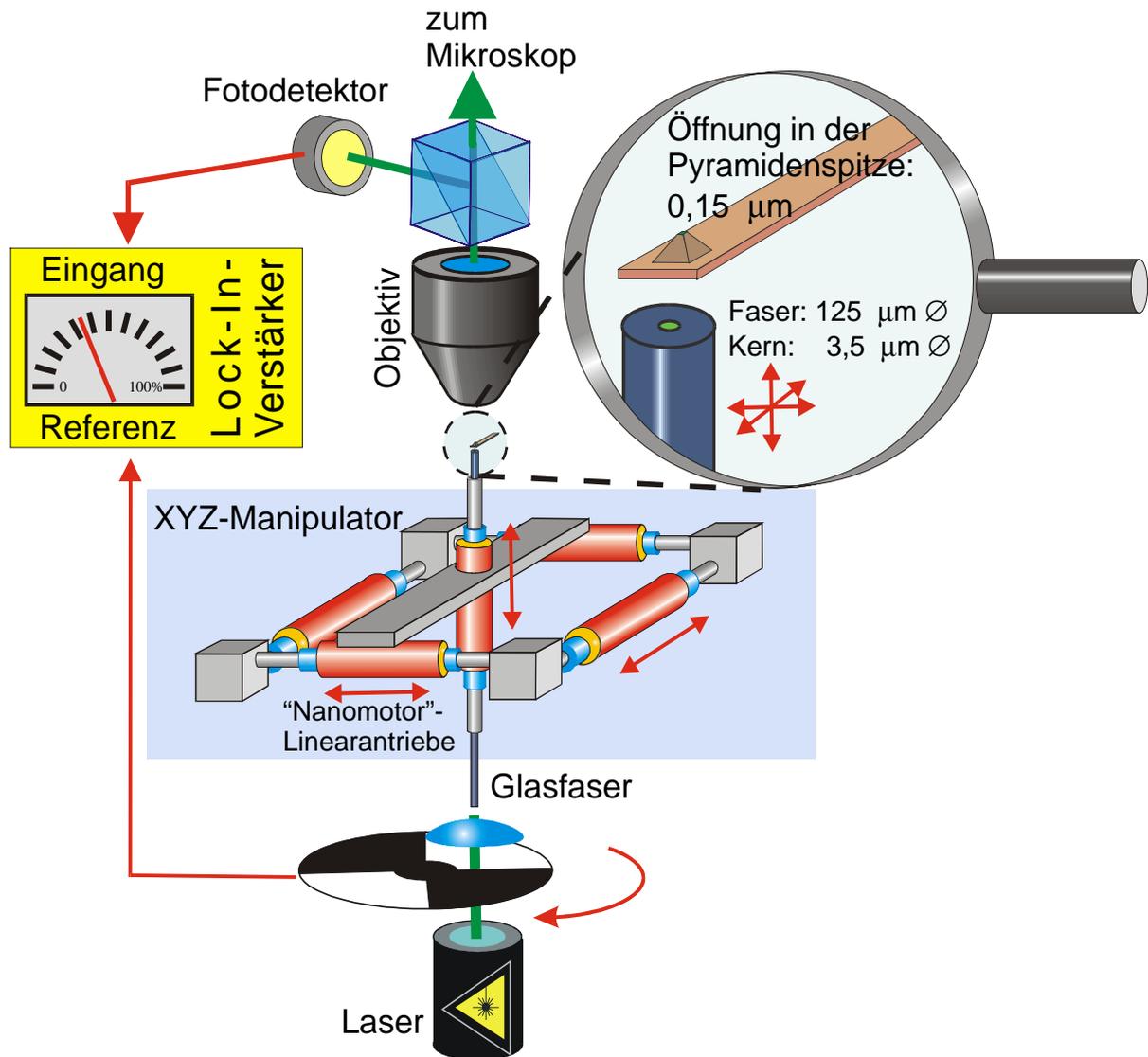


Abb. 6.10

Schema des Aufbaus zur Montage mikrostrukturierter Apertursonden auf stumpfe Glasfaserenden.

Zur Herstellung einer Spitze wird auf das Ende der Glasfaser ein UV-härtender Klebstoff aufgebracht, dessen Brechungsindex an den der Glasfaser angepaßt ist. Anschließend wird die Faser justiert, bis das Signal des Lock-In-Verstärkers maximal geworden ist.

Das Beleuchten der Klebestelle mit einer starken UV-Lichtquelle härtet dann den Klebstoff aus. Nach dem Lösen der Befestigungen von Blattfeder und Glasfaser kann die Spitze entnommen und ebenso wie in Abb. 4.9 (b) für eine gezogene Glasfaserspitze gezeigt an die Seitenfläche einer Stimmgabel angeklebt werden. Zweckmäßigerweise wird dabei das noch an der Spitze verbliebene Stück der Blattfeder auf die Oberseite einer Gabelzinke aufgeklebt.

Der so entstandene Sensor kann genau wie die zuvor beschriebenen Sensoren mit Glasfaserspitzen benutzt werden. Allerdings muß beim Einbau in das Mikroskop auf eine genau senkrechte Ausrichtung der Spitze gegen die Probenoberfläche geachtet werden. Die mit dem Montierstand verarbeiteten Spitzen hatten einen durch das Si-Substrat bedingten Öffnungswinkel von 70,5 Grad. Die Höhe der Pyramiden betrug etwa 10 Mikrometer, die Blattfedern hatten eine Breite von etwa 200 µm. Daraus folgt, daß ein Verkippungswinkel der Spitze gegen die Probennormale von etwa 5,5 Grad nicht überschritten werden darf, weil sonst beim Annähern eine Kante der Blattfeder auf die Probenoberfläche stößt, bevor diese von der Pyramidenspitze erreicht wird.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß diese Art von Nahfeldsonden gegenüber den gezogenen Glasfaserspitzen eine Reihe von Vorzügen aufweist:

Die **Transmissivität** der montierten Sonden liegt im Bereich von 10^{-3} - ein Wert, der auch bei Nutzung der Sonden mit einem frei fokussierten Strahl gemessen wird [Oes 1998a]. Damit ist die Transmissivität um etwa 1-2 Größenordnungen höher als die einer typischen gezogenen Glasfaserspitze. Die Ursache dafür dürfte vor allem in dem - im Vergleich mit den Glasfaserspitzen - hohen Öffnungswinkel der mikrostrukturierten Spitzen von 70,5 Grad zu suchen sein. Dadurch wird die Strecke verkürzt, über die das Licht innerhalb der Spitze nicht mehr durch propagierende Wellen transportiert werden kann.

Die **Zerstörschwelle** der Spitzen ist erheblich höher als die der Glasfaserspitzen: Während letztere bereits bei ca. 5 mW Lichtleistung zerstört wurden, waren bei mikrostrukturierten Sonden auch bei bis zu 25 mW eingekoppelter Lichtleistung keine Veränderungen der Transmissivität festzustellen. Eine Ursache dafür könnte sein, daß die glatten Innenflächen der Pyramidenspitze das Licht besser zurückreflektieren und so weniger Wärme erzeugen.

Auch die **mechanische Stabilität** der Spitzen ist erheblich verbessert. Bei den Messungen mit Glasfaserspitzen kam es immer wieder zu Sprüngen im Topographiesignal, die auf das Abreißen von Teilen der Aluminium-Deckschicht zurückzuführen sind. Bei Verwendung der Pyramidenspitzen waren solche Effekte nur sehr selten zu beobachten, da der Metallmantel der Pyramide mit einer abriebfesten SiO₂-Deckschicht überzogen ist.

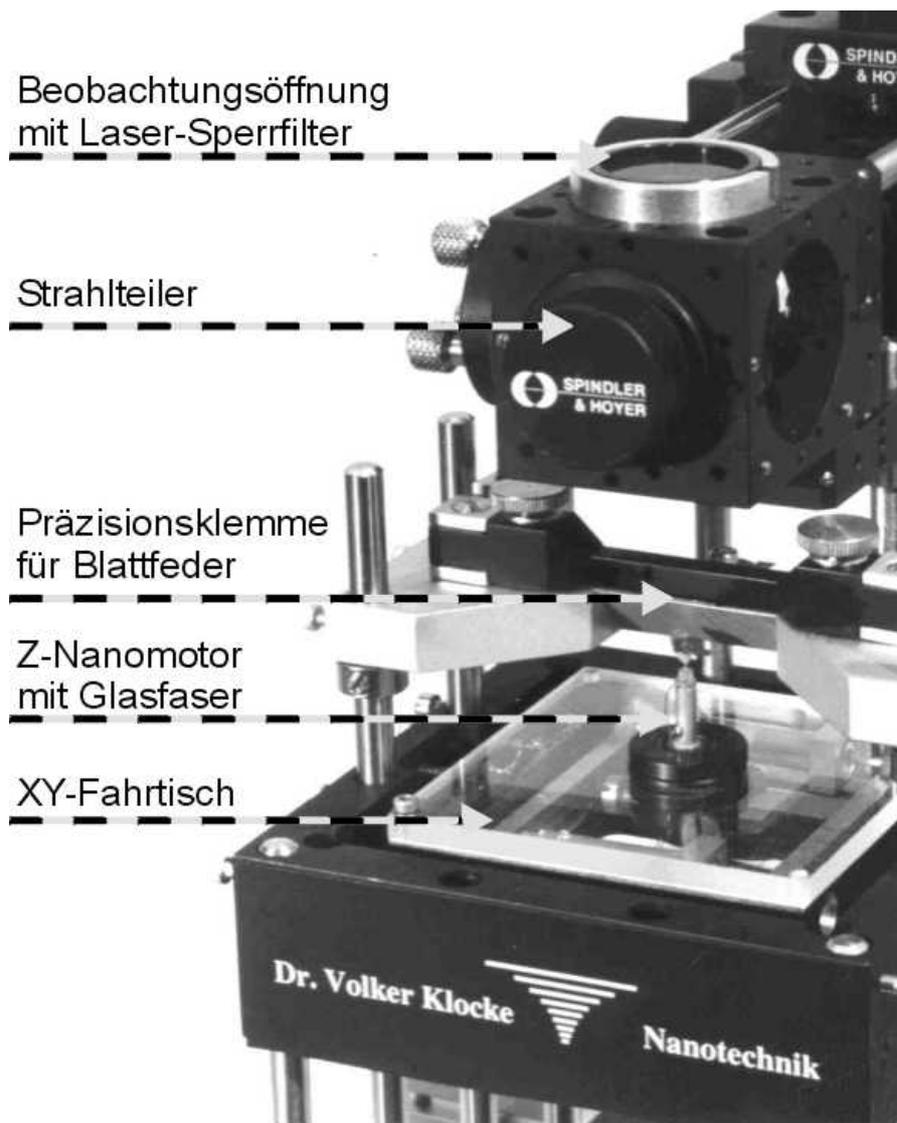


Abb. 6.11

Ansicht des Montierstandes zur Produktion von Nahfeldsonden aus mikrostrukturierten Pyramidenspitzen. Eine schematische Darstellung findet sich in Abb. 6.10.

Zur komfortablen und intuitiven Bedienung des Montierstandes hat sich der Einsatz eines Steuerknüppels ("Joystick") bewährt, mit dem sich die Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit des Faserendes in alle Richtungen steuern läßt. Dieses "Benutzerinterface" verlieh dem Montiergerät außerdem einen so hohen öffentlichen Unterhaltungswert, daß es Teil der Präsentation des Bundesministeriums für Bildung und Forschung und des Vereins Deutscher Ingenieure auf der Hannover-Messe Industrie 1998 und 1999 wurde. Dort durfte das Publikum mit Hilfe einer an den Lock-In-Verstärker angeschlossenen "Trefferanzeige" als Nanomechaniker antreten - wobei die Gameboy-erprobten Nachwuchskräfte erfahrungsgemäß am besten abschnitten ... Ausführlich berichtete im Anschluß an die Messe auch die Kundenzeitschrift einer Optikfirma über diese neue sportliche Disziplin [Opt 1998].

7 Polarisierungseffekte an nichtmagnetischen Systemen

Wie im Abschnitt 5.2 dargelegt, lassen sich mit geeigneten Detektoren die durch Absorption und durch Polarisierungseffekte verursachten optischen Kontraste in den Abbildungen des Rasternahfeldmikroskops sicher trennen. Allerdings ist auch das Vorliegen eines Kontrasts, der auf eine Änderung der Polarisierung zurückzuführen ist, noch kein eindeutiger Beleg dafür, daß tatsächlich ein magnetooptischer Effekt abgebildet wurde. Vielmehr können auch Grenzflächeneffekte an leitenden, strukturierten Oberflächen ebenso wie spannungsinduzierte Doppelbrechung den Polarisationszustand eines polarisierten Lichtstrahles verändern. In den folgenden Abschnitten 7.1 und 7.2 sollen dafür Beispiele gegeben werden

7.1 Effekte durch spannungsinduzierte Doppelbrechung

Spannungsinduzierte Doppelbrechung bezeichnet eine Ausbildung verschiedener Brechungsindizes für verschiedene Raumrichtungen, die durch eine mechanische Spannung in einem Material ausgelöst wird. Diese Spannung kann dabei von außen an das Material angreifen, aber auch im Material selbst, z.B. durch thermische Ausdehnung, entstehen. Auch eine elastische Schwingung kann zu Doppelbrechung führen - ein Effekt, der von dem im Abschnitt 5.2.3 vorgestellten photoelastischen Modulator ausgenutzt wird.

Im Falle der im folgenden betrachteten linearen Doppelbrechung bilden sich in der Regel zwei verschiedene Brechungsindizes für die zwei orthogonalen Polarisationsachsen aus. Durch die unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten entlang dieser Achsen kommt es dann bei in das Material eingestrahlem Licht zu einer Phasenverschiebung der beiden orthogonalen Anteile und damit zu einer Änderung des Polarisationszustandes.

Bei der Betrachtung eines optischen Rasternahfeldmikroskops kann spannungsinduzierte Doppelbrechung nicht nur innerhalb des Probenmaterials von Bedeutung sein; wird zur Zuführung des Lichtes an die Apertur eine Glasfaser verwendet, so kann auch die Doppelbrechung der Faser erhebliche Effekte auf die Abbildungen haben.

7.1.1 Doppelbrechungseffekte in Glasfasern

Bereits mit den ersten Versuchen, mit dem Nahfeldmikroskop polarisations sensitiv zu arbeiten, wurden die Probleme der Veränderung von Polarisationszuständen in Glasfasern durch Doppelbrechung deutlich [Bet 1992b].

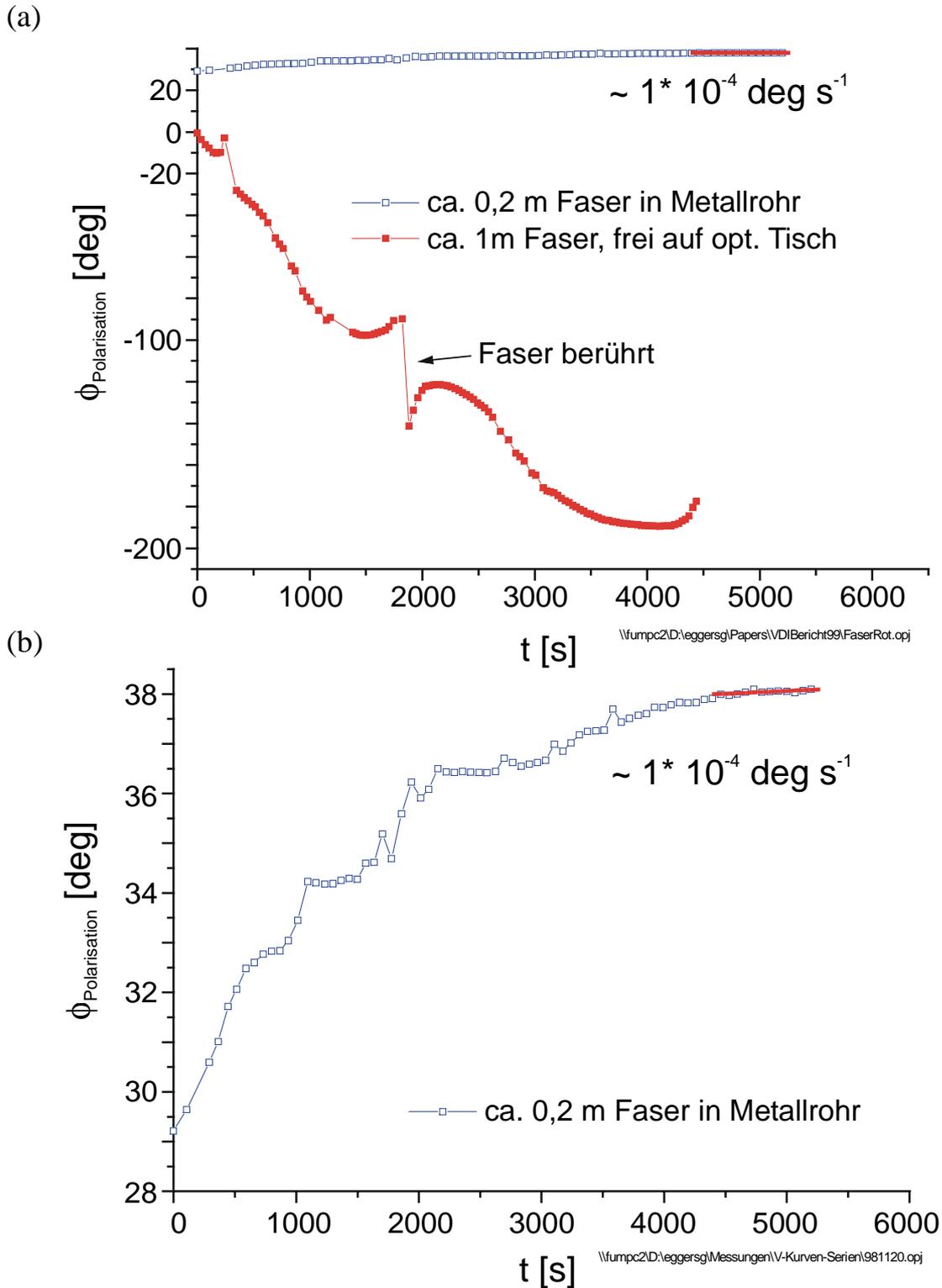


Abb. 7.1

Veränderung der Polarisationsachse des durch eine Glasfaser transportierten Lichtes. (a): Vergleich des Effektes eines längeren losen Faserstücks mit dem einer kurzen, in einem Metallrohr geführten Faser.

(b): Vergrößerte Darstellung der Meßdaten für das kurze Faserstück aus (a).

Umfassend diskutiert wurde diese Thematik bereits in den 70er und 80er Jahren, vor allem im Hinblick auf Versuche, den Faraday-Effekt in Glasfasern zur Konstruktion fasergestützter Magnetfeld- und Stromsensoren für die Energietechnik zu nutzen [Sim 1977], [Skl 1976], [Smi 1980].

Auch das hier für magnetooptische Aufnahmen verwendete optische Rasternahfeldmikroskop transportiert das Licht mittels einer Glasfaser an die Apertur. Als Folge davon stellen die in der Faser verursachten Veränderungen des Polarisationszustandes - insbesondere die Drehung der Polarisationsachse des von der Apertur emittierten Lichtes - immer wieder ein großes Problem bei der Messung und magnetooptischen Abbildung von Proben dar.

Statische Veränderungen des Polarisationszustandes innerhalb der Glasfaser lassen sich kompensieren. Dazu wird der Laserstrahl noch vor dem Einkoppeln durch eine Kombination aus zwei Verzögerungsplatten mit Amplituden von $\lambda/2$ und $\lambda/4$ geführt. Alternativ wurde anfangs auch ein „Faserschleifen-Kompensator“ [Lef 1980] benutzt, der aus einer Folge von gegeneinander verdrehbaren Glasfaserschleifen besteht.

Leider ist der Polarisationszustand des aus der Faser emittierten Lichtes auch starken zeitlichen Schwankungen unterworfen. Ein extremes Beispiel für das Auftreten dieses Problems findet sich in Abb. 7.1 (a): Die untere Meßkurve beschreibt die zeitliche Veränderung der Polarisationsachse des Lichtes, das aus einem mehr als einen Meter langen Stück einer Single-Mode-Glasfaser emittiert wird, die lose auf der Oberfläche eines optischen Tisches abgelegt wurde. Über den Zeitraum von etwa einer Stunde dreht sich die Polarisationsachse in willkürlicher Weise um nahezu 200 Grad! Zu besonders drastischen Effekten kommt es, wenn die Glasfaser während dieser Zeit berührt oder bewegt wird.

Solche enormen Störeffekte machen magnetooptische Messungen nahezu unmöglich! Sie führen in der Praxis zu einer starken Schwankung bzw. Invertierung des Bildkontrastes. Es wurde folglich nach Möglichkeiten gesucht, hier Verbesserungen herbeizuführen.

7.1.2 Versuche zur Stabilisierung der Polarisationsachse in Glasfasern

Die auf dem Markt erhältlichen sogenannten "polarisationserhaltenden" Fasern stellen nur sehr bedingt eine Lösung des zuvor geschilderten Problems dar. Innerhalb solcher Fasern wird meist durch eingeschmolzene Glasstränge mit einem leicht unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten eine kontrolliert ausgerichtete Doppelbrechung erzielt. Dadurch entstehen im Idealfall in der Faser zwei getrennte Moden mit orthogonaler Polarisation, die untereinander keine

Leistung austauschen können [Chi 1997]. Die polarisationserhaltende Wirkung ist aber nur dann gegeben, wenn das Licht linear polarisiert ist und mit einer auf die Doppelbrechungsachse der Faser ausgerichteten Polarisationsachse eingekoppelt wird.

Diese Festlegung auf eine feste Polarisationsachse ist im Falle des Rasternahfeldmikroskops problematisch: Es ist mit einer solchen Faser nicht mehr möglich, Doppelbrechungseffekte in der Aperturspitze vorab durch eine vor dem Einkoppler montierte Verzögerungsplatte zu korrigieren; Diese Möglichkeit wurde jedoch stets genutzt, um das Auslöschungsverhältnis des aus der Apertur abgestrahlten Lichtes zu verbessern. Schwierigkeiten sind auch zu erwarten, wenn die Apertur eine Vorzugsrichtung der Polarisation aufweist, die nicht in der Richtung einer der Doppelbrechungsachsen liegt.

Ohnehin wird für am Markt erhältliche polarisationserhaltende Fasern ein Auslöschungsverhältnis im Bereich von etwa 30 - 35 dB spezifiziert, was einem Auslöschungsfaktor von etwa 1:30 bis 1:50 entspricht und somit eine Rotation der Polarisationsachse um bis zu etwa 4 Grad zuläßt [Fib]. Die für magneto-optische Messungen notwendige, erheblich bessere Stabilität des Polarisationszustandes muß also auf anderem Wege erzielt werden.

Es wurde deshalb eine Serie von Meßreihen zur Optimierung der Polarisationsstabilität durchgeführt. Zunächst wurde dabei darauf geachtet, die Glasfaser über ihren gesamten Verlauf hinweg zu befestigen. Diese Maßnahme erbrachte jedoch selbst dann nur eine geringe Verkleinerung der Polarisationschwankung, wenn die Faser über ihre gesamte Länge in einem Klebstoffbett fixiert wurde. Es zeigte sich schließlich, daß die verbleibenden Schwankungen vor allem auf Temperatureffekte zurückzuführen waren. Dabei war bei den längerfristigen Schwankungen vor allem die Konvektion der Umgebungsluft von Bedeutung. Darüber hinaus reichte aber schon die Strahlungswärme einer auf etwa zehn Zentimeter an die Faser angenäherten Hand aus, um kurzfristig eine Drehung der Polarisationsachse von mehr als einem Grad herbeizuführen.

Besserung brachte schließlich vor allem der Tausch des anfangs verwendeten luftgekühlten Argon-Ionen-Lasers gegen einen diodengepumpten Festkörperlaser; während der Argon-Laser bei ca. 15 mW Strahlleistung etwa 2500 W Abwärme durch ein Gebläse in die Umgebungsluft abführte und damit in Laborräumen zu erheblichen Temperaturschwankungen führte, benötigt das diodengepumpte Nd-YAG-System bei 50 mW abgegebener Lichtleistung nur etwa 50 Watt elektrische Leistung und kommt dadurch ohne Gebläse aus.

Der deutlich kleinere Laserkopf ermöglichte darüber hinaus einen kompakteren Aufbau des gesamten Mikroskops; so ließ die benötigte Faserlänge schließlich

auf etwa 20 cm gerade Strecke reduzieren. Die Faser wird dabei komplett in einem Metallrohr geführt, das gegen Konvektion und Strahlungswärme schützt.

Als Ergebnis dieser Maßnahmen gelang es, die Verdrehung der Polarisationsachse über 15 Minuten (max. Zeit einer Bildaufnahme) auf unter 0.1 Grad zu verringern, wenn zuvor eine Aufwärmzeit der Faser abgewartet wird (vgl. Abb. 7.1 (b)). Auf diese Weise sollten nun auch magneto-optische Messungen an dünnen Metallfilmen mit kleiner Faraday-Rotation möglich sein.

In der Literatur gibt es Hinweise, daß sich die in Glasfasern vorhandenen Spannungen, die durch den raschen Abkühlungsprozeß während der Herstellung entstehen, thermisch zu einem Teil ausheilen lassen [Ros 1994]. Die Polarisationsstabilität der Fasersonden könnte sich also durch einen Temperprozeß weiter steigern lassen. Experimente dazu wurden in der Zwischenzeit begonnen. Allerdings erfordern die Fasern aus Quarzglas dazu Temperaturen von etwa 900 Grad Celsius, eine homogene Temperaturverteilung und einen über mehrere Tage hinweg gleichmäßigen Abkühlvorgang sowie eine spannungsfreie Lagerung der Faserstücke, was in der Praxis einigen Aufwand bedeutet. Ein weiteres Problem liegt in dem Umstand, daß aufgrund der Temperaturen der Kunststoffmantel der Fasern entfernt werden muß, alle Bauteile zum Schneiden, Halten und Einkoppeln aber auf die Verwendung ummantelter Fasern ausgelegt sind. Mit dem Mantel fehlt der Faser auch eine mechanische Stabilisierung. Angreifende Kräfte können den Glaskern so stärker verbiegen und die gewonnene Verminderung der Spannungsdoppelbrechung zunichte machen.

7.1.3 Spannungsdoppelbrechung in Probenmaterialien

Neben den im Abschnitt 7.1.1 und 7.1.2 gezeigten Effekten in Glasfasern können auch Probenmaterialien oder Substrate Doppelbrechung zeigen und so auch ohne Wirkung eines magneto-optischen Effektes die Polarisierungseigenschaften des detektierten Lichtes ändern.

Beispiele für solche Effekte finden sich in den Abbildungen Abb. 7.2 (a) und Abb. 7.3. Im ersten Fall wurde eine transparent überschichtete Wellenleiterstruktur untersucht [Kuh]. Wie in Abb. 7.2 (b) schematisch dargestellt, bildet die Grenzfläche zwischen Substrat und Überschichtung dreieckig geformte Gräben mit einer Periodizität von 750 nm.

In einer Aufnahme mit dem Rasternahfeldmikroskop durch die Überdeckung hindurch ist diese Grabenstruktur deutlich zu erkennen. Wie durch die Kontrastumkehr im oberen Teil von Abb. 7.2 (a) gezeigt wird, beruht der Bildkontrast dabei nicht auf einer Intensitätsänderung, sondern auf einer Drehung der Polarisationsachse des detektierten Lichtes von etwa 1° , der ein Effekt einer Doppel-

7.1: Effekte durch spannungsinduzierte Doppelbrechung

brechung der Probe sein wird. Als Ursache dafür wird angenommen, daß die Grabenstruktur in der Übersichtung Spannungen induziert, die diese doppelbrechend werden lassen.

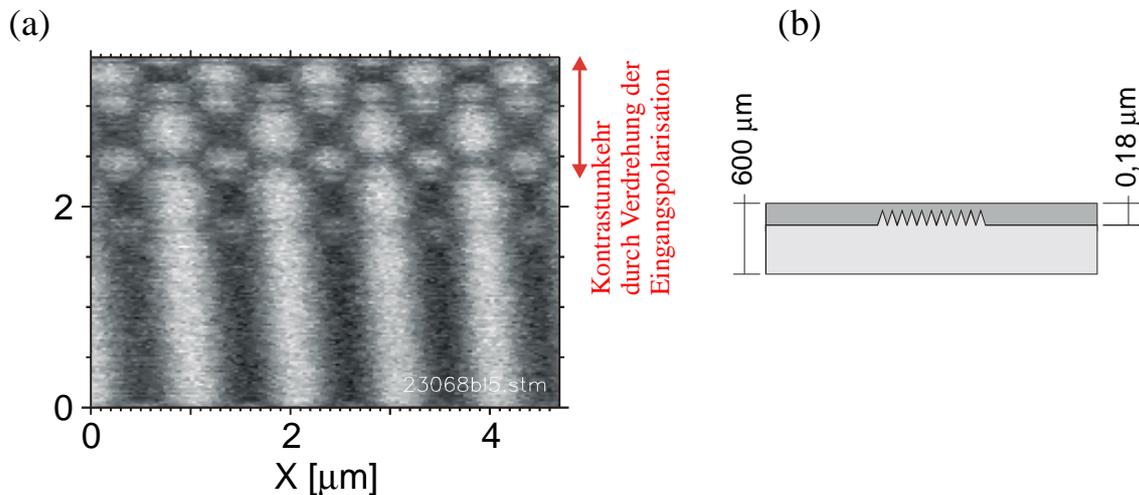


Abb. 7.2

(a): Abbildung einer Wellenleiterstruktur [Kuh] im Polarisationskontrast. Eine Drehung der Polarisationsachse im oberen Bildbereich führt zur Kontrastinversion was beweist, daß es sich bei den Streifen um einen Polarisierungseffekt handelt. (b) Schema der Struktur.

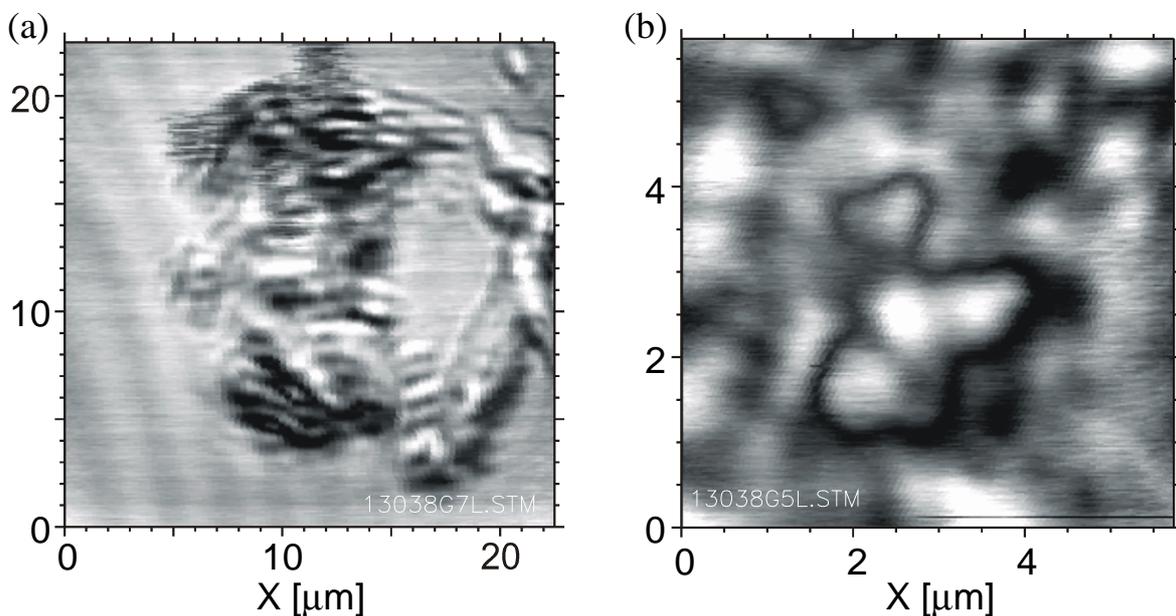


Abb. 7.3

Aufnahme eines Eisen-Granatfilmes nach einer Kollision der Spitze mit der Probe. (a) Übersicht über den doppelbrechenden Bereich; am Rand ist die magnetische Domänenstruktur des Filmes zu erkennen. (b) Zoom ins Zentrum von (a); dabei Kontrastumkehr durch verdrehten Detektor.

Abb. 7.3 zeigt die polarisationsoptische Aufnahme eines Eisen-Granatfilmes, nachdem es bei der Justage der Probe auf dem Mikroskop zu einer Berührung

der Spitze mit der Probe gekommen war. Anschließend waren in den Aufnahmen - neben der im Hintergrund noch immer zu erkennenden magnetischen Struktur aus Streifendomänen - lokal auch noch weitere chaotische Strukturen zu erkennen, die auf die Umgebung des vermuteten Kollisionsortes begrenzt waren. Durch Kontrastumkehr war auch hier ein reiner Polarisationskontrast beweisbar. Die Topografie der Probe blieb am Beobachtungsort unverändert. Auch in diesem Fall ist zu vermuten, daß es sich bei den Strukturen um eine Folge von Verspannungen handelt, die durch die Kollision verursacht wurden.

7.2 Grenzflächeneffekte an leitenden Oberflächen

Mit Hilfe des Stokesschen Integralsatzes läßt sich auf einfache Weise eine Beziehung für das Verhalten der beiden elektrischen Feldvektoren \vec{E}_1 , \vec{E}_2 an den beiden Seiten einer Grenzfläche mit dem Normalenvektor \vec{n} herleiten [Jac 1983]:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \qquad \text{Gl. 7-1}$$

Diese Beziehung bedingt die Stetigkeit der Tangentialkomponente des Feldvektors an der Grenzfläche. Im Falle der Grenzfläche zu einem idealen Leiter kann sich im Innern des Leiters kein Feld aufbauen; daraus folgt, daß in diesem Fall die Tangentialkomponente an der Grenzfläche verschwindet. Das elektrische Feld wird in dieser Richtung durch die Grenzfläche quasi kurzgeschlossen.

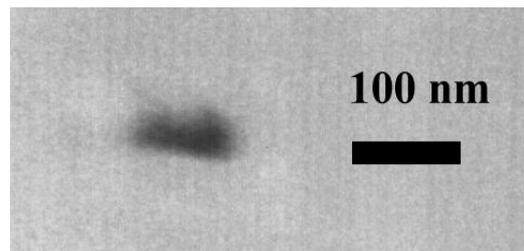
Für elektromagnetische Wellen kann dies zu einer polarisationsabhängigen Dämpfung führen, wenn die Welle durch eine Öffnung gestrahlt wird, deren Abmessungen nicht groß gegen die Wellenlänge ist. Das bekannteste Beispiel für einen solchen Effekt ist die Polarisation von Mikrowellen beim Durchtritt durch ein Metallgitter mit einer Gitterweite von einigen Millimetern.

Bei Untersuchungen mit dem Rasternahfeldmikroskop können Grenzflächeneffekte sowohl an der Aperturspitze als auch an der Probe von Bedeutung sein.

7.2.1 Grenzflächeneffekte in Apertursonden

Damit Apertursonden den Austrittsbereich des Feldes auf die Apertur beschränken können, muß diese von einem leitfähigen Material umgeben sein. An den Grenzflächen der Apertur kann es somit zu Veränderungen des Polarisationszustands des die Apertur durchdringenden Lichts kommen.

(a)



(b)

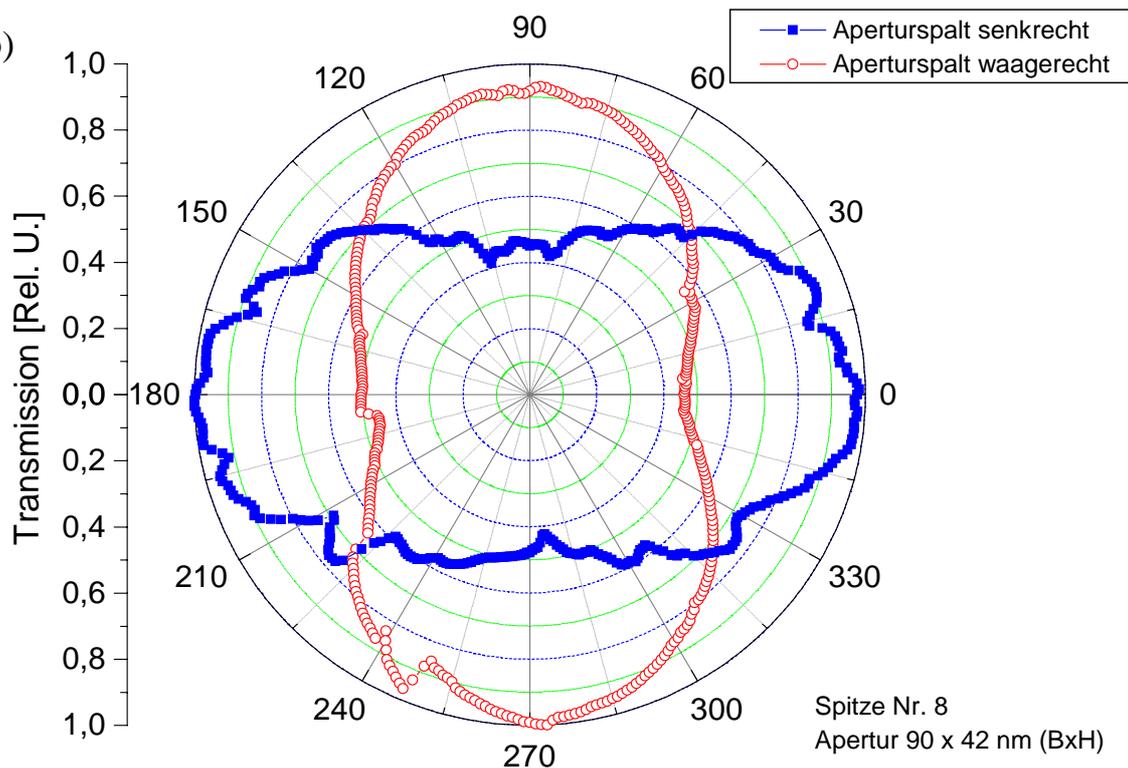


Abb. 7.4

(a): REM-Aufnahme der Apertur in einer mikrostrukturierten Pyramidenspitze mit einer Abmessung von etwa $90 \times 42 \text{ nm}^2$.

(b) Transmissionskurve dieser Apertur bei Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Licht in Abhängigkeit des Drehwinkels eines Analysators. Die beiden Kurven wurden für zwei um 90° Grad verdrehte Aperturen aufgenommen, um Polarisationseffekte in der übrigen Optik auszuschließen. Das Auslöschungsverhältnis des abgestrahlten Lichts beträgt etwa 1:2,5.

Besonders einsichtig ist dieser Effekt, wenn es sich bei der Apertur nicht um eine runde Öffnung, sondern um einen Schlitz mit unterschiedlicher Ausdehnung in x- und y-Richtung handelt. Ein solcher Fall ist in Abb. 7.4 wiedergegeben. Die Apertur einer mikrostrukturierten Pyramidenspitze - wie in Abschnitt 6.4 vorgestellt - wurde direkt durch den fokussierten Strahl eines Lasers beleuchtet. Dabei wurde für das einfallende Licht eine zirkulare Polarisation eingestellt. Bei einer Spitze mit einer rechteckigen Apertur mit unterschiedlicher

Kantenlänge zeigt sich dann eine Vorzugsrichtung der Polarisation des transmittierten Lichtes.

Das aus der Apertur austretende Licht zeigt in Abb. 7.4 (b) einen Auslöschungsfaktor von etwa 2,5. Die Vorzugsachse der Polarisation liegt - wie zu erwarten - senkrecht zur langen Seite der Apertur. Um Effekte der übrigen optischen Komponenten des Aufbaus auszuschließen, wurde die Apertur zu einer zweiten Messung um 90 Grad gedreht montiert. Die Vorzugsrichtung wurde anschließend ebenfalls um 90 Grad verdreht ermittelt. Vergleichbare Ergebnisse werden auch von der Herstellergruppe der Spitzen in [Oes 1998a] berichtet.

Diese Effekte zeigen, daß unrunde Aperturen erhebliche Effekte auf den Polarisationszustand der transmittierten Lichtes haben. Aus diesem Grund wurde der Strahlengang des Mikroskops so gewählt, daß die Apertur durch die Faser mit möglichst stabil linear polarisiertem Licht beleuchtet wird. Eine Umkehrung des Lichtweges oder gar eine Modulation der Polarisation vor dem Einkoppeln in die Apertursonde würde sonst zu einer schwer vorhersagbaren Beeinflussung der Polarisationsmessung durch Form und Ausrichtung der Apertur führen.

Bei thermisch gezogenen Glasfaserspitzen mit anschließender Bedampfung hat sich die Form der Apertur als häufig stark schwankend herausgestellt. Als Folge davon gab es Versuche, die entstandenen Aperturen mittels eines fokussierten Ionenstrahls nachzubearbeiten [Mur 1997], [Vee 1998]. Zwar werden aus diesen Quellen erhöhte Auslöschungsverhältnisse bis zu 1:300 berichtet; allerdings wird das ohnehin schon aufwendige Verfahren der Spitzenherstellung dadurch noch komplexer.

Es sollte also darauf hin gearbeitet werden, die Aperturformen durch geeignete Herstellungsverfahren - z.B. die Batch-Fabrikation wie in Abschnitt 6.4 beschrieben - direkt in vorherbestimmbarer Form fertigen zu können.

7.2.2 Grenzflächeneffekte an leitenden Probenstrukturen

Ebenso wie an den Grenzflächen von Aperturen können natürlich auch an leitenden Probenstrukturen polarisationsabhängige Dämpfungen auftreten, die zu Veränderungen des Bildkontrastes in Abhängigkeit der Polarisation oder umgekehrt zu Änderungen des Polarisationszustandes in Abhängigkeit von der Form der leitenden Strukturen führen können.

7.2.2.1 Polarisierungseffekte an strukturierten leitenden Filmen

Bei den zunächst zur Verdeutlichung dieser Effekte untersuchten Proben handelt es sich um Aluminiumstrukturen, die mittels einer Latex-Kugelmaske

hergestellt wurden [Fis 1981]. Dazu wird eine Emulsion aus Latexkugeln mit 450 nm Durchmesser auf eine Glasplatte aufgeschwemmt. Die Kugeln ordnen sich dort in einer Monolage in hexagonaler Packung an. Nach dem Eintrocknen der Emulsion wird diese Kugellage mit Aluminium bedampft. Anschließend lassen sich die Kugeln in einem Ultraschallbad wieder abspülen. Auf dem Glas bleibt dann - wie in Abb. 7.7 zu erkennen - ein Abbild der Zwischenräume der Kugeln als Muster aus Aluminiumstrukturen zurück. Die charakteristische Kantenlänge der Aluminiumdreiecke beträgt dabei etwa 100 - 130 nm [Hec 1996], [Hel 1997]. Die untersuchte Probe wurde uns freundlicherweise durch U. Fischer überlassen [Fisa]. Die Dicke der Aluminiumbedampfung betrug in diesem Fall etwa 8 nm.

Abb. 7.5 zeigt zwei simultan aufgenommene Bilder der Topographie (a) und des optischen Signals (b) einer durch eine Kugelmaske hergestellten Struktur. Dabei wurde in diesem Fall ohne Polarisationsmodulation mit feststehendem Polarisator und Analysator gearbeitet. In der optischen Abbildung ist zunächst das hexagonale Muster der kreisrunden Öffnungen im Aluminiumfilm zu erkennen, die im Bild als helle Bereiche hoher Intensität erscheinen.

Überlagert ist die Aufnahme jedoch offenbar von Störungen, die sich als dunkle Bezirke geringer Transmissivität zeigen. Störungen sind auch im topographischen Bild zu erkennen; hier finden sich sowohl Partikel auf der Oberfläche als auch Unregelmäßigkeiten in der Periodizität der Aluminiumstrukturen. Durch Vergleich der Lage der Störungen im optischen und topographischen Bild läßt sich eine erhebliche Verschiebung zwischen den „Tastpunkten“ des optischen und des topographischen Bildes ablesen, die etwa 400 nm beträgt. Offensichtlich fand der Scherkräftekontakt hier mit einem Teil der Spitze statt, der weit vom Zentrum der Apertur entfernt lag.

Die Transmissionsminima sind dann sowohl als Dämpfungseffekte durch die z. T. erheblich vergrößerten Aluminiumstücke als auch als Abstandseffekte durch das Abheben der Spitze in der Umgebung der Partikel zu verstehen, was auf Grund der in Abschnitt 2.2 erläuterten Abstandsabhängigkeit der Transmission ebenfalls zu Intensitätsverminderungen führt. Eine ausführliche Betrachtung der Folgen solcher Topographieeffekte in den optischen Bildern findet sich in [Hec 1997].

Für die Beurteilung polarisationssensitiver Messungen von besonderem Interesse ist jedoch der Vergleich der optischen Aufnahme aus Abb. 7.5 (b) mit einer optischen Aufnahme der gleichen Probenstelle, die sich in Abb. 7.6 (b) findet. Gegenüber der erstgenannten Abbildung wurde hier der Analysator um 90 Grad verdreht. Augenfälligster Effekt davon ist die Ausbildung von Streifen die etwa 10 Grad gegen die Vertikale verkippt sind und entlang einer der in

Abb. 7.7 als „Hauptachse“ bezeichneten Richtung liegen. Diese Streifen heben den Kontrast zwischen den einzelnen runden Kugelschatten auf, die in Abb. 7.5 (b) deutlich einzeln zu trennen sind.

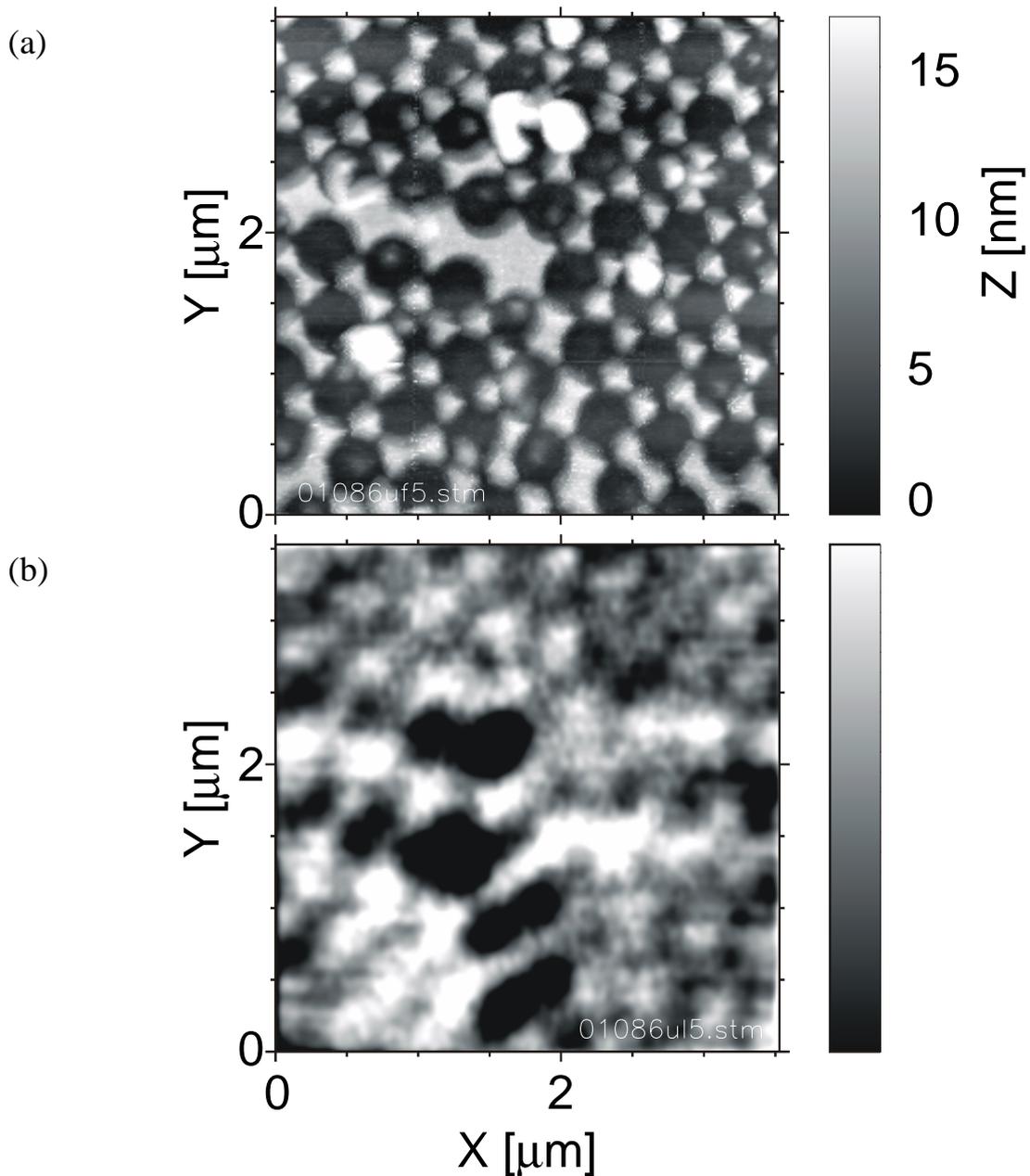


Abb. 7.5

Aufnahme einer aluminiumbedampften Latexkugel-Maske.

(a): Topografie. (b) Transmittierte Lichtintensität mit feststehendem Analysator.

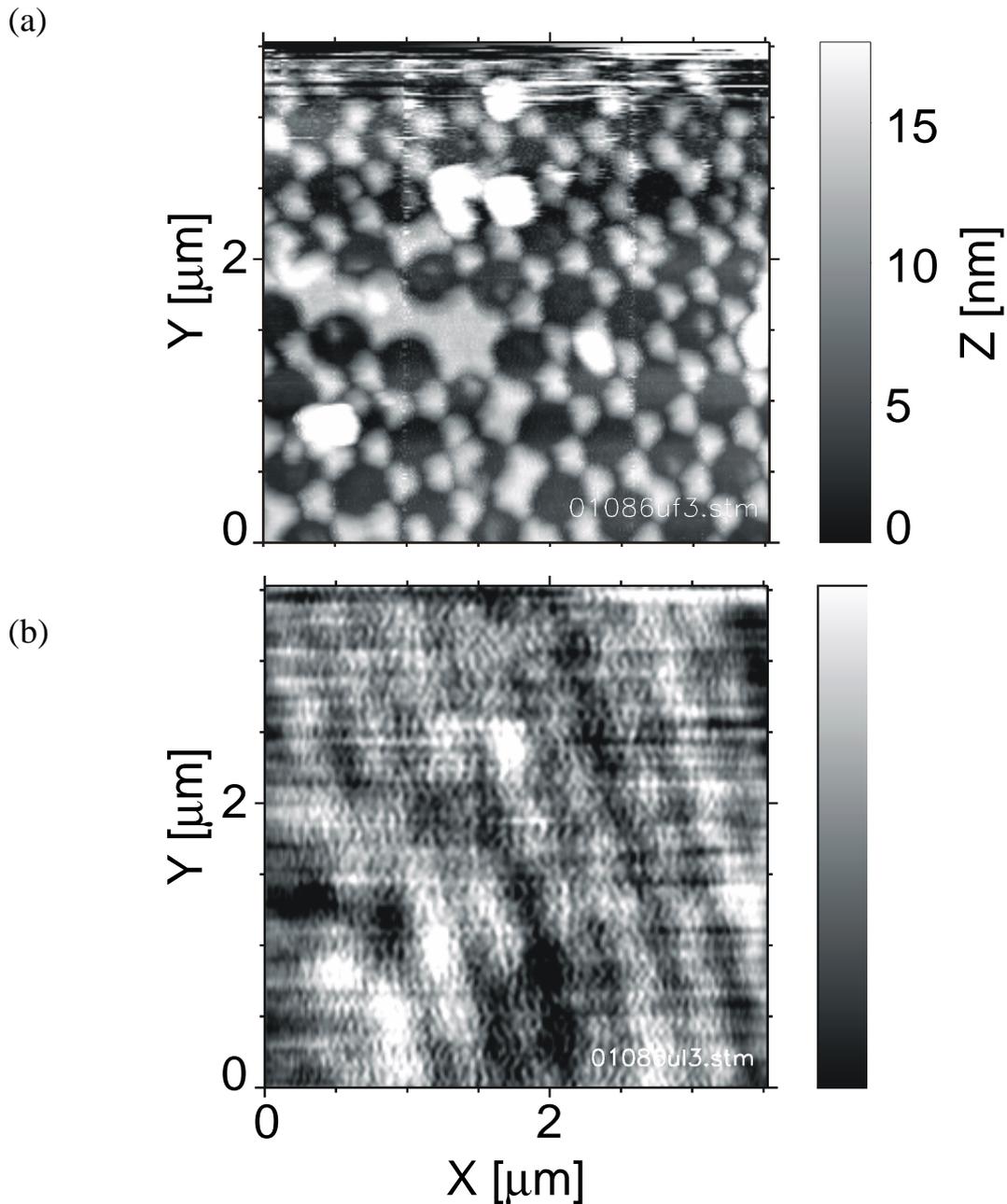


Abb. 7.6

Aufnahme der Probenstruktur aus Abb. 7.5 nach Verdrehen des Polarisators um 90 Grad. (a): Topographie. (b): Optisches Intensitätssignal mit feststehendem Analysator. Gegenüber Abb. 7.5 (b) hat sich die Signalgröße verkleinert, was zu dem erhöhten Rauschpegel führt.

Offenbar ist dies ein Effekt der Verdrehung der Polarisationsachse des detektierten Lichtes um 90 Grad von einer „Nebenachse“ (Abb. 7.5 (b)) auf eine „Hauptachse“ in Abb. 7.6 (b). Eine Betrachtung der Abb. 7.7 zeigt, daß es entlang der Hauptachsen durchgezogene Kantenlinien der Aluminiumstrukturen gibt, während die Strukturlinien entlang der „Nebenachsen“ jeweils durch die Kugelschatten unterbrochen werden. Die daraus resultierende „anisotrope Leit-

fähigkeit“ der Probe führt dann zu einem Kontrast, der von der Orientierung der Polarisationsachse relativ zu den Kantenlinien abhängt. Auch die Orientierung und Ordnung leitender Strukturen kann also bei Abbildung mit polarisiertem Licht das Ergebnis entscheidend beeinflussen.

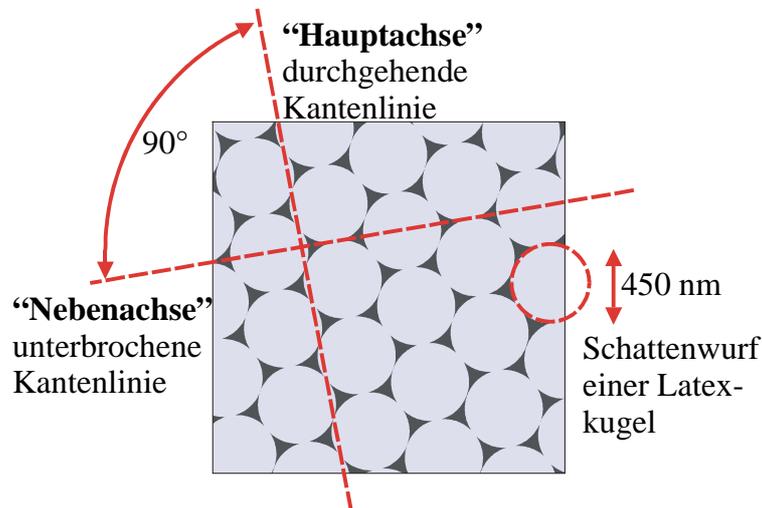


Abb. 7.7

Darstellung einer mit einer Latexkugelmusterung hergestellten Teststruktur.

7.2.2.2 Polarisierungseffekte an Öffnungen in homogenen Filmen

Als letztes Beispiel für Polarisierungseffekte an leitenden Proben sollen hier Beobachtungen an einem etwa 40 nm dicken Nickelfilm angeführt werden. Dieser Film war ursprünglich als magnetische Probe ausgewählt worden; da er keine senkrechte Anisotropie und folglich eine Magnetisierung in der Schichtebene besitzt, sollte versucht werden, den Film auf Bloch-Wände zwischen einzelnen Domänen zu untersuchen. Innerhalb einer solchen Wand rotiert die Magnetisierung der Probe aus der Schichtebene heraus, so daß hier eine Beobachtung des Faraday-Effektes möglich sein könnte.

Leider ließen sich trotz zahlreicher Versuche und dem wiederholten Ummagnetisieren der Probe keine magnetischen Strukturen abbilden [Hel 1997]. Dafür ergab sich jedoch an diesen Metallfilmen eine andere interessante Beobachtung: Innerhalb der sonst sehr homogen aufgewachsenen Metallschicht fand sich eine einzelne Öffnung von circa 500 nm Durchmesser - ein sogenanntes Pinhole, welches beim Aufdampfen des Filmes entstanden sein mußte. Abb. 7.8 zeigt in (a) die Topografie der Umgebung, in (b) das polarisationsoptische Signal der ersten harmonischen U^0 des PEM-Detektors. Gemäß Gl. 5-29 aus Abschnitt 5.2.3 wird hier also die Veränderung der Elliptizität gemessen.

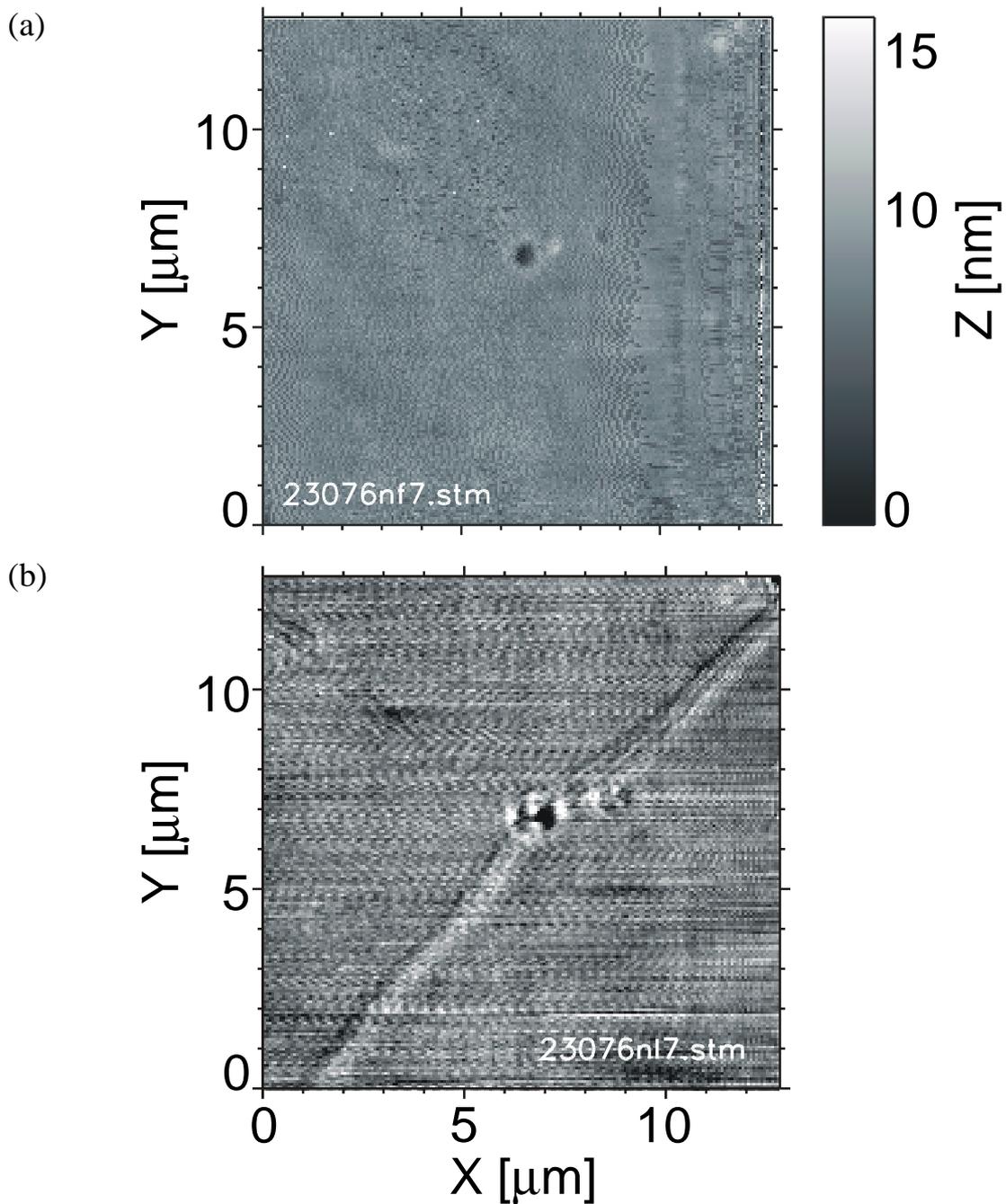


Abb. 7.8

Öffnung von etwa 500 nm Durchmesser in einem Nickelfilm. (a) Topographie, (b) polarisationsoptisches Signal (ω -Komponente) Der im Bild sichtbare Diagonalstreifen resultiert aus einem Partikel, das von der Spitze beim Scan kontinuierlich verschoben wird.

Im optischen Bild fällt neben dem Effekt der Öffnung auch noch ein diagonaler Streifen ins Auge. Diese Streifen tauchten während der Messung oftmals auf, jedoch war nie ein Streifen in zwei aufeinanderfolgenden Messungen an der gleichen Position auffindbar. Weiterhin war zu beobachten, daß die Streifen stets von links unten nach rechts oben verliefen. Die Scanbewegung der Spitze verläuft in den Aufnahmen in schneller Richtung von links nach rechts und in

langsamer von unten nach oben. Deshalb ist anzunehmen, daß es sich bei der Linie um den Effekt eines Partikels handelt, der in jeder Scanzeile von der Spitze ein Stück weit nach rechts oben gedrückt wird. Am Ort der Öffnung besitzt die Linie einen Sprung; offenbar ist der Partikel hier einige Zeilen lang hängengeblieben.

Aber auch ohne Partikeleffekte ergeben sich an der Öffnung weitere interessante Beobachtungen. Abb. 7.11 zeigt - wiederum in Topographie und Polarisationsoptik eine weitere Aufnahme der direkten Umgebung der Öffnung. Im optischen Bild ergibt sich hier eine komplexe Struktur, die wiederum mit Hilfe von Grenzflächeneffekten erklärbar wird.

Dazu wird ein Modell angenommen, dessen Geometrie in Abb. 7.9 dargestellt ist. Die Struktur der Öffnung ist hier durch einen ideal leitenden Ring infinitesimaler Breite mit dem Radius R angenähert. Entsprechend der Stetigkeitsbedingung aus Gl. 7-1 wird an dieser Struktur die Tangentialkomponente eines elektrischen Feldvektors ausgelöscht. Dies führt am Ring zu einer gedämpften und einer ungedämpften Polarisationsachse.

Dieses Modell soll nun mit einer punktförmigen Nahfeldlichtquelle beleuchtet werden, aus der eine Kugelwelle austritt, die exponentiell mit dem Radius abfällt. Der Abfall wird durch eine charakteristische Abklinglänge l beschrieben:

$$\vec{E}(r) \propto \vec{E}_0 e^{i\omega t} e^{-\frac{r}{l}} \quad \text{Gl. 7-2}$$

Diese Kugelwelle soll eine elliptische Polarisation besitzen, die durch die große und die kleine Hauptachse a und b der Ellipse charakterisiert wird. Es sei also

$$\vec{E}_0 = \begin{pmatrix} b \\ i a \end{pmatrix} \quad \text{Gl. 7-3}$$

Durch die Innenfläche der Öffnung soll das Licht frei hindurchtreten, an der Kantenlinie wird es gedämpft, wobei die Dämpfung für die beiden orthogonalen Komponenten der Polarisation von dem Winkel der Tangente der Kreiskante gegen die Polarisationsachse abhängt. Zur Berechnung der Dämpfung wird die Polarisationsachse in die Koordinaten der gedämpften und der ungedämpften Achse transformiert. Abhängig von der Entfernung d zur Kante sei also die Dämpfung durch einen Punkt der Kantenlinie.

$$\begin{aligned} \delta_x &\propto e^{-\frac{d}{l}} \sin^2 \varphi \\ \delta_y &\propto e^{-\frac{d}{l}} \cos^2 \varphi \end{aligned} \quad \text{Gl. 7-4}$$

Wird nun die punktförmige Lichtquelle gegen den Öffnungsring gerastert, so ergibt sich für jeden Punkt \vec{r}_{Scan} eine Gesamtdämpfung

$$\Delta_x(\vec{r}_{Scan}) \propto \oint_{Kante} e^{-\frac{d}{l}} \sin^2 \varphi ds \quad \text{Gl. 7-5}$$

$$\Delta_y(\vec{r}_{Scan}) \propto \oint_{Kante} e^{-\frac{d}{l}} \cos^2 \varphi ds$$

mit $d = |\vec{r}_{Scan} - \vec{r}_{Kante}|$

Diese Integrale wurden im vorliegenden Fall jeweils numerisch berechnet. Die Addition der Dämpfungen setzt dabei eine kohärente Überlagerung unter Vernachlässigung der Zeit- und Phasenlage voraus. Die durch die Dämpfung entstehenden Komponenten seien a', b' , die dadurch neu ausgebildete Elliptizität

$$\eta(\vec{r}_{Scan}) = \arctan\left(\frac{b'}{a'}\right) \propto \arctan\left(\frac{a \Delta_x}{b \Delta_y}\right) \quad \text{Gl. 7-6}$$

entspricht der Gl. 3-1.

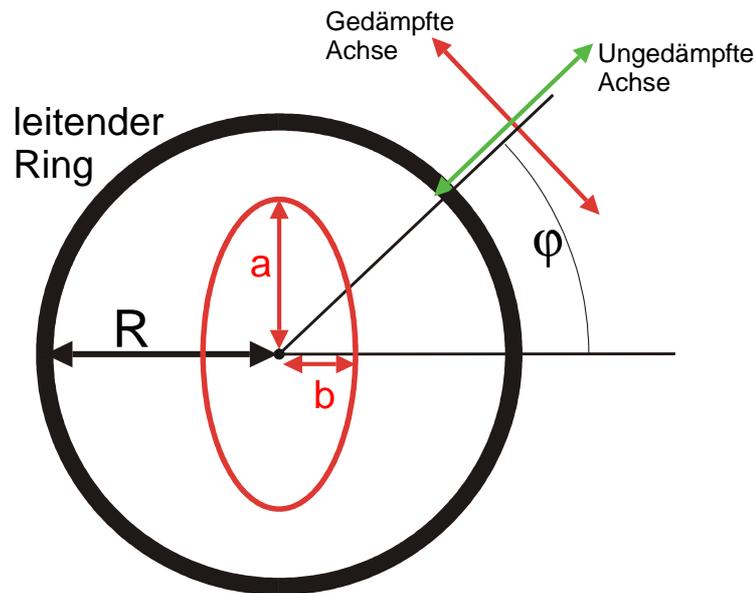


Abb. 7.9

Modell zur Simulation der Abbildung einer Öffnung in einem leitenden Film.

Liegt \vec{r}_{Scan} außerhalb der Kreislinie, so wird in diesem Fall mit sich vergrößerndem Abstand von der Linie ein asymptotisches Verhalten der Dämpfung gegen einen isotropen Wert angenommen, so daß $\eta(|\vec{r}_{Scan}| = \infty) = \eta(|\vec{r}_{Scan}| = 0)$ gilt. Die Elliptizität geht außerhalb der Struktur also wieder gegen den Wert des einfallenden Lichtes.

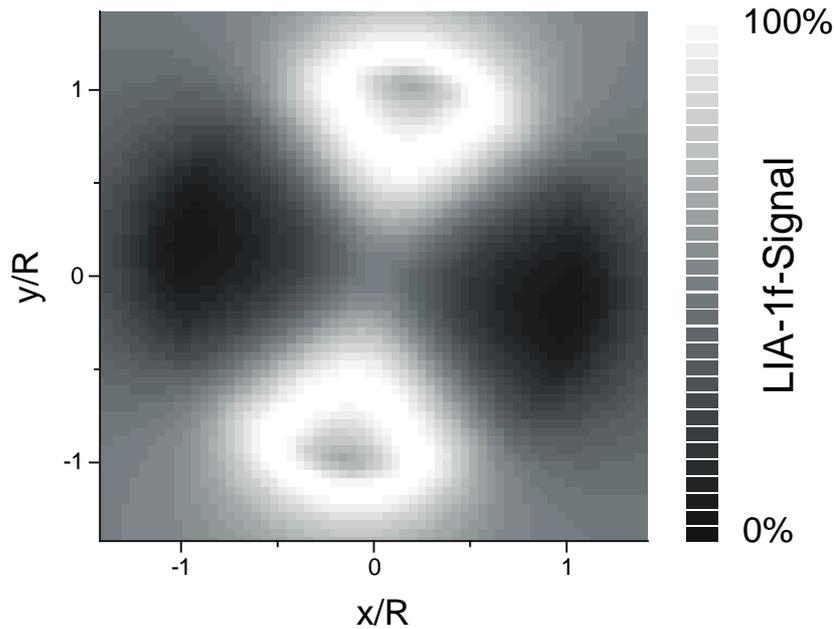


Abb. 7.10

Simulierte Abbildung einer Öffnung; aufgetragen ist $I = \sin(2\eta)$. Es ist hier $l=R/10$ und $\tan(\eta_0) = 1:4$. Die Bildgröße beträgt $1.25 R$.

Schon bei Betrachtung des Simulationsschemas wird klar, daß aufgrund der exponentiellen Abstandsabhängigkeit an der Ober- und Unterkante der Kreislinie vor allem die Komponente b , an den Seitenkanten jedoch vorrangig die Komponente a ausgelöscht wird. Folglich wird sich die Elliptizität abhängig vom Ort der Punktlichtquelle innerhalb der Öffnung verändern. Da in Abb. 7.11 (b) als Signal die erste Harmonische des photoelastischen Modulators aufgezeichnet wurde, gilt für die Bildinformation entsprechend Gl. 5-29

$$U^\omega = \langle I_{\text{Detektor}}^\omega(\eta_F, t) \rangle \propto |E_{\text{Pol}}^2 \sin(2\eta_F)|. \quad \text{Gl. 7-7}$$

In Abb. 7.10 wurde folglich als Simulation die relative Intensität

$$I = \sin(2\eta) \quad \text{Gl. 7-8}$$

mit η entsprechend Gl. 7-6 aufgetragen und das Ergebnis zur Anpassung an die Aufnahme in Abb. 7.11(b) um den Mittelpunkt der Öffnung rotiert.

Die simulierte Abbildung in Abb. 7.10 gibt zumindest qualitativ das Bild der Messung in Abb. 7.11 (b) wieder. Die Übereinstimmung ist besonders deutlich im rechten, oberen Quadranten der Öffnung. Hier werden das helle und das dunkle Keulenbild wiedergegeben, wobei die helle Keule ein Minimum trägt, das durch die $\sin(2x)$ -Funktion des Detektors verursacht wird. Die weniger gute Übereinstimmung im linken, unteren Teil der Öffnung läßt sich mit Effekten der lokalen Gesamttransmissivität erklären, die weiter unten anhand von Abb. 7.12 betrachtet werden sollen. Die zusätzlichen Maxima an der Lochkante lassen

sich als Effekte von Oberflächenwellen deuten, die auch in [Bet1992b] als Erklärung vergleichbarer Effekte herangezogen werden.

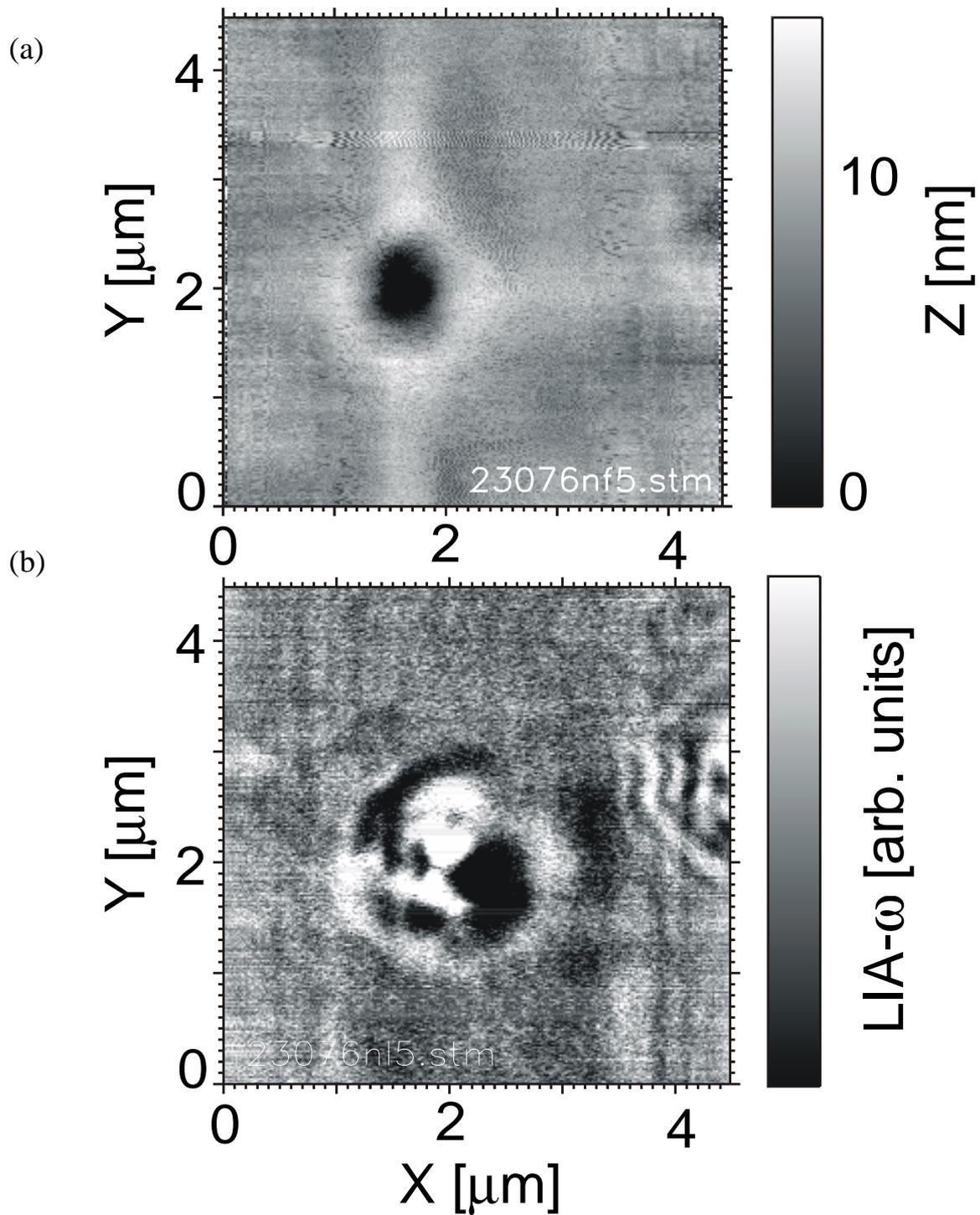


Abb. 7.11

Vergrößerte Aufnahme der Umgebung der Öffnung in Abb. 7.8. (a) Topographie, (b) polarisationsoptisches Signal (ω -Komponente des PEM-Detektors).

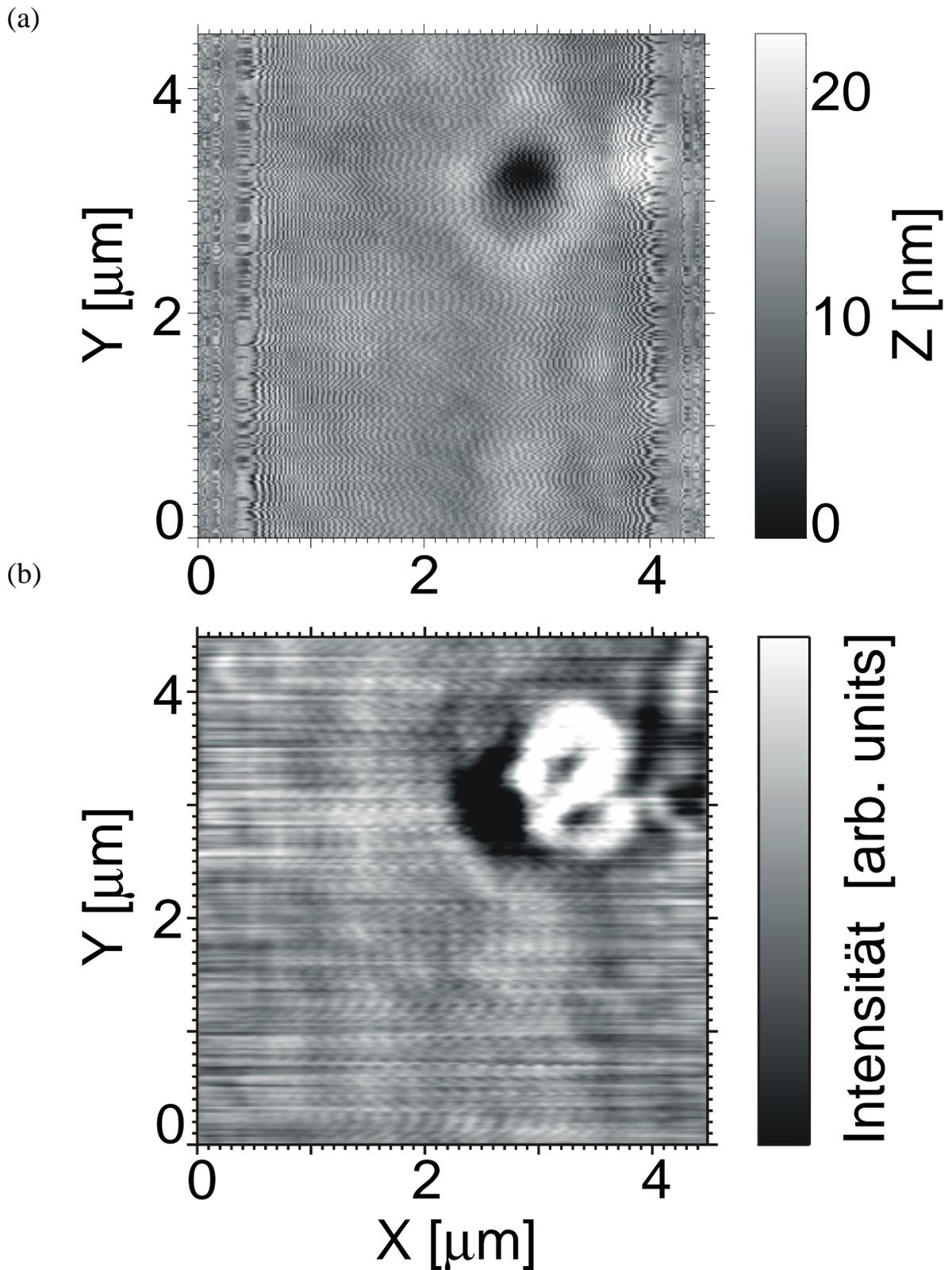


Abb. 7.12

Aufnahme der Öffnung in einem Nickelfilm entsprechend Abb. 7.11. In (b) ist hier die Intensität des transmittierten Lichtes aufgetragen.

Bei der wenig später angefertigten Aufnahme aus Abbildung Abb. 7.12 wurde nicht mehr das polarisationsoptische Signal, sondern die Intensität des transmittierten Lichtes aufgetragen; es zeigt am Ort der Öffnung eine gänzlich andere Struktur. Als Ursache für das deutliche Intensitätsminimum auf der linken Seite der Öffnung kann hier eine Verschiebung der Apertur gegen die Tastspitze angenommen werden. Die niedrige transmittierte Intensität an der linken Öffnungsseite erklärt auch die in diesem Bereich schlechte Übereinstimmung der Simulationsrechnung aus Abb. 7.10 mit der Messung aus Abb. 7.11 (b). Schließlich ist das Detektorsignal entsprechend Gl. 7-7 auch von der transmittierten Gesamtintensität abhängig; ein Effekt, der in der Simulationsrechnung keine Berücksichtigung fand.

7.2.2.3 Durchgang polarisierten Lichtes durch leitende Ringstrukturen

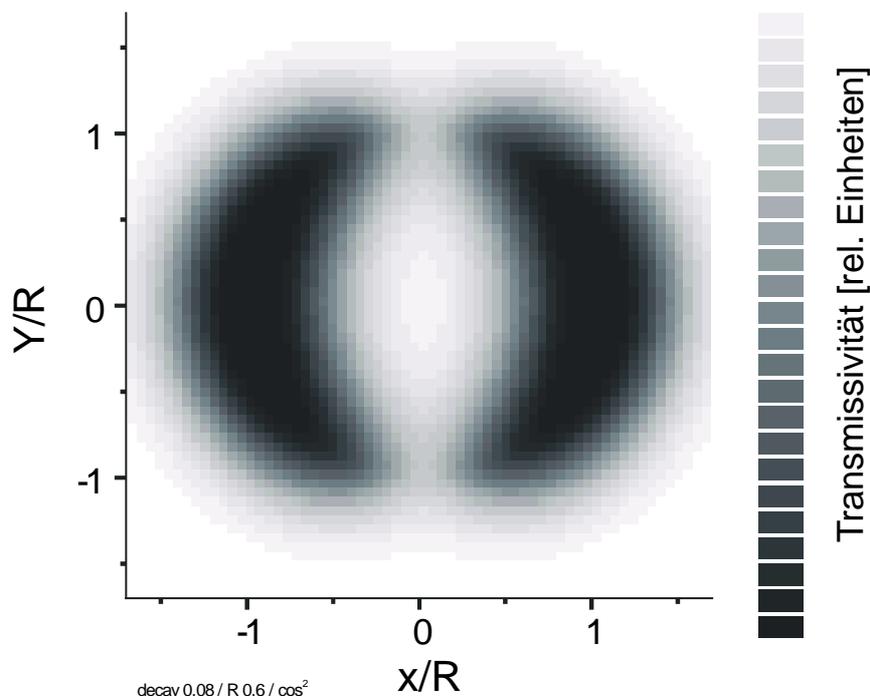


Abb. 7.13

Simulation des Lichtdurchganges durch eine leitende Ringstruktur. Die Bildgröße beträgt das 1,25-fache des Ringdurchmessers. Das einfallende Licht ist in der vertikalen Achse linear polarisiert.

Mit dem im vorhergehenden Abschnitt 7.2.2.2 beschriebenen Algorithmus läßt sich auch der Fall der Beobachtung des Intensitätsbildes einer leitenden Ringstruktur simulieren. Dazu wird das einfallende Licht als ideal linear polarisiert angenommen und direkt die Transmission des gedämpften Lichtes aufgetragen. Weiterhin wird in diesem Fall auch das Abklingen der Dämpfung gegen einen isotropen Wert außerhalb des Ringes fallengelassen.

Abb. 7.13 zeigt schließlich das Ergebnis der Simulationsrechnung. Der leitende Ring erscheint hier nicht als geschlossener Schatten sondern als Zusammensetzung zweier mondformiger Zonen geringer Transmission, die in der Achse der Polarisation des einfallenden Lichtes aufeinanderstoßen.

Leider standen für eigene Untersuchungen keine Proben zur Verfügung, mit denen sich diese Rechnung hätte überprüfen lassen. Allerdings wurden in [Bet 1992b] von Betzig et al. Untersuchungen mit linear polarisiertem Licht an lithographisch hergestellten Al-Ringen durchgeführt. Die dort aufgeführten Abbildungen haben z.T. eine sehr große Ähnlichkeit mit der hier vorgeführten Simulationsrechnung.

7.2.3 Zusammenfassende Bemerkungen zu Anforderungen an die Proben für ein magnetooptisches Rasternahfeldmikroskop

Aus den Erfahrungen der in den Abschnitten 7.1.3 - 7.2.2 vorgestellten Messungen lassen sich Anforderungen an die Probenmaterialien für die Untersuchung mit dem magnetooptischen Rasternahfeldmikroskop aufstellen. Demnach sollte eine Probe möglichst

frei von Spannungsdoppelbrechung sein:

Die bedeutet, daß sowohl die Probenschicht selbst als auch das tragende Substrat frei von Spannungen sein sollen.

keine strukturierten leitfähigen Teile aufweisen:

Dazu gehören sowohl regelmäßige Strukturen mit gleichmäßigen Kanten als auch einzelne Durchbrüche in leitenden Filmen.

frei von Kontamination sein:

Feststehende Partikel führen beim Überfahren mit der Spitze zu Schwankungen der Intensität und des Polarisationszustandes im transmittierten Licht. Bewegliche Partikel werden von der Spitze verschoben und erzeugen schwer vorhersagbare Streifenmuster.

Im übrigen sollte darauf geachtet werden, welche Vorzugspolarisation von der Spitze abgestrahlt bzw. vom Detektor ausgewertet wird, da Art und Richtung der Polarisierungen einen erheblichen Einfluß auf den Bildkontrast haben können.

8 Messungen an magnetischen Metallfilmen

8.1 Untersuchungen an Mangan-Bismut-Schichtsystemen

Als erste untersuchte metallische Schichtsysteme kamen Filme aus Mangan und Bismut zum Einsatz, die im Rahmen von [Rüd 1997] hergestellt worden waren. Hierzu wurden abwechselnd mehrere Lagen aus Mangan und Bismut aus einem thermischen Verdampfer abgeschieden und das Ergebnis schließlich einem Temperprozeß unterzogen. Die dabei entstehende MnBi-Legierung zeigt ein ferromagnetisches Verhalten mit einer senkrechten Anisotropie. Daraus würde sich bei Beobachtung in Transmission eine Magnetisierung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes ergeben, was eine Beobachtung des Faraday-Effektes ermöglichen sollte.

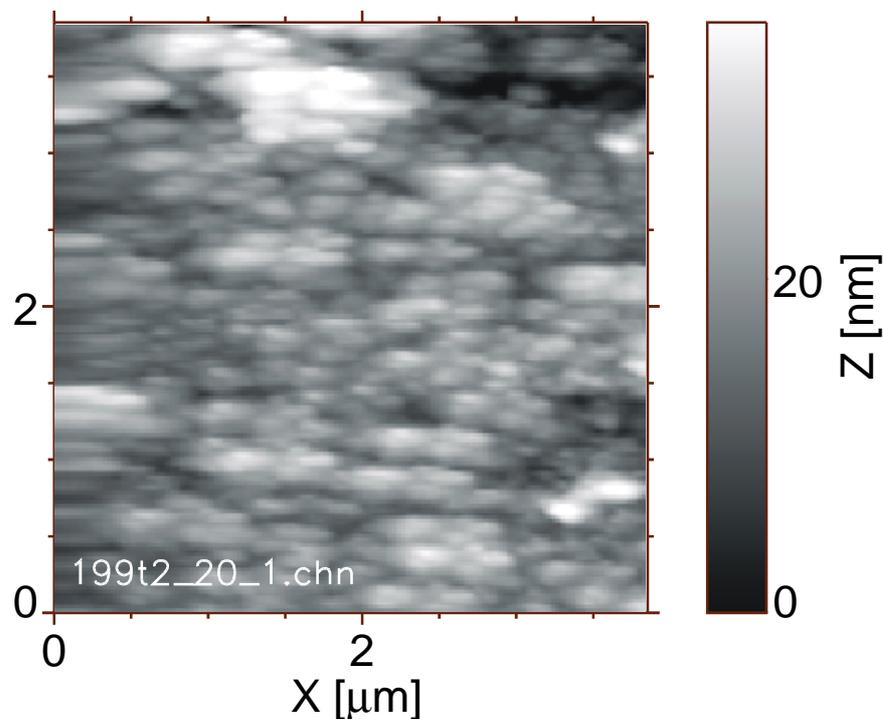


Abb. 8.1

Aufnahme der Topografie eines MnBi-Multilagenfilmes mit etwa 40 nm nomineller Schichtdicke. Aufnahme während eines Aufenthalts in der Arbeitsgruppe von D. Pohl [Poh].

Alle Filme wurden vor der Beobachtung mit dem Mikroskop einem starken Magnetfeld in Richtung der Schichtebene ausgesetzt, welches dann plötzlich abgeschaltet wurde. Wie auch im Abschnitt 9.3 im Falle der Eisen-Granatfilme gezeigt, kann eine solche Behandlung zur Ausbildung einer Struktur aus kleinen entgegengesetzt orientierten Domänen führen.

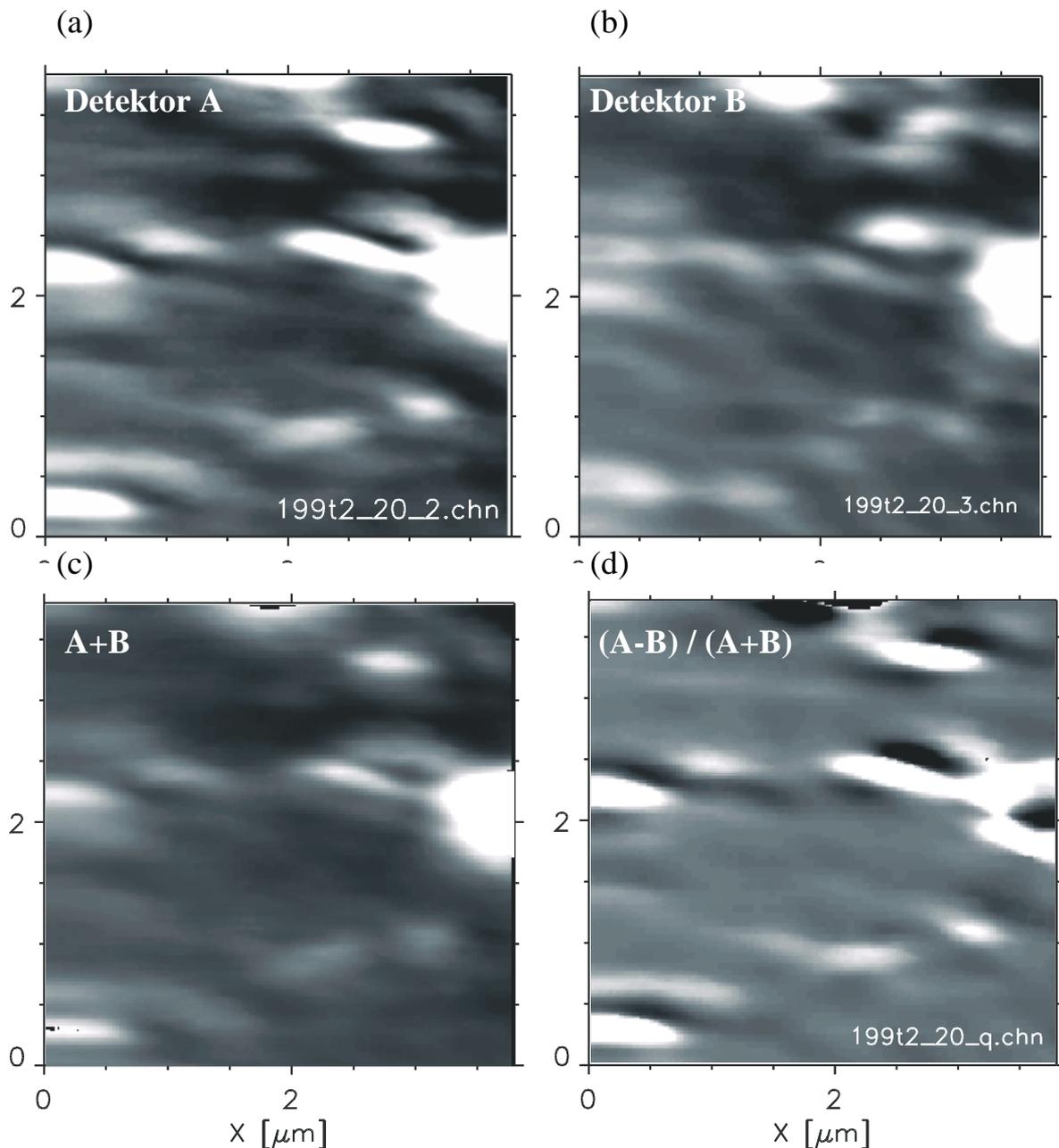


Abb. 8.2

Optische Aufnahmen eines MnBi-Multilagenfilmes, die simultan mit der Topographieaufnahme aus Abb. 8.1 entstanden.

(a), (b): Optisches Signal der beiden um 90 Grad verdrehten Analysatoren.

(c) Addition der beiden Bildsignale aus (a) und (b).

(d) Quotientensignal, das aus (a) und (b) mittels der Formel $(a-b)/(a+b)$ errechnet wurde. Aufnahmen während eines Aufenthalts in der Arbeitsgruppe von D. Pohl [Poh].

Als problematisch erwies sich bei den Untersuchungen jedoch die starke Textur der hergestellten Filme. Während des Temperprozesses bildeten sich Kristallite in der Größenordnung von etwa 300 nm. Diese sind in einer Aufnahme der Topographie eines solchen Filmes in Abb. 8.1 zu erkennen und wurden in vergleichbarer Weise auch in Aufnahmen mit dem Rasterelektronenmikroskop und

dem Rasterkraftmikroskop abgebildet [Rüd 1995], [Rüd 1997]. Die Kornbildung führte bei den Filmen - die für die Messung in Transmission dünn sein mußten - zu erheblichen Schwankungen der lokalen Transmissivität.

Um dennoch polarisationsempfindliche Messungen durchführen zu können, wurde auf einen Quotientendetektor zurückgegriffen, dessen Funktionsweise in Abschnitt 5.2.2 erläutert wurde. Ergebnisse einer solchen Messung sind in Abb. 8.2 dargestellt. In (a) und (b) sind zunächst die Signale der beiden Detektoren für die orthogonalen Polarisierungen wiedergegeben. (c) zeigt mit der Summe der beiden Bildsignale eine Abbildung der Transmissivität der Probe. Hier sind deutlich starke Intensitätsmaxima und Minima zu erkennen, die mit den Vertiefungen und Erhöhungen der Probenmorphologie aus Abb. 8.1 korrelieren. Offensichtlich hat sich kein geschlossener Film gebildet, sondern es existieren Spalte, durch die hohe Lichtintensität durch den Film dringen kann.

Abb. 8.2 (d) zeigt schließlich das nach der Formel $I = \frac{A - B}{A + B}$ aus den Signalen

der beiden Detektoren A und B errechnete Quotientenbild, dessen Intensität entsprechend Gl. 5-20 proportional zum Faraday-Rotationswinkel θ_F sein sollte. Allerdings ist im Vergleich mit Abb. 8.2 (b) zu erkennen, daß alle auffälligen Strukturen des Quotientenbildes mit den Maxima bzw. Minima der Intensität korreliert sind. Dieser Umstand spricht gegen die Vermutung, daß es sich bei den Strukturen im Quotientenbild um magnetooptische Effekte handeln könnte.

Einen Hinweis auf anderweitige Ursachen der Kontraste liefert die augenfällige Verzerrung der Kontraste der beiden Detektorbilder in Abb. 8.2 (a) und (b) in Richtung einer leicht gegen die x-Richtung geneigten Achse. Offenbar handelt es sich bei dieser Richtung um die Polarisationsachse. Folglich entstehen - wie in Abschnitt 7.2.2.3 erläutert - durch runde Öffnungen im Intensitätsbild elliptische Strukturen, deren große Hauptachse die Polarisationsachse ist. Auch die dort beobachtete Veränderung der Elliptizität an Öffnungen in leitenden Filmen beeinflusst nach Gl. 5-20 das Signal eines Quotientendetektors.

Offenbar sind Metallfilme mit einer starken Kornstruktur und daraus resultierenden Durchbrüchen im Film nicht zur polarisationsoptischen Untersuchung in Transmission geeignet. Neben dem Fall der MnBi-Filme ergaben sich ähnliche Probleme auch beim Versuch der Abbildung eines Eisenfilmes.

An ähnlichen Filmen wurde später eine Messung in Reflexion mit einem weitgehend baugleichen Mikroskop und Detektor durchgeführt [Ros 1999]. In diesen Bildern war im optischen Signal eine erheblich feinere, gleichmäßiger verteilte und unverzerrte Struktur zu erkennen, deren Kontrast sich noch dazu

durch Drehen des Detektors umkehren ließ. Hier ist ein magnetooptischer Ursprung des Kontrastes glaubhaft.

8.2 Untersuchungen an CoPt-Vielfachschichtsystemen

8.2.1 Versuche der Herstellung von CoPt-Multilagensystemen

Die Mangan-Bismut-Schichtsysteme sind in der vorliegenden Form offenbar nicht zur magnetooptischen Untersuchung mit dem Nahfeldmikroskop in Transmission geeignet. Deshalb wurde im folgenden auf Schichtsysteme aus Kobalt und Platin zurückgegriffen, die sich in homogenerer Form herstellen lassen und ebenfalls eine senkrechte Anisotropie zeigen. Diese Filme sind seit längerer Zeit als Materialien zur magnetooptischen Datenspeicherung im blauen Wellenlängenbereich im Gespräch und dadurch häufig Gegenstand von Untersuchungen; einen Überblick darüber bietet [Kam 1995].

Zunächst wurde versucht, solche Schichtsysteme selbst mit Hilfe eines im Hause vorhandenen Industrie-Sputtersystems herzustellen. Dazu wurde auf die Erfahrungen von vorhergehenden Arbeiten an diesem System und die Literatur zurückgegriffen [Def 1997].

Wie in Abb. 8.3 schematisch dargestellt, wurde das transparente Substrat zunächst mit einem Pt-Bufferlayer überschichtet. Darauf aufbauend wurden dann zwischen 3 und 20 Schichtpaare aus 0,3 nm Kobalt und 1,2 nm Platin aufgesputtert. Dieses Schichtdickenverhältnis ist aus der Literatur als optimale Größe zum Erzielen einer senkrechten Anisotropie bekannt [Bel 1997], [Kam 1995]. Als oberste Schicht wurde dann zum Schutz gegen Oxidation eine 5 nm dicke Platin-Schicht aufgebracht.

Die so entstandenen Schichtsysteme waren noch transparent genug für Abbildungen in Transmission. Ihr globales magnetisches Verhalten wurde zunächst im Fernfeld untersucht. Dies geschah zunächst mit Hilfe eines Fernfeld-Kerr-Meßplatzes [Spa 1994]. Später konnten die Proben aber auch mit dem im Kapitel 4.4 vorgestellten SNOM-Magneten global in Transmission vermessen werden: Dazu wurde der Scankopf aus dem Magneten ausgebaut und die Probe direkt mit dem Strahl des verdoppelten Nd-YAG-Lasers durchstrahlt. Mit dem PEM-Detektor und der SNOM-Steuersoftware konnte dann die Faraday-Rotation in Abhängigkeit des Magnetfeldes bestimmt und als Hysteresekurve aufgetragen werden.

Diese Untersuchungen - beispielhaft in Abb. 8.3 dargestellt - ergaben für die Filme ein Koerzitivfeld von etwa 0,1 - 0,15 Tesla und eine „Squareness“ - das

Verhältnis von Remanenz zu Sättigungsmagnetisierung - von 90 % und darüber. Dieser Wert belegt, daß es sich um Filme mit senkrechter Anisotropie handelt.

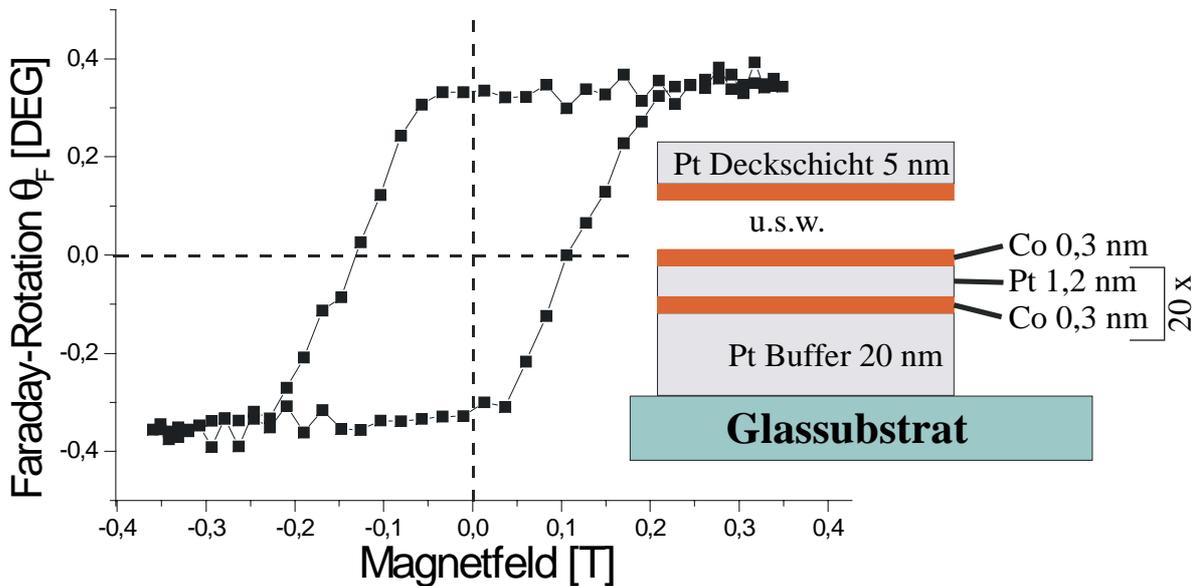


Abb. 8.3

Faraday-Hysteresekurve eines CoPt-Multilagenfilmes aufgenommen im Fernfeld mit dem SNOM-Magneten.

Wie schon zuvor wurde auch im Fall der CoPt-Filme versucht, durch kurzzeitiges Anlegen eines Feldes in Richtung der Schichtebene eine komplexe Domänenstruktur zu erzeugen.

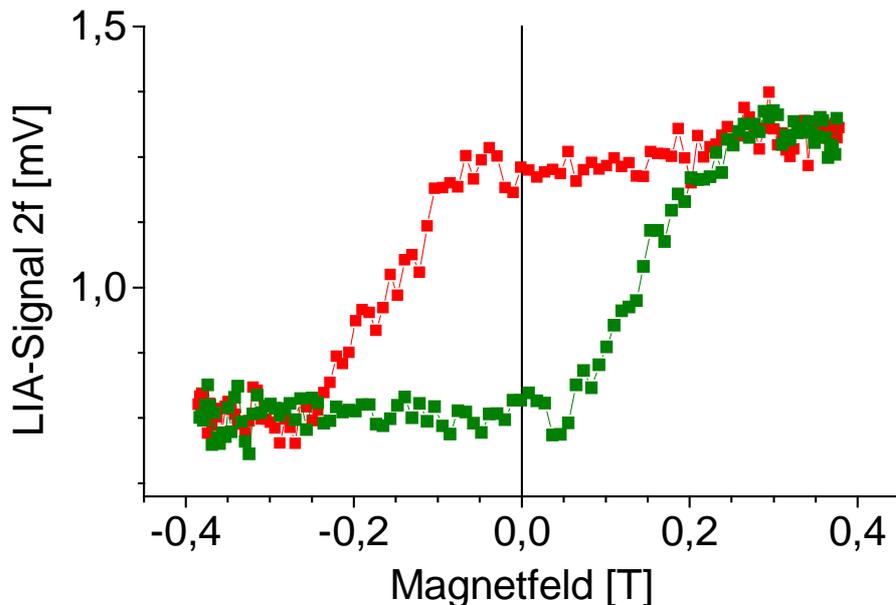
In den Messungen mit dem Nahfeldmikroskop in Transmission zeigten alle diese Filme eine gleichmäßige Transmissivität. Aus diesem Grunde wurde durchweg mit dem PEM-Detektorkopf gearbeitet.

Leider zeigten sich aber zunächst keinerlei Hinweise auf eine magnetische Struktur. Eine schließlich von Laurent Belliard [Bel] an mehreren Filmen vorgenommene Kontrollmessung mit einem magnetischen Rasterkraftmikroskop (MFM für *Magnetic Force Microscope*) zeigte ebenfalls keine magnetischen Strukturen. Vermutlich bildet sich also aufgrund der hohen Remanenz der Filme trotz der beschriebenen Behandlung mit einem externen Feld nur eine einzelne großflächige Domänen aus.

Mit dem kurz vor dem Abschluß der Arbeit fertiggestellten SNOM-Magneten wurde noch versucht, den in Abb. 8.3 charakterisierten Film während der Abbildung umzumagnetisieren und so eine sichtbare Domänenstruktur zu erzeugen.

Es gelang zunächst, mit einer mikrostrukturierten Spitze im Scherkraftkontakt Nahfeld-Hysteresekurven des Filmes aufzunehmen. Dies war sowohl durch Auftragung des Signals der zweiten Harmonischen des PEM bei feststehendem Detektor als auch durch Ausmessen von V-Kurven möglich, wofür sich Beispiele in Abb. 8.4 (a) und (b) finden.

(a)



(b)

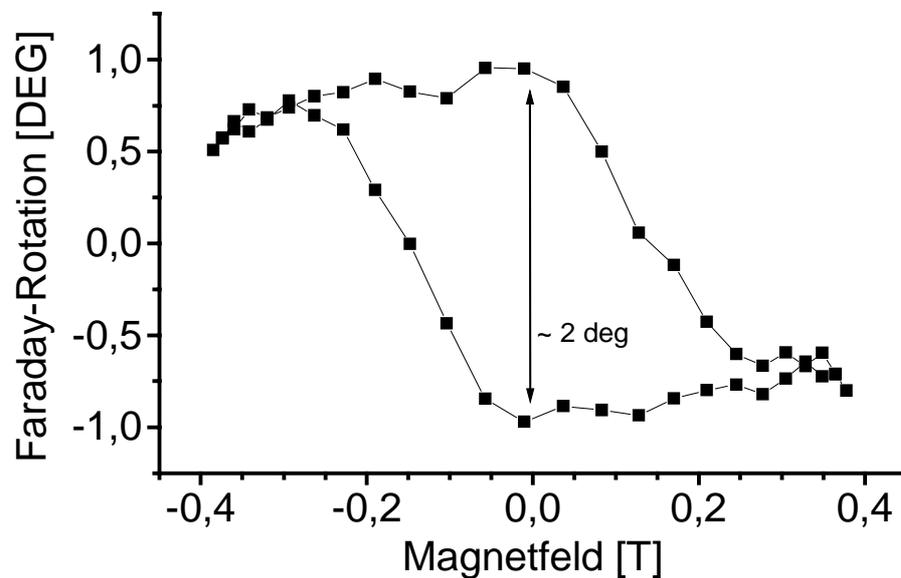


Abb. 8.4

Faraday-Hysteresekurven des CoPt-Multilagenfilmes aus Abb. 8.3, aufgenommen im Nahfeld mit einer mikrostrukturierten Spitze im Scherkraftkontakt. Messung erfolgte (a) mit feststehendem PEM Detektor; (b) durch Ausmessen von V-Kurven.

Die Kurven unterscheiden sich in der Remanenz und im Verhalten der Breite des Bereichs der Ummagnetisierung nur unwesentlich von der im Fernfeld aufgenommenen Vergleichskurve in Abb. 8.3. Dies ist als Zeichen dafür zu deuten, daß in diesem Fall der Ummagnetisierungsprozeß durch eine Vielzahl einzelner Nukleationen auf einer kleineren Skala als der Auflösung des Mikroskops abläuft. Folglich gelang es dann auch nicht, auf diesem Film magnetfeldabhängige Strukturen abzubilden.

Die Experimente im Magnetfeld sollten deshalb in Zukunft mit Proben durchgeführt werden, deren Ummagnetisierung überwiegend durch Domänenwachstum erfolgt, wie es im Abschnitt 9.2.4 im Falle von Granatfilmen erläutert wird.

Als interessanter Effekt bleibt zu erwähnen, daß sich bei den quantitativen Messungen mittels V-Kurven die im Nahfeld gemessenen Drehwinkel im Vergleich zu den nach dem selben Verfahren im Fernfeld bestimmten Winkeln in etwa verdoppelt haben. Die in einer Nullmessung ohne Probe innerhalb der Glasfaser des Mikroskops im Magnetfeld bestimmte Rotation ist zu klein, um die Differenz von etwa 1 Grad zu erklären. Ursachen dieser Vergrößerung von θ_F könnten in Mehrfachreflexionen zwischen Probe und Spitze liegen, insbesondere da die verwendete mikrostrukturierte Spitze in der Umgebung der Pyramide eine relativ große plane Oberfläche besitzt. Denkbar wären auch Oberflächeneffekte des Nahfeldes bzw. der durch die Nahfeldeinkopplung verursachte größere Kegelwinkel der Lichteinkopplung in die Probe [Hec 1996]. Eine plausible Erklärung für diesen Effekt muß jedoch erst noch durch weitere Messungen an anderen Probensystemem gestützt werden.

8.2.2 Messungen an CoPt-Filmen mit erhöhter Co-Schichtdicke

Um CoPt-Filme mit bekannter und mikroskopischer Domänenstruktur untersuchen zu können, wurde auf Proben zurückgegriffen, die Laurent Belliard zur Verfügung stellte [Bel]. In diesen CoPt-Schichtsystemen wurde die Dicke der Kobaltschichten gegenüber den zuvor beschriebenen Filmen auf Größen zwischen 0,7 und 1,6 nm erhöht. Dadurch geht der Einfluß der Grenzflächen-Anisotropie im Verhältnis zur Formanisotropie so weit zurück, daß die Filme ihre senkrechte Anisotropie fast verlieren [Bel 1997]. Auch diese Proben wurden vorab einem starken Magnetfeld in Richtung der Schichtebene ausgesetzt.

Zunächst wurde ein aus zehn Doppellagen CoPt zusammengesetzter Film (10*[Co 1,6 nm / Pt 2,0 nm], vgl. Abb. 8.5) untersucht. Hier hatte sich bei Untersuchungen mit dem MFM eine streifenförmige Domänenstruktur mit etwa 100 nm Domänengröße gezeigt. An dieser Probe waren jedoch trotz mehrerer Versuche mit unterschiedlichen Apertursonden keine magnetischen Strukturen sichtbar.

Schließlich wurde der entsprechende Film nochmals einer Untersuchung seiner Faraday-Hysteresekurve im Fernfeld unterzogen. Dazu wurde der in Abschnitt 4.4 beschriebene Magnet sowie der Detektor des Nahfeldmikroskops verwendet. Wie in Abb. 8.5 zu erkennen, zeigte sich dabei, daß der Film innerhalb der Meßgenauigkeit des Faraday-Meßplatzes keine Remanenz besaß. Die Ausbildung eines Domänenmusters ist unter diesem Umstand sehr unwahrscheinlich. Mögliche Ursachen für die Abbildung eines Domänenmusters in der vorhergehenden Messung mit dem MFM könnten darin liegen, daß der Film durch die sehr dünne Deckschicht von nur 0,5 nm Platin hindurch gealtert ist. Weiterhin wäre noch zu klären, ob in dem magnetisch sehr weichen Film das mit dem MFM beobachtete Domänenmuster erst durch den Einfluß der magnetischen Spitze entstanden sein könnte.

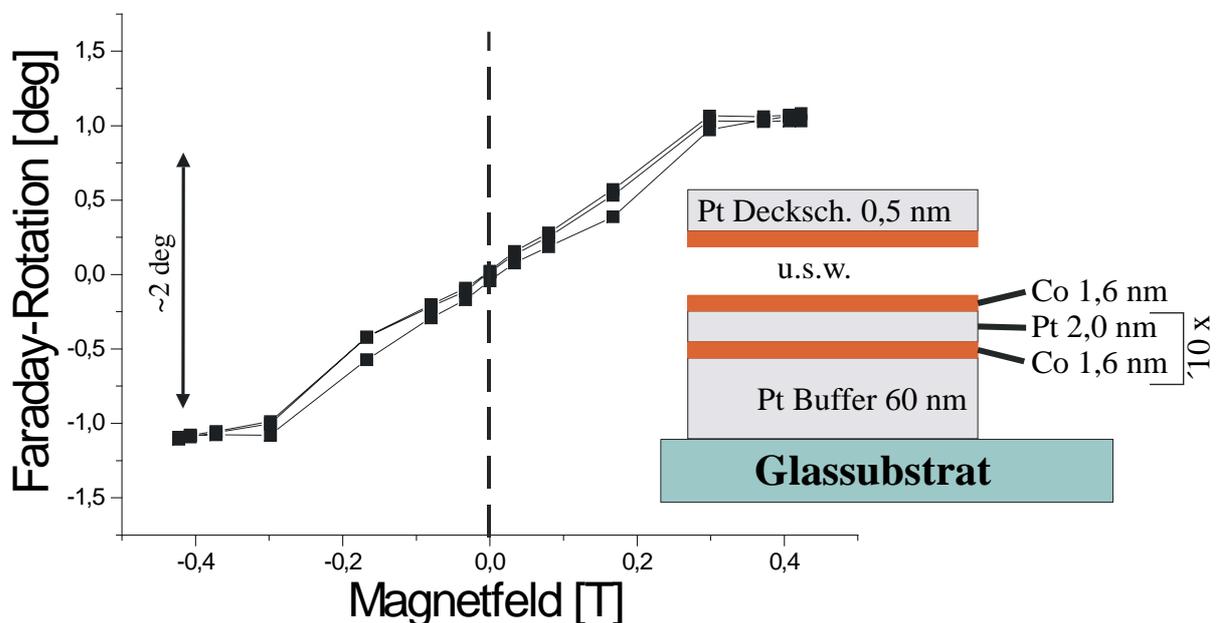


Abb. 8.5

Faraday-Hysteresekurve eines CoPt-Multilagenfilmes mit erhöhter Co-Schichtdicke. Die durch das Substrat erzeugte Faraday-Rotation wurde von den Meßwerten subtrahiert.

Endlich erfolgreich verlief schließlich der Versuch der Abbildung an einem weiteren Mehrlagenfilm der Zusammensetzung $(10 \times [\text{Co } 1,1 \text{ nm} / \text{Pt } 2,0 \text{ nm}])$, vgl. Abb. 8.6). Hier war die Co-Schichtdicke wieder reduziert und somit die senkrechte Anisotropie gestärkt worden. Eine von dieser Schicht gemessene Faraday-Hysteresekurve findet sich in Abb. 8.6. Hier ist eine deutliche Remanenz zu erkennen. Die Abbildung des Filmes in Transmission wurde in diesem Fall mit einem identischen Mikroskopaufbau im Rahmen einer parallel verlaufenden Arbeit [Ros 1999] durchgeführt. Die Ergebnisse zweier Aufnahmen mit Kontrastumkehr finden sich in Abb. 8.7.

Die aus den MFM-Messungen bestimmte typische Domänengröße von 300 nm wurde hier relativ genau wiedergegeben. Außerdem ließ sich durch eine kleine Verdrehung des PEM-Detektors der Bildkontrast umkehren. Ein durch die optischen Meßdaten gelegter Querschnitt - markiert durch die Linie im linken Teil von Abb. 8.7 - zeigt eine laterale Flankenbreite von 70 nm im 10%-90%-Anstieg einer Domänengrenze [Ros 1999].

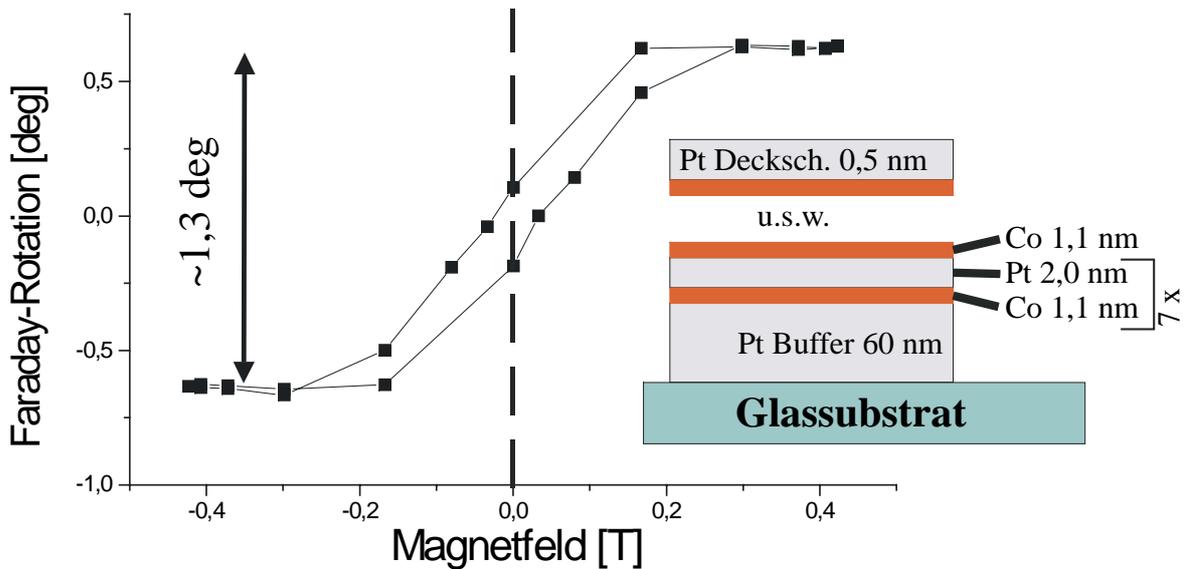


Abb. 8.6

Faraday-Hysteresekurve eines CoPt-Multilagenfilmes mit erhöhter Co-Schichtdicke. Die durch das Substrat erzeugte Faraday-Rotation wurde von den Meßwerten subtrahiert.

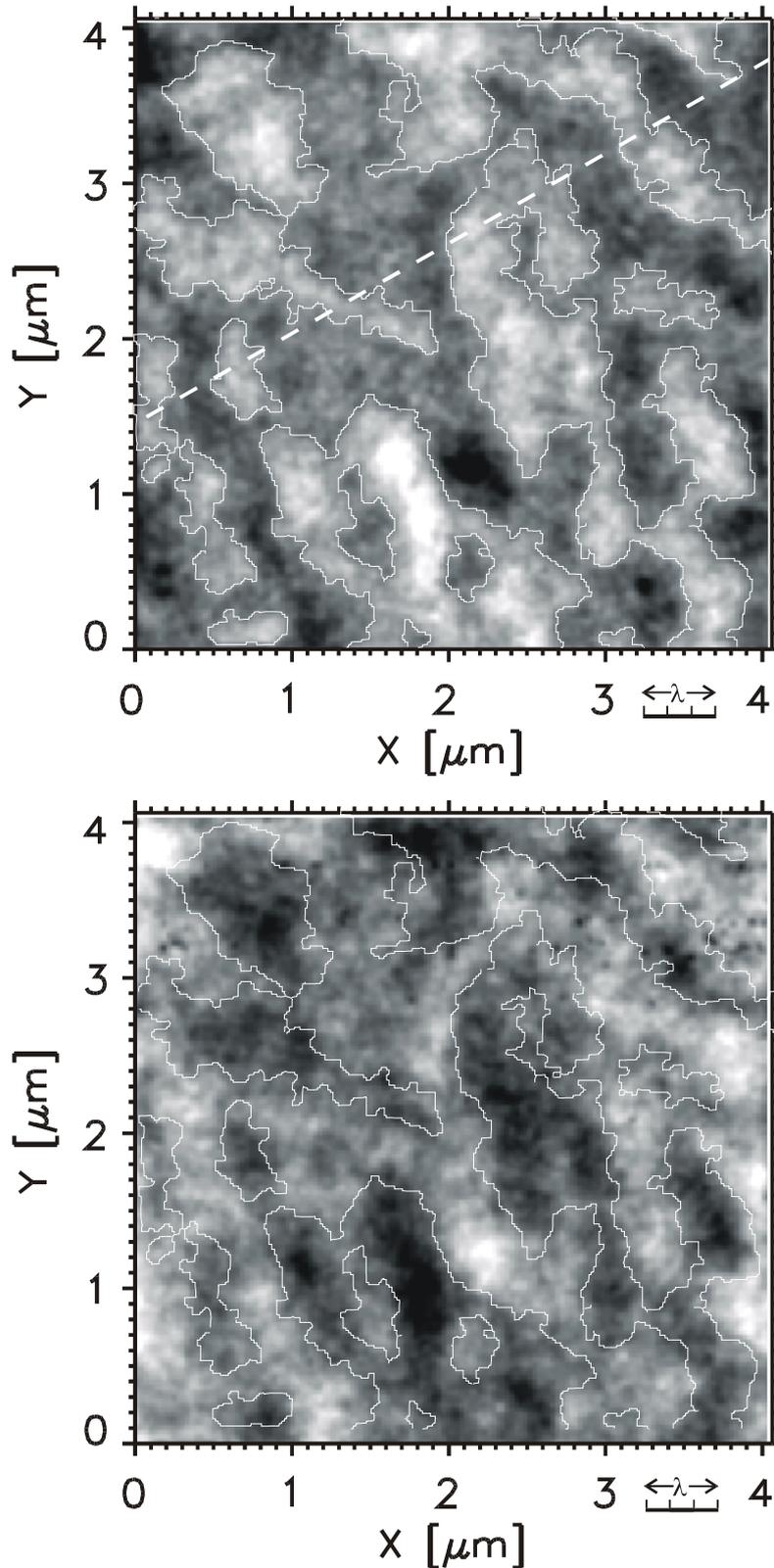


Abb. 8.7

Magneto-optische Nahfeldaufnahmen des in Abb. 8.6 charakterisierten CoPt-Multilagenfilms. Eine Drehung des PEM Detektors führte zur erwarteten Kontrastumkehr zwischen beiden Aufnahmen. Die eingezeichneten Kurven markieren einen Schwellwert im Bildsignal. Bildaufnahme und Abbildung aus [Ros 1999].

9 Messungen an Granatfilmen

9.1 Struktur und Herstellung von Granatfilmen

Eisengranatfilme sind als Probenmaterialien zur Beobachtung magnetooptischer Effekte weit verbreitet, da sie zu den wenigen in weiten Bereichen des sichtbaren Lichtes transparenten Materialien gehören, die ferro- bzw. ferrimagnetische Eigenschaften besitzen. Aus diesem Grund können mit magnetooptischen Methoden auch dickere Schichten in Transmission untersucht werden. Darüber hinaus besitzen solche Filme bei korrektem Wachstum eine starke uniaxiale magnetische Anisotropie mit der leichten Achse senkrecht zur Filmebene.

Diese Eigenschaften führen zu vergleichsweise großen Faraday-Rotationen. Granatfilme mit Dicken im Bereich von einigen Mikrometern zeigen mitunter Drehungen von mehreren Grad. Bei Filmen mit großen Domänenabmessungen läßt sich die Domänenstruktur mit einfachsten Mitteln - z. B. mit zwei Folienpolarisatoren und einem gewöhnlichen Lichtmikroskop - abbilden.

Eisengranatfilme wurden in den 60er und 70er Jahren in Fachkreisen als vielversprechendes Material zur Herstellung nichtflüchtiger elektronischer Speicher gehandelt [Mal 1979, Bob 1975a]. In dieser Zeit wurde mit großem Einsatz an solchen Filmen geforscht. Ziel war es, Information durch Verschieben von sogenannten Blasendomänen zu speichern, auf die im Abschnitt 9.2.5 noch näher eingegangen werden soll. Die auf diesem Wege entwickelten, magnetischen Blasenspeicher haben sich jedoch bis heute nicht durchsetzen können.

9.1.1 Kristallstruktur und Stöchiometrie von Granatfilmen

Die chemische Summenformel der mit seltenen Erden dotierten Granate lautet $\{RE^{3+}\}_3 [Fe^{3+}]_2 (Fe^{3+})_3 O_{12}$. Dabei bezeichnet RE ein Element aus der Reihe der seltenen Erden (englisch: Rare Earth). Die drei unterschiedlichen Klammer-typen stellen verschiedene Positionen innerhalb des Granatkristalls, der eine kubische Gitterstruktur besitzt und in Abb. 9.1 schematisch dargestellt ist. Die Atome der seltenen Erden besetzen dodekaedrische Plätze, die Eisenatome verteilen sich auf oktaedrische ($[Fe^{3+}]_2$) und tetraedrische Plätze ($(Fe^{3+})_3$), wobei die entsprechenden Umgebungsplätze jeweils mit Sauerstoffatomen besetzt sind.

Das in der Praxis am häufigsten genutzte Element der seltenen Erden ist Yttrium; Yttrium-Eisen-Granatfilme werden häufig kurz als YIG-Filme (englisch: Yttrium-Iron-Garnet) bezeichnet.

Eisengranatfilme müssen spannungsfrei hergestellt werden, weil bereits kleine Verspannungen des Gitters die magnetischen Eigenschaften erheblich verändern können. Die Substrate der Filme müssen deshalb sorgfältig entsprechend der Gitterkonstanten des Granats ausgewählt werden. Sehr oft kommt dabei Gadolinium-Gallium-Granat ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$; oft als GGG abgekürzt) mit (111)-orientierter Oberfläche zum Einsatz.

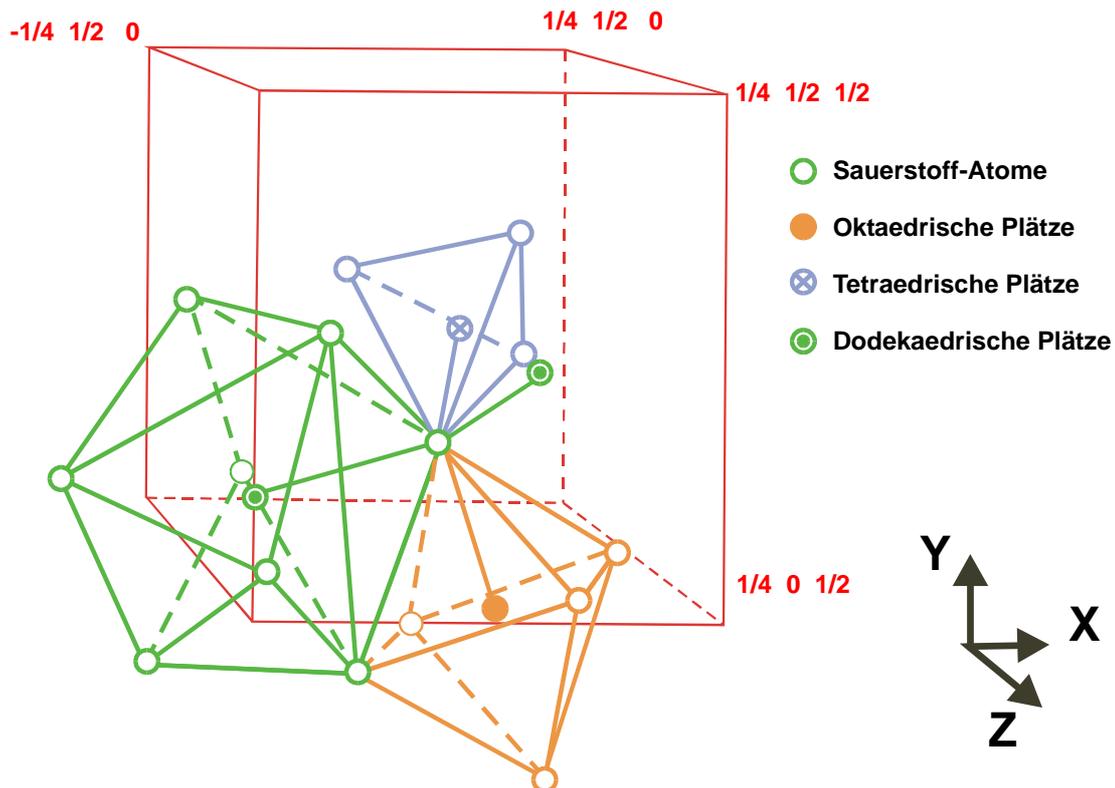


Abb. 9.1

Kristallstruktur eines Eisen-Granatfilmes. Nach [Gil 1980].

9.2 Magnetische Eigenschaften der Filme

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Granatfilme zeigen sämtlich eine uniaxiale Anisotropie. Negative Austauschintegrale führen dabei zur Ausbildung von entgegengesetzt ausgerichteten Untergittern; bei den Eisengranatfilmen handelt es sich also um Ferrimagneten.

Im folgenden soll kurz die magnetische Struktur dieser Filme und deren Ursache diskutiert werden. Eine umfassendere Darstellung zu diesem Sachverhalt findet sich z.B. in [Hub1998].

9.2.1 Energetische Betrachtungen zu magnetischen Materialien

Die Entstehung eines Domänenmusters in magnetischen Materialien ist eine Folge der Minimierung einer Reihe von Energietermen, deren Größe von der lokalen Magnetisierung \vec{M} innerhalb des Materials abhängt. Bei einer festen Temperatur kann angenommen werden, daß innerhalb des Materials der Betrag der Magnetisierung konstant bleibt und nur deren Richtung variiert. Die Magnetisierung wird dann als sogenannte Sättigungsmagnetisierung

$$\vec{M}_S = M_S \vec{m} \quad \text{Gl. 9-1}$$

mit $|\vec{m}| = 1$ dargestellt.

Die wesentlichen von der Magnetisierung abhängigen Energien bzw. Energiedichten sind dann:

Streufeldenergie

$$W_S \propto \frac{1}{2} \mu_0 \int \vec{H}_{\text{Streu}} \cdot \vec{M} dV \quad \text{Gl. 9-2}$$

Beschreibt die Energie die zur Aufrechterhaltung des Streufeldes notwendig ist, das aus dem magnetisierten Volumen in die Umgebung austritt. Mitunter wird auch von *Entmagnetisierungsenergie* gesprochen.

In der vereinfachten Betrachtung einer magnetischen Schicht als unendlich ausgedehnte Fläche wird das Streufeld proportional zur Sättigungsmagnetisierung [Hub 1998] und die Streufeldenergiedichte dadurch zu

$$w_S \propto \frac{1}{2} \mu_0 \vec{M}_S^2 \quad \text{Gl. 9-3}$$

Austauschenergie

Die Energiedichte

$$w_A \propto A (\text{grad } \vec{m})^2 \quad \text{Gl. 9-4}$$

mit \vec{m} als dem Einheitsvektor der Magnetisierungsrichtung entsprechend Gl. 9-1 entsteht zwischen den magnetischen Momenten der Atome und beschreibt den benötigten Energieaufwand, die parallele Ausrichtung dieser Momente zu brechen. Bestimmende Größe ist also die Divergenz des Einheitsvektors der Magnetisierung. Die sogenannte Austauschkonstante A hängt im wesentlichen von der Gitter- und der Spinstruktur des Materials ab. Unter gewissen Umständen läßt sich A quantenstatistisch berechnen; für den Fall von Granaten existieren z.B. Rechnungen für $T = 0$.

Uniaxiale Anisotropieenergie

Die Größe der Anisotropie bezeichnet die Energie, die aufgewendet werden muß, um die Magnetisierung gegen bestimmte Vorzugsrichtungen und Ebenen des Materials auszurichten. Für den hier vorliegenden einfachsten Fall einer uniaxialen Anisotropie, die nur eine bevorzugte Richtung senkrecht zur Schichtebene besitzt, ist die Energiedichte

$$w_K \propto K_U \sin^2 \theta \quad . \quad \text{Gl. 9-5}$$

θ ist dabei der Polarwinkel der Magnetisierungsachse gegen die Vorzugsachse, die oft "leichte Achse" genannt wird. K_U bezeichnet die uniaxiale Anisotropiekonstante.

Anisotropien können sowohl aufgrund der Struktur des Materials (Volumenanisotropie) als auch durch dessen Grenz- und Oberflächen (Grenzflächenanisotropie) entstehen.

Auch die o. g. Streufeldenergie wird bei ungleichen Abmessungen der Probe - z.B. bei dünnen Filmen - mit zur Festlegung der Vorzugsachse beitragen; ein Effekt, der oft als "Formanisotropie" bezeichnet wird.

Wechselwirkung mit externen Feldern

Die Energiedichte

$$w_{ex} \propto -\mu_0 \vec{H}_{ex} \cdot \vec{M}_S \quad \text{Gl. 9-6}$$

ergibt sich aus der Wechselwirkung mit einem extern angelegten Feld \vec{H}_{ex} ; durch Parallelisierung der Probenmagnetisierung mit dem externen Feld wird hier Energie gewonnen.

9.2.2 Ausbildung von Domänenstrukturen in magnetischen Filmen

Die Domänenstruktur eines magnetischen Filmes wird sich so ausbilden, daß die Gesamtsumme der in Abschnitt 9.2.1 aufgezählten Energien minimal wird; angestrebt wird also die Minimierung von

$$E_{tot} = \int w_s + w_A + w_K + w_{Ex} dV \quad . \quad \text{Gl. 9-7}$$

Im Falle eines Filmes, also eines magnetischen Volumens mit einer im Vergleich zur Dicke sehr großen lateralen Ausdehnung, bedeutet eine Minimierung der Streufeldenergie zunächst eine Drehung der Magnetisierung in die Schichtebene. In dieser Ebene wird sich die Magnetisierung dann zu geschlossenen Kreisbahnen ausrichten, so daß nach außen kein Streufeld auftritt.

Dieser einfachsten Lösung stellt sich allerdings die Austauschenergie entgegen, deren Minimierung die Bildung von Domänen mit parallelem Magnetisierungsvektor begünstigt und im Zusammenwirken mit der Entmagnetisierungsenergie zu einer Aufspaltung der Kreisbahnen in Vieleckstrukturen aus Domänen mit in der Schichtebene geschlossenen Magnetisierungsbahnen führt.

Grundsätzlich andere Domänenmuster ergeben sich jedoch durch das Auftreten von Anisotropien, also energetisch bevorzugten Achsen für die Magnetisierung. Im Falle der Granate liegt eine uniaxiale Anisotropie mit der bevorzugten Achse senkrecht zur Schichtebene vor.

Ein Vergleich der Streufeldenergiedichte w_S aus Gl. 9-3 mit der uniaxialen Anisotropiekonstanten K_U ergibt einen „Qualitätsfaktor“ Q mit

$$Q = \frac{K_U}{w_S} = \frac{2 K_U}{\mu_0 M_S^2} \quad . \quad \text{Gl. 9-8}$$

Für den Fall, daß $Q > 1$ ist wird die Magnetisierung des Filmes sich nicht mehr in der Schichtebene ausrichten, sondern Domänen bilden, die senkrecht zur Oberfläche magnetisiert sind. Dies ist bei allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Granatfilmen der Fall.

Bei der Ausbildung eines konkreten Domänenmusters ist zu erwarten, daß sich bei Abwesenheit eines externen Magnetfeldes etwa gleich große Flächenanteile mit nach oben und nach unten gerichteter Magnetisierung ausbilden werden. Auf diese Weise wird die Gesamtmagnetisierung der Probe gleich null. Ein von außen angelegtes Feld senkrecht zur Schichtebene wird dann jeweils den Flächenanteil der parallel zum Feld magnetisierten Domänen vergrößern.

Die Minimierung des Streufeldes würde die Ausbildung möglichst kleiner Domänen begünstigen. Dies würde allerdings eine große Zahl von Domänenwänden erfordern, in denen sich die Magnetisierung um 180° drehen muß und die deshalb einen Energieeinsatz für die Austausch- und die Anisotropieenergie erfordern. Beschrieben wird dieser durch die Domänenwandenergiedichte

$$\sigma = 4\sqrt{A K_U} \quad . \quad \text{Gl. 9-9}$$

Die beiden Konstanten A und K_U der Austausch- und Anisotropieenergie bestimmen auch die Größe δ der Domänenwände als

$$\delta = \pi\sqrt{A/K_U} \quad . \quad \text{Gl. 9-10}$$

Aus dem Vergleich der Domänenwandenergie mit der Energie des Streufeldes definiert sich schließlich die „charakteristische Länge“ l des Materials mit

$$l = \frac{\sigma}{\mu_0 M_S^2} = \frac{4\sqrt{A K_U}}{\mu_0 M_S^2}, \quad \text{Gl. 9-11}$$

die die Größenordnung der stabilen Domänenstrukturen festlegt.

9.2.3 Typische Domänenstrukturen in Granatfilmen mit uniaxialer Anisotropie

In Granatfilmen mit einer starken uniaxialen Anisotropie ($Q > 1$ entspr. Gl. 9-8) sollten sich - wie in Abschnitt 9.2.2 erläutert - nur zwei Arten von Domänen ausbilden: solche, deren Magnetisierung senkrecht nach oben aus der Filmebene zeigt und solche, die genau entgegengesetzt nach unten magnetisiert sind. Getrennt werden diese Bereiche durch Domänenwände der Wandstärke δ entsprechend Gl. 9-8. Bei dünnen Filmen mit hohem Q kann angenommen werden, daß die Domänenwände mit konstanter Wandstärke und senkrecht zur Schichtebene verlaufen.

Bei der Herstellung von Granatfilmen wird sich in der Regel ein Muster aus Streifendomänen ausbilden, das in Abb. 9.2 (a) dargestellt ist. Dabei müssen die Streifen jedoch nicht gerade und parallel über den Film verlaufen, sondern bilden sehr häufig ein Mäandermuster mit Verästelungen und Verzweigungen aus, das z. B. in Abb. 9.15 (a) zu erkennen ist. Ohne angelegtes externes Feld sind die summierten Flächen der beiden entgegengesetzt magnetisieren Domärentypen gleich.

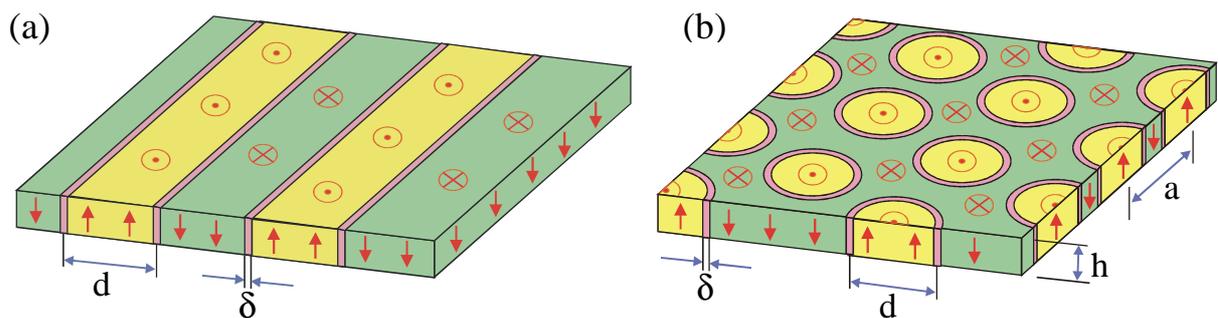


Abb. 9.2

Mögliche Domänenstrukturen in einem Granatfilm mit uniaxialer Anisotropie: (a) Streifendomänen, die sich häufig auch in mäandrischer Form ausbilden; (b) Blasendomänen, die sich in einem hexagonalen Muster anordnen.

Eine drastische Veränderung des Domänenmusters tritt auf, wenn die Magnetisierung des Filmes durch ein sehr starkes externes Feld in die Probenebene gezwungen wird. Wird die Probe dann plötzlich aus dem Feld entfernt oder dieses

abgeschaltet, bildet sich statt des Streifenmusters ein hexagonales Gitter aus sogenannten Blasendomänen, das schematisch in Abb. 9.2 (b) zu sehen ist. Um einen Ausgleich der Flächen der Magnetisierungen in beide Richtungen zu erzielen, muß für den Durchmesser d der Blasen und deren Abstand a das Verhältnis

$$d = 0,72 a \quad \text{Gl. 9-12}$$

gelten.

9.2.4 Ummagnetisierungsvorgänge in Granatfilmen

Wird ein Granatfilm durch ein externes Feld senkrecht zur Schichtebene - also in Richtung der leichten Achse der uniaxialen Anisotropie - ummagnetisiert und dabei global die Faraday-Rotation beobachtet, so entsteht für „typische“ Filme eine Hysteresekurve der in Abb. 9.3 dargestellten Form.

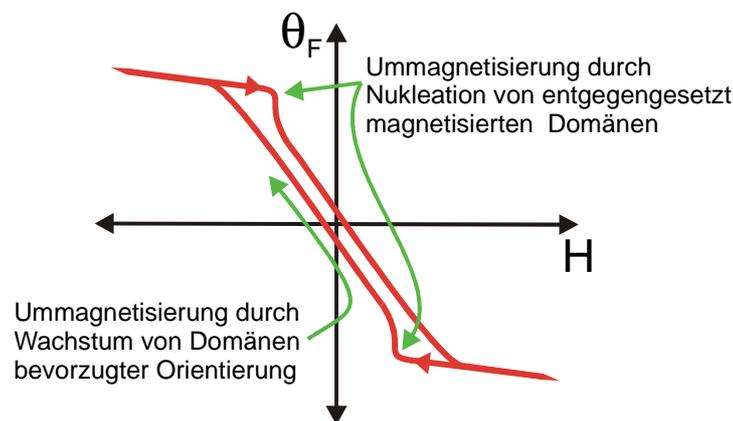


Abb. 9.3

Schema zum Verlauf einer Hysteresekurve eines Granatfilmes.

Der etwas ungewöhnliche Verlauf - insbesondere die sprunghafte Änderung der Rotation am Beginn der Ummagnetisierung wird durch dessen Mechanismus erklärbar [Mag 1997]: Ausgehend von maximalem externen Feld ist die Probe zunächst vollständig in eine Richtung magnetisiert. Wird das externe Feld abgeschwächt, so versucht die Streufeld-Energie die homogene Magnetisierung aufzubrechen. Eine kontinuierliche Verdrehung des Magnetisierungsvektors kommt jedoch aufgrund der hohen Anisotropieenergie des Filmes nicht in Frage. Deshalb kommt es bei einer bestimmten externen Feldstärke zur plötzlichen Ausbildung einzelner, entgegengesetzt zur Umgebung magnetisierter Domänen. Durch diese „Nukleation“ ändert sich sprunghaft die globale gemittelte Magnetisierung der Probe und somit auch der Faraday-Winkel. Anschließend erfolgt die weitere Ummagnetisierung durch kontinuierliches Wachstum der energetisch bevorzugten Domänen auf Kosten ihrer entgegen-

gesetzt magnetisierten Umgebung. Dieser Prozeß läuft kontinuierlich ab, so daß es - solange der Wachstumsvorgang nicht vorübergehend durch Inhomogenitäten des Filmes gestoppt wird - zu keinen weiteren Sprüngen der Faraday-Rotation kommt.

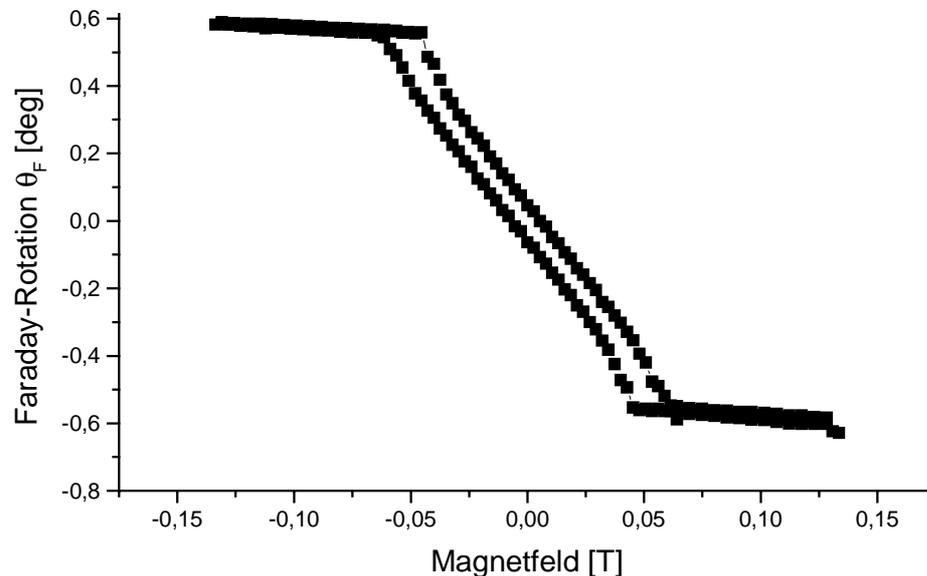


Abb. 9.4

Fernfeld-Hysteresekurve des untersuchten Granatfilmes mit 1 µm Domänengröße (Beschreibung in Abschnitt 9.3). Die Kurve entspricht der Erwartung aus Abb. 9.3.

9.2.5 Magnetische Blasendomänen

Isolierte, mehr oder weniger kreisrunde Domänen mit begrenzter Ausdehnung und einer der Umgebung um 180° entgegengesetzten Magnetisierung werden allgemein auch als Blasendomänen bezeichnet. Häufigstes Vorkommen im Falle von Granatfilmen ist die Ausbildung eines hexagonalen Gitters aus Blasendomänen entsprechend Abb. 9.2 (b).

Dazu muß der Film einem externen Feld in Richtung der Schichtebene ausgesetzt werden, welches das Anisotropiefeld der Probe von

$$H_K = \frac{2K_U}{\mu_0 M_S} \quad \text{Gl. 9-13}$$

übersteigt. Ein plötzliches Verschwinden des externen Feldes führt dann zur spontanen Nukleation von zahlreichen Einzeldomänen in einer Richtung der leichten Achse. Diese Domänen formen schließlich ein Muster, das in der Summe mit der entgegengesetzt magnetisierten Umgebung die gemittelte Magnetisierung zu Null werden läßt. Außerdem halten die lokalen Streufelder

die Struktur stabil und verhindern ein Zusammenfließen der Blasen zu größeren Domänen und dadurch eine Rückkehr zum ursprünglichen Streifenmuster.

Aus energetischen Gründen sollten die Blasen in einem homogenen magnetischen Medium eine hexagonale Anordnung einnehmen und alle die gleiche Größe besitzen. Um eine gleiche Größe der aufwärts und der abwärts magnetisierten Flächenanteile zu erhalten, sollte entsprechend Gl. 9-12 der Durchmesser d der Blasen etwa $3/4$ ihres Abstandes a betragen. In der Praxis führen jedoch Inhomogenitäten des Materials zu einem etwas unregelmäßigen Muster und zu unterschiedlichen Domänengrößen.

Einzelne Blasendomänen sind für die Anwendung als Datenspeicher von besonderem Interesse [Bob 1975b, Bob 1975a]. Allerdings sind sie in einem homogenen magnetischen Medium ohne äußeres Feld nicht stabil. Im Wechselspiel zwischen der Energie der Domänenwände σ aus Gl. 9-9 und der Streufeld-Energie (Gl. 9-3) würde die Domäne entweder zusammenfallen oder zu einem Streifen auslaufen. Das Eintreten des einen oder des anderen Falles würde dabei vom Verhältnis der Schichtdicke h zur charakteristischen Länge l (Gl. 9-11) abhängen: Für $h < l$ überwiegt die Energie der Domänenwände, die Blase kollabiert; für $h > l$ breitet sie sich weiter aus. Notwendig für die Existenz stabiler einzelner Blasendomänen ist deshalb die Bedingung $h > l$ und ein der Blase entgegenwirkendes externes Feld, das ihre Ausbreitung stoppt [Thi 1970].

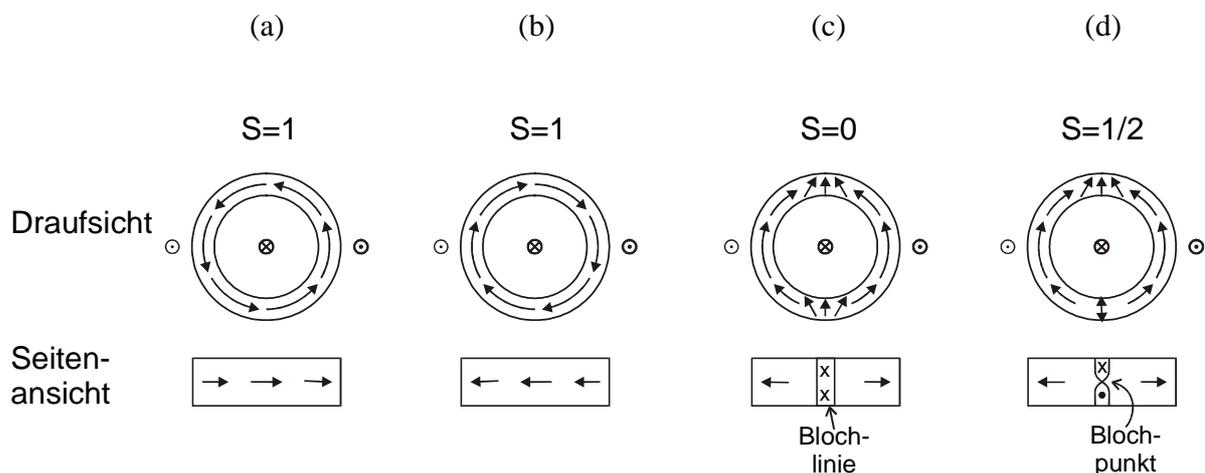


Abb. 9.5

Verschiedene mögliche Typen von Blasendomänen (nach [Esc1980]).
Zur Definition von S siehe Gl. 9-14.

Von Interesse ist weiterhin noch der Verlauf des Vektors der Magnetisierung innerhalb der Domänenwand: Neben einem einfachen zirkulären Umlauf - vgl. Abb. 9.5 (a), (b) - sind auch Wände möglich, in denen der Umlaufsinn wechselt.

Dabei werden die Typen nach [Esc 1980] durch die Nettoanzahl S der Umdrehungen der Magnetisierung bei zyklischer Integration über die Wandmitte charakterisiert:

$$S = \frac{1}{2\pi} \oint d\phi \quad \text{Gl. 9-14}$$

In Abb. 9.5 sind mögliche Formen des Umlaufsinn dargestellt. Dabei können sich innerhalb der Domänenwände sogenannte Blochlinien (vgl. Abb. 9.5 (c)) und auch Blochpunkte (vgl. Abb. 9.5 (d)) - auch in größerer Anzahl - ausbilden, in denen die Magnetisierung um 180° dreht. Blasendomänen mit einer großen Zahl von Blochlinien und Punkten werden oft auch als „harte Blasen“ (hard bubbles) bezeichnet, da sich ihre Eigenschaften - insbesondere die Beweglichkeit der Domäne - deutlich von denen der Blasen mit einfachem Umlauf der Magnetisierung unterscheiden [Tab 1972].

Nach [Gam 1997] ist es als wahrscheinlich anzunehmen, daß sich bei den durch ein externes Feld in der Schichtebene entstandenen Blasendomänen je zwei Blochlinien entsprechend Abb. 9.5(c) bilden, da die Blasen aus einer homogenen Ausrichtung der Magnetisierung in heraus entstehen.

9.3 Untersuchungen der Domänenstruktur von Granatfilmen

Im Verlauf der Untersuchungen von Domänenstrukturen von Granatfilmen kamen insgesamt drei verschiedene Filme zu Einsatz, die uns freundlicherweise von Richard Gambino überlassen wurden [Gam]. Die Filme sind auf GGG-Substrate (Gadolinium-Gallium-Granat = $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) aufgewachsen, die sich bei einer Röntgenstrukturanalyse als (111)-orientiert herausstellten. Die drei Filme wurden in einem Flüssigphasen-Epitaxieverfahren hergestellt und laut Deklaration zusätzlich in unterschiedlicher Zusammensetzung mit Europium, Thulium, Lutetium, Yttrium und Calcium dotiert. Leider gab es zu den anderen Parametern - insbesondere zur Schichtdicke - keine präzisen Angaben. Die Dickenangaben konnten im Einzelfall aus Abschätzungen des Rotationswinkels und der Domänengröße grob verifiziert werden. Für die übrigen Materialparameter wie Austausch- und Anisotropiekonstante wurde auf publizierte Größen vergleichbarer Filme zurückgegriffen [Thi 1970, Esc 1980].

Wichtigstes Unterscheidungsmerkmal der Filme, anhand dessen sie im folgenden identifiziert werden sollen, ist die typische Domänengröße. Diese Betrag - im gewachsenen Zustand eines Streifenmusters - für den ersten Film etwa $10 \mu\text{m}$, für den zweiten $3 \mu\text{m}$ und den dritten $1 \mu\text{m}$. Die Schichtdicken betragen etwa $1 \mu\text{m}$, 400 nm und 200 nm .

9.3.1 Abbildung von Domänenstrukturen im Fernfeld

Granatfilme mit einem groben Domänenmuster können auch mit einfachen konventionellen Faraday-Mikroskopen noch abgebildet werden. Abb. 9.6 des Filmes mit $10\ \mu\text{m}$ Domänengröße entstand mit freundlicher Unterstützung durch Andreas Bauer [Bau] und Daniel Wegner an deren UHV-Kerr-Mikroskop, mit dem auch die Beobachtung des Faraday-Effektes möglich ist. In mehreren Versuchen mit obigem und einem weiteren Aufbau gelang es nicht, das Domänenmuster des Filmes mit $1\ \mu\text{m}$ Domänengröße abzubilden.

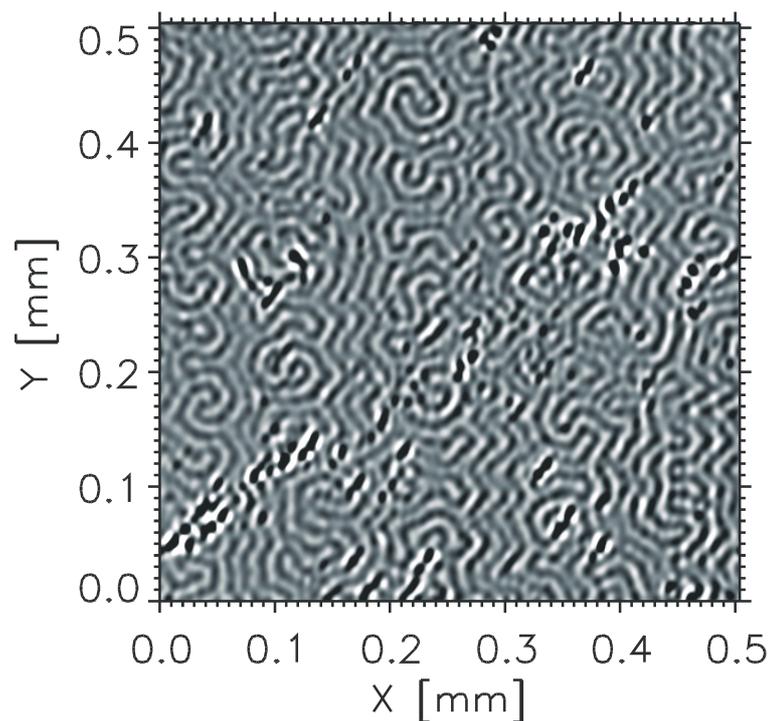


Abb. 9.6

Aufnahme des Granatfilmes mit etwa $10\ \mu\text{m}$ Domänengröße mit einem Fernfeld-Faraday-Mikroskop [Bau]. Die Aufnahme wurde durch eine CCD-Kamera digitalisiert und mittels Fourier-Filterung entrauscht.

9.3.2 Aufnahmen von gewachsenen Domänenstrukturen im Nahfeld

Vergleichsmessungen mit dem Rasternahfeldmikroskop an den Filmen mit feinerer Struktur zeigten Domänen, deren Muster den Beobachtungen des konventionellen Mikroskops entsprach. Allerdings war bei den Beobachtungen mit dem konventionellen Mikroskop stets nur ein Hell-Dunkel-Kontrast für die zwei Domärentypen mit entgegengesetzter Magnetisierung zu erkennen, der nur von Oberflächenverschmutzungen unterbrochen wurde.

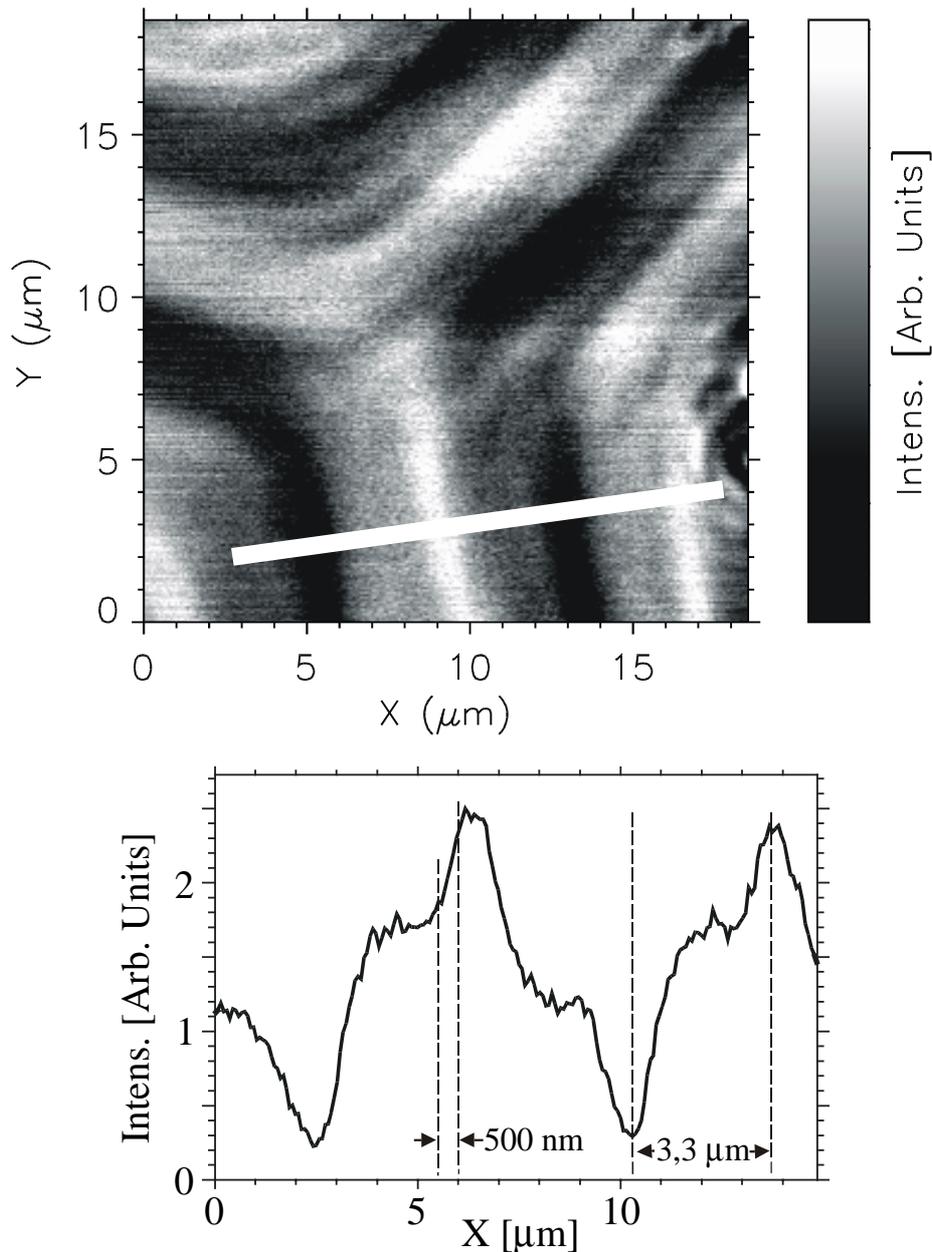


Abb. 9.7

(a) Nahfeld-magnetooptische Aufnahme eines Eisen-Granatfilmes mit ca. $3 \mu\text{m}$ Domänengröße. (b) Linescan an der in (a) markierten Strecke.

Die Bilder des Rasternahfeldmikroskops zeigen hingegen eine Unterstruktur innerhalb der Domänen, die in Abb. 9.7 (a) deutlich zu erkennen ist. Hier handelt es sich um eine Art wechselweises antisymmetrisches Überschwingen des Bildsignals an den offensichtlichen Domänengrenzen. Ein solcher Effekt wurde auch von [Mat 1998] mit einem vergleichbar aufgebauten Nahfeldmikroskop beobachtet. Interessanterweise ergaben sich Substrukturen in Domänen auch bei einer Abbildung der lokalen nichtlinearen optischen Effekte eines Granatfilmes [Ras 1997]. Auch in Abb. 9.9 ist innerhalb der abgebildeten mäanderförmigen Domäne eine Substruktur zu erkennen.

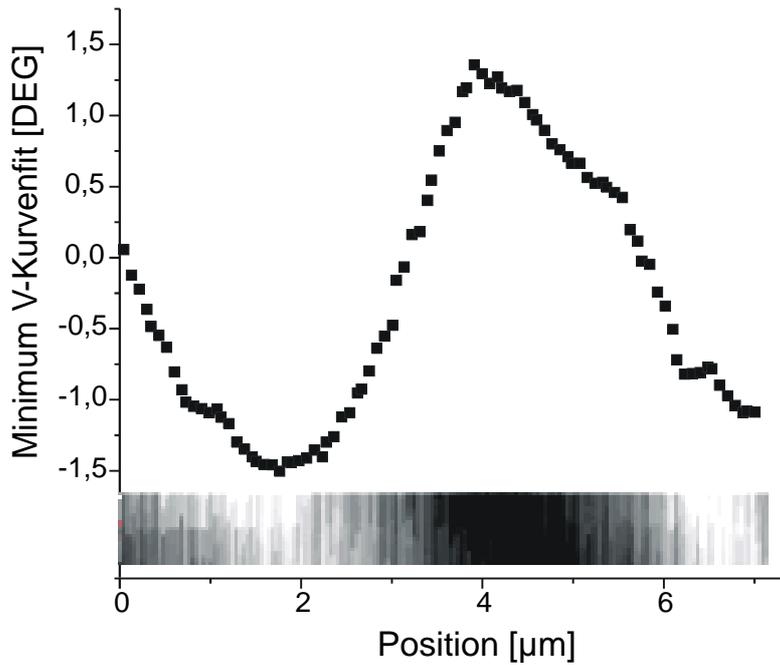


Abb. 9.8

Linescan aus 100 einzelnen V-Kurven-Messungen über mehrere Domänen des Granatfilms mit 3 Mikrometer Domänengröße. Am unteren Rand der Grafik ist ein Streifen eines zuvor mit feststehendem Detektor aufgenommenen Bildes der Domänen eingefügt.

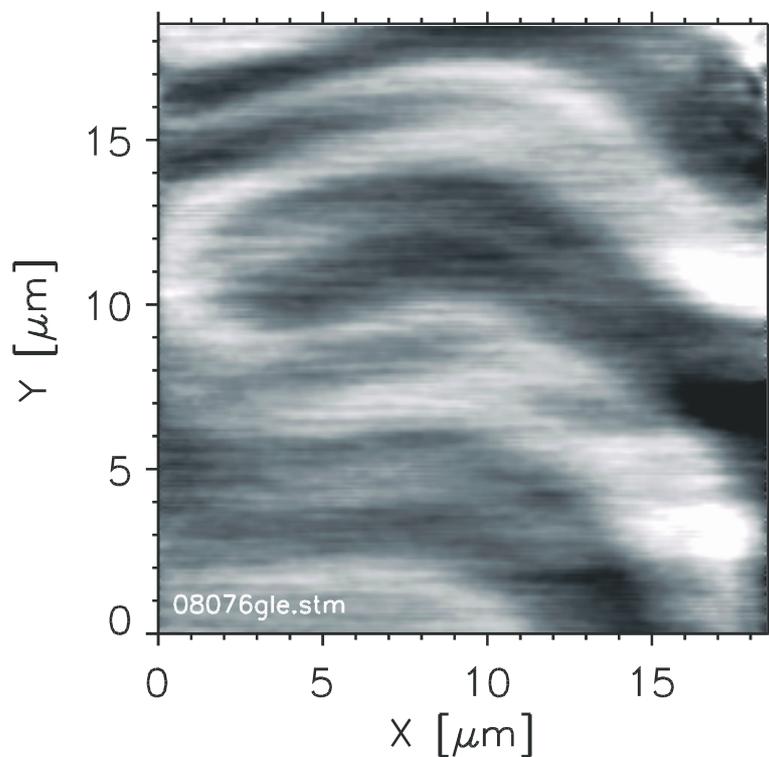


Abb. 9.9

Mäanderschleife eines Granatfilmes mit ca. 3 µm Domänengröße ; zu sehen sind wiederum Unterstrukturen innerhalb der Domänen.

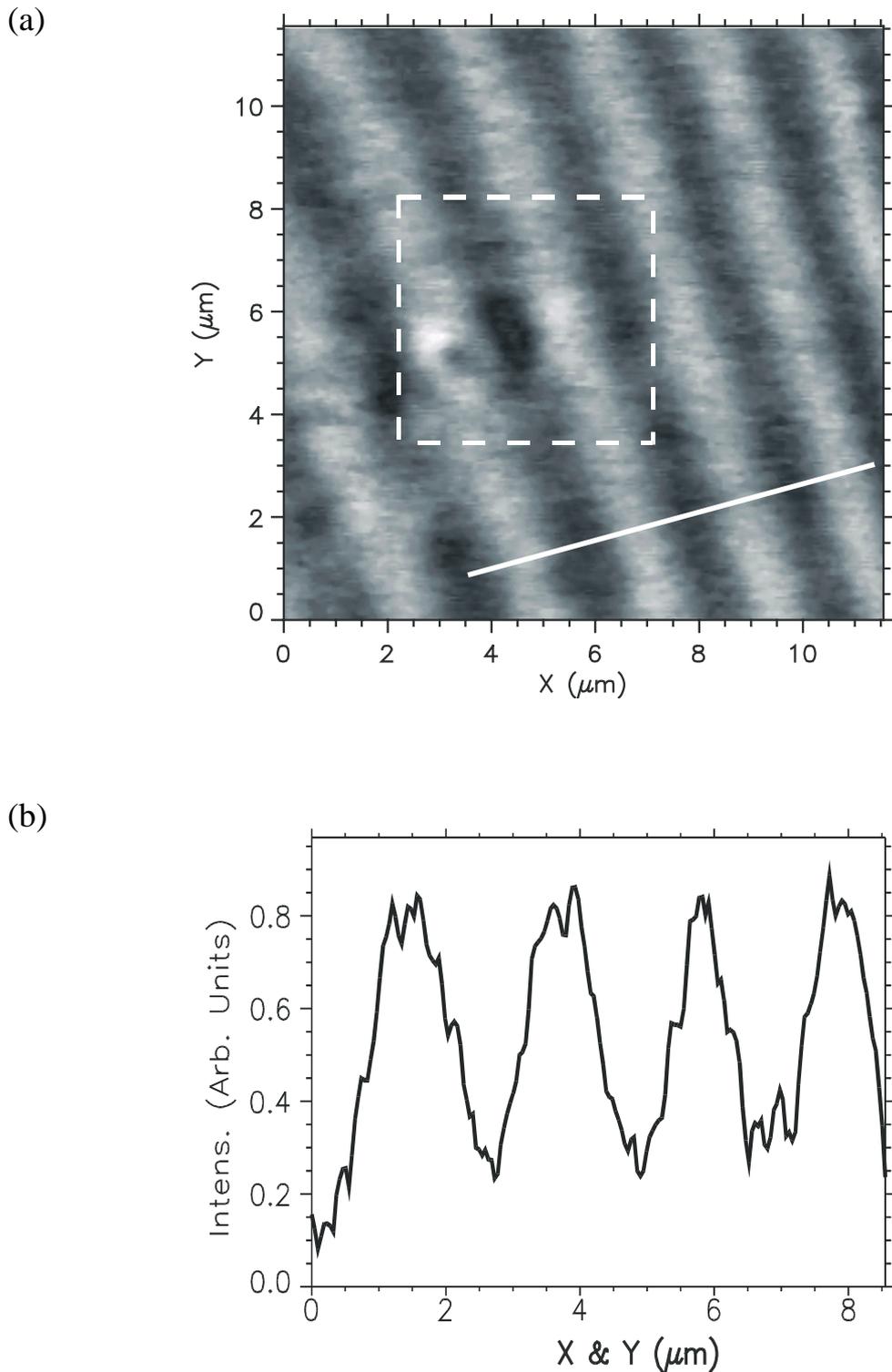


Abb. 9.10

(a): Abbildung von Streifendomänen mit etwa $1 \mu\text{m}$ Domänengröße; zu erkennen ist eine Unregelmäßigkeit innerhalb des Streifenmusters, die in Abb. 9.11 vergrößert abgebildet wird
(b): Linescan über die in (a) markierte Strecke.

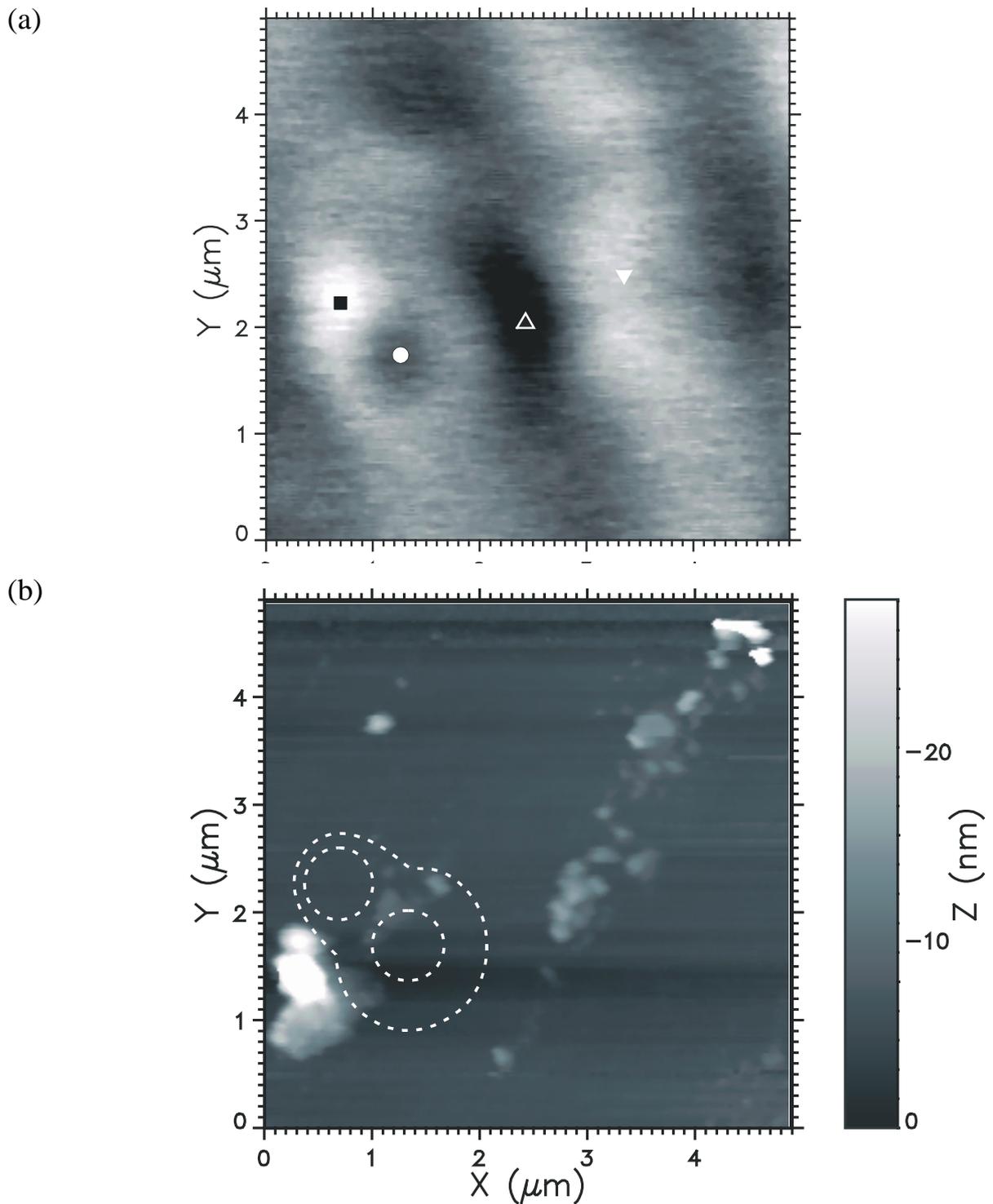


Abb. 9.11

Zoom in die in Abb. 9.10 markierte Probenstelle; (a): magnetooptische Aufnahme; (b): Abbildung der Oberflächentopographie. Markiert ist die Struktur aus (a).

Um die Strukturen der Domänen genauer untersuchen zu können, bietet es sich an, den Algorithmus der V-Kurven-Messung aus Abschnitt 5.2.6 zu nutzen. Die Software des Mikroskops verfügt dazu über die Möglichkeit, in einem bereits

mit feststehenden Detektor gemessenen Bild den Start- und Zielpunkt einer Linie festzulegen. Die Spitze wird dann automatisch schrittweise entlang dieser Linie bewegt, an jedem Schritt eine V-Kurven-Messung durchgeführt und das Ergebnis des Fits der Minimalposition als lokaler Rotationswert gespeichert.

Eine Messung durch die Wände zweier Streifendomänen des Filmes mit 3 μm Domänengröße findet sich in Abb. 9.8. Auch hier finden sich „Überschwinger“ im Querschnitt der Domänen.

Eine erste Vermutung ist verständlicherweise, daß die Wände zwischen den Domänen Einfluß auf die Abbildung haben. Eine Abschätzung der Domänenwanddicke kann aus Gl. 9-10 erfolgen. Im Fall eines Filmes mit 3 μm Domänengröße können nach [Thi 1970] und [Gam 1997] $A = 4 * 10^{-7} \text{ erg cm}^{-1}$ und $K_U \approx 10^4 \text{ erg cm}^{-3}$ angenommen werden. Daraus resultiert dann eine Domänenwanddicke von etwa 200 nm. Dieser Wert wird von den Strukturen an den Domänenrändern jedoch deutlich überschritten.

Inwiefern solche Strukturen neben auf physikalische Effekte auch auf die Abbildungseigenschaften des Mikroskops zurückgeführt werden können, soll später auch noch im Abschnitt 9.4 diskutiert werden werden.

Je nach Art und Stärke der Dotierung und der Schichtdicke bilden Granatfilme unterschiedliche Anisotropie- und Austauschkonstanten und daraus resultierend verschiedene Domänengrößen aus. So fand sich auf dem in Abb. 9.10 (a) abgebildeten Film - dessen magnetische Struktur zunächst mit unserem einfachen Faraday-Fernfeldmikroskop nicht aufgelöst werden konnte - mit dem Nahfeldmikroskop ein Streifenmuster mit einer Domänengröße von etwa einem Mikrometer. Hier war keine durchgängige Unterstruktur der Domänen zu erkennen; Abb. 9.10 (b) zeigt einen Linescan über mehrere Domänen hinweg, der hier neben der Modulation der Domänen keine weiteren Charakteristika zeigt.

Allerdings gab es an einzelnen Stellen der Probe singuläre Substrukturen. Ein Beispiel einer solchen Struktur findet sich im Zentrum von Abb. 9.10 und vergrößert in Abb. 9.11. In dieser Vergrößerung zeigt sich ein Doppelmuster aus einer hell und einer dunkel erscheinenden Struktur innerhalb einer gleichmäßig verlaufenden Streifendomäne. Für diesen Effekt eine magneto-optische Ursache anzunehmen erscheint zunächst nicht plausibel, denn schließlich sollte die hell erscheinende Streifendomäne magnetisch gesättigt sein; eine weitere Kontraststeigerung wäre also nicht denkbar. Die dunkel erscheinende Struktur ließe sich als Blasendomäne deuten; allerdings sollte - wie in Abschnitt 9.2.5 erläutert - eine einzelne Blasendomäne ohne Anwesenheit eines externen Magnetfeldes nicht stabil sein.

Unter Berücksichtigung des in Abb. 9.12 markierten Detektorwinkels, bei dem die Bilddaten der Abb. 9.10 und Abb. 9.11 aufgenommen wurden, ist sofort zu erkennen, daß die unterschiedlichen Minimumpositionen ϕ_{Min} für den Bildkontrast verantwortlich sind. Es handelt sich folglich um einen Polarisationskontrast und nicht um eine Folge von Intensitätsschwankungen. Die Differenzen der einzelnen ϕ_{Min} von bis zu ca. $4,5^\circ$ stehen allerdings in Gegensatz zu anderen Messungen des Faraday-Effekts, die an den Filmen durchgeführt wurden. Bei Linienscans durch Domänenwände, in global im Fernfeld gemessenen Hystereseschleifen wie in Abb. 9.4 und in der quantitativ bemaßten Aufnahme in Abb. 9.17 ergeben sich für diesen Film Drehwinkel von 1 bis 1.2 Grad.

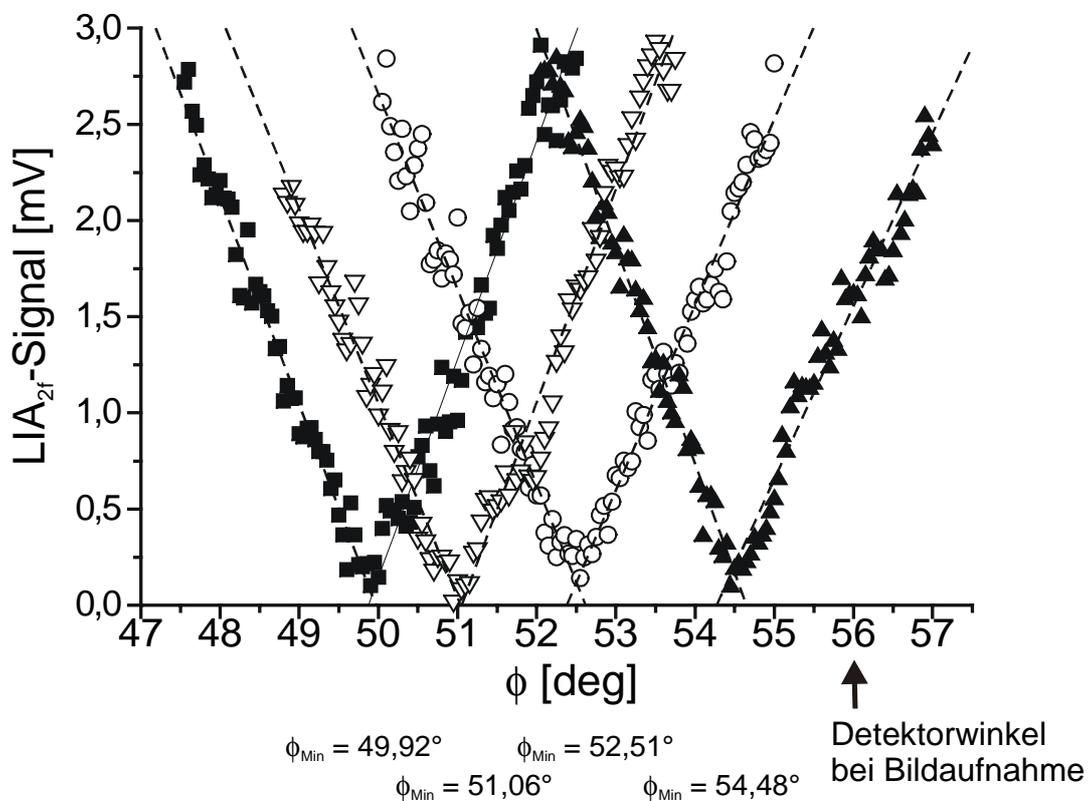


Abb. 9.12

Lokale V-Kurven-Messungen an den in Abb. 9.11 markierten Probenpositionen. Ebenfalls markiert ist die Detektoreinstellung, mit der die optischen Bilddaten der Abb. 9.10 und Abb. 9.11 gemessen wurden.

Ein Hinweis auf eine mögliche Erklärung für all diese Unstimmigkeiten findet sich in der Aufnahme der Topographie der Filmoberfläche, die in Abb. 9.11 wiedergegeben ist und die aus den Daten der Scherkraft-Abstandsregelung simultan mit der optischen Aufnahme entstand. Auf dieser Aufnahme ist in unmittelbarer Nähe der Position der optischen Substruktur ein Objekt zu erkennen, das deutlich aus der sonst sehr glatten Oberfläche des Filmes herausragt.

9.3: Untersuchungen der Domänenstruktur von Granatfilmen

Dabei scheint es sich nicht um eine Kontamination zu handeln, da das Objekt während einer großen Zahl von Aufnahmen unverändert an seinem Platz blieb. Lose Kontaminationen hingegen wurden - wie in Abb. 7.8 gezeigt - bei jedem Abtasten der Probenoberfläche von der Spitze verschoben.

Möglicherweise führte dieses Objekt zu einer Veränderung der lokalen Eigenschaften der Probe. Eine vermutete lokale Verdickung des Filmes scheidet als Ursache aus, weil in diesem Fall die Unebenheit erheblich höher ausfallen müßte, um den gesteigerten Rotationswinkel zu erklären. Außerdem dürfte es in diesem Fall nur ein einzelnes Rotationsmaximum direkt über der Störung geben.

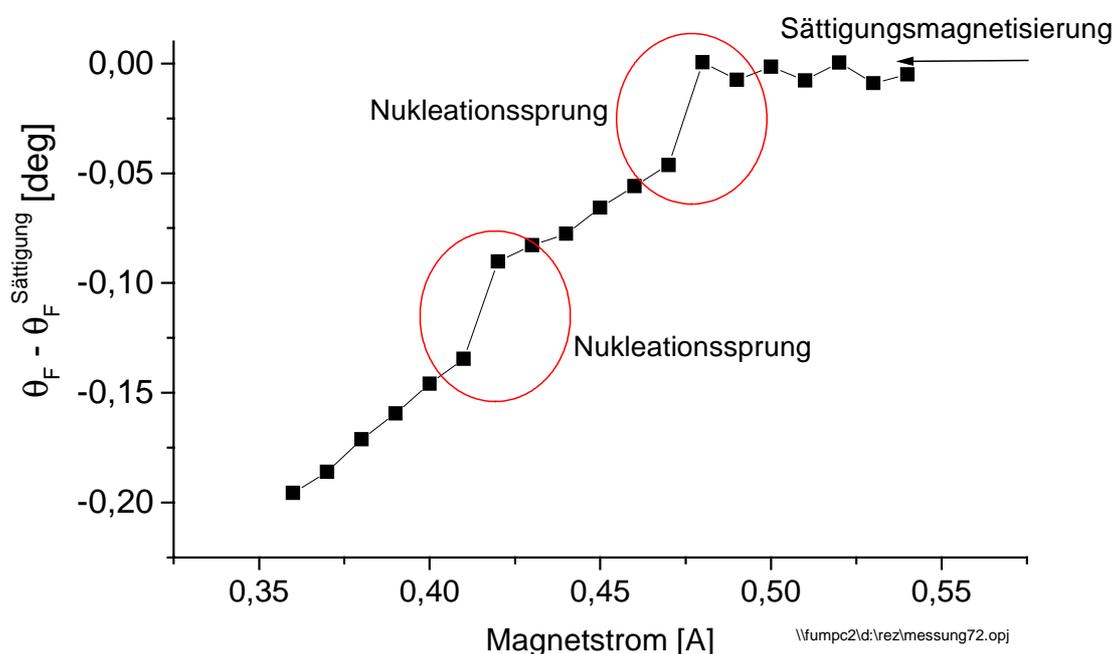


Abb. 9.13

Ausschnitt aus der Hystereskurve des untersuchten Granatfilmes mit 1 μm Domänengröße. Die Rückbildung eines Domänenmusters aus der Sättigung verläuft offenbar nicht durch ungestörtes Domänenwachstum.

Damit könnte es sich bei der im optischen Bild beobachteten Substruktur um eine durch eine Inhomogenität im Film fixierte („gepinnte“) Blasendomäne handeln. Denkbar ist als Ursache allerdings auch eine durch die Störung verursachte lokale Spannungsdoppelbrechung der Probe. Allerdings ist es dann ungewöhnlich, daß der Doppelbrechungseffekt nur an einer Seite der Störung auftritt. [Gam 1997] hält eine Kombination aus einer durch den Defekt festgehaltenen (gepinnten) Domänenstruktur und einer Doppelbrechung für wahrscheinlich.

Die Vermutung, daß der Film global in seinen magnetischen Eigenschaften durch Einschlüsse gestört wird, wird auch durch den in Abb. 9.13 wiedergegebenen Ausschnitt aus einer Hysteresekurve gestärkt. Bei einer genauen Beobachtung der Rückbildung eines Domänenmusters aus der Sättigung in einem abfallenden Magnetfeld finden sich stets mehrere der in Abb. 9.3 gezeigten Sprünge. Dies bedeutet, daß die Bewegung der Domänenwände durch Störungen behindert wird.

Zur endgültigen Klärung der Frage, ob und wieweit an der beobachteten Probenstelle die lokalen magnetischen Eigenschaften der Probe verändert sind, hätte eine in-situ-Ummagnetisierung des Filmes durch ein externes Magnetfeld beitragen können. Leider bestand dazu zum Zeitpunkt der Bildaufnahme noch keine Möglichkeit.

9.3.3 Aufnahmen von Blasendomänen

Nach der Beobachtung von gewachsenen Domänenstrukturen wurden auch Granatfilme abgebildet, in denen entsprechend des im Abschnitt 9.2.5 beschriebenen Verfahrens ein Muster aus Blasendomänen erzeugt worden war. Benutzt wurde dazu ein Elektromagnet mit einer Feldstärke von ca. 1,9 Tesla in dessen vertikalen Spalt zwischen den Polschuhen die Proben in horizontaler Ausrichtung eingebracht wurden. Anschließend wurde das Feld abgeschaltet, während sich die Proben zwischen den Polschuhen befanden.

Die auf diesem Wege erzeugten Domänenmuster hatten zwar grundsätzlich eine hexagonale Ordnung, die sich aber nur lokal perfekt periodisch fortsetzte. Ein in Abb. 9.14 dargestelltes Beispiel soll dies verdeutlichen: Abb. 9.14 (a) zeigt die Aufnahme eines Blasenmusters mit dem magnetooptischen Rasternahfeldmikroskop, (b) eine schematische Darstellung der Domänenstruktur. Dabei wurden alle in der Aufnahme als helle Objekte sichtbaren Blasendomänen durch Punkte markiert. Es zeigt sich, daß sich nur über einzelne, begrenzte Bezirke ein perfektes hexagonales Gitter ausbildet.

Drei dieser Bereiche sind in Abb. 9.14 (b) durch „A“, „B“ und „C“ gekennzeichnet. Zwischen diesen Bezirken kann sowohl eine Verschiebung einer der drei Symmetrieachsen („A“ und „B“) als auch eine Verkippung („A“ und „C“) vorliegen. An den Grenzen kommt es oft zu einer Verzerrung der Gitter; einzelne Blasen passen sich dann der Ordnung beider benachbarter Bezirke an. Zwischen den Bezirken bilden sich auch andere Muster aus Domänen aus - z.B. das zwischen „A“, „B“ und „C“ sichtbare Fünfeck ohne Zentralplatz. Insgesamt erinnern die ausgebildeten Strukturen sehr stark an die einer zweidimensionalen Kugelschüttung.

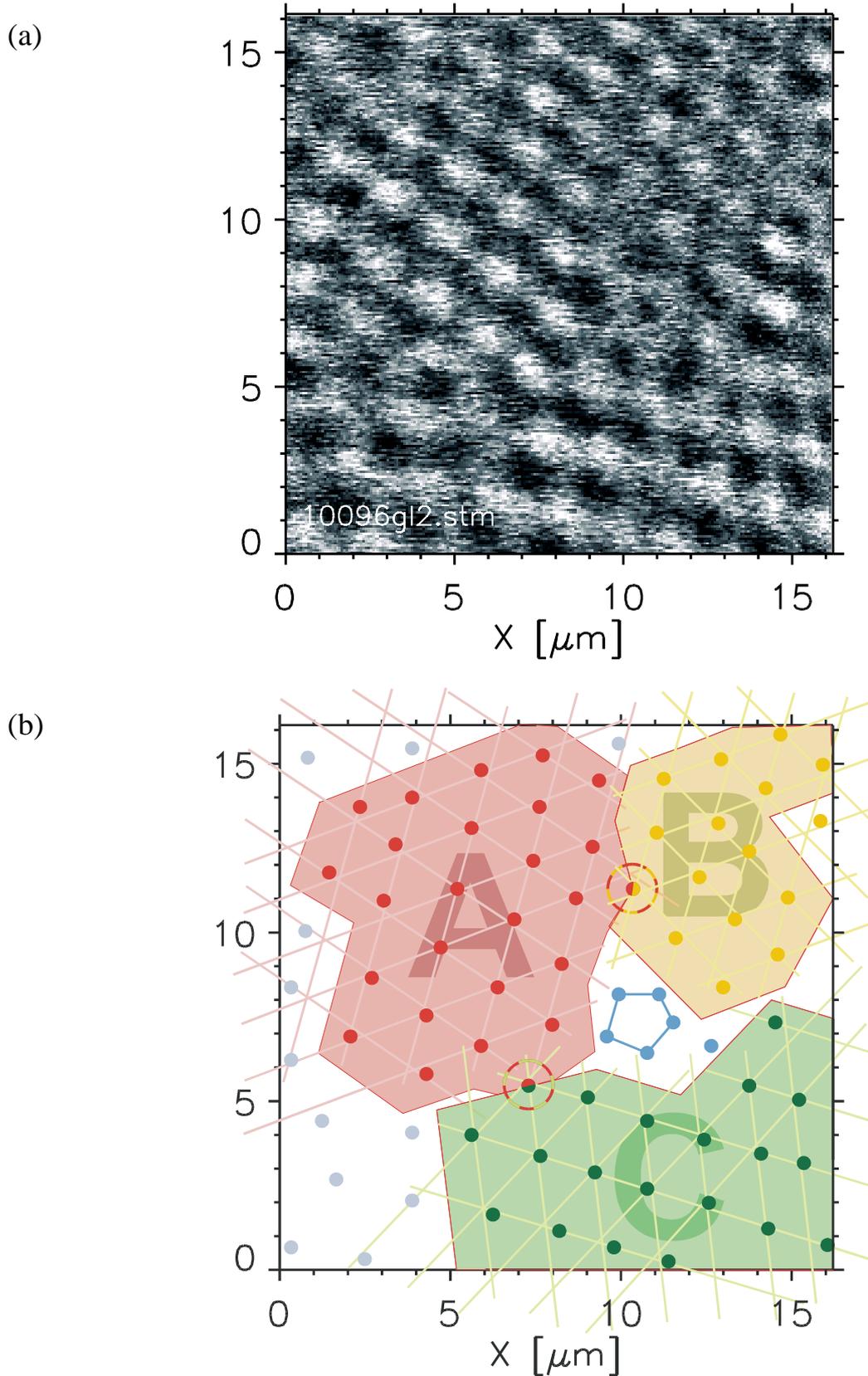


Abb. 9.14

(a): Aufnahme eines Musters aus Blasendomänen. (b): Schematische Darstellung der Domänenverteilung. Die in (a) hell erscheinenden Blasendomänen sind als Punkte markiert. Es sind einzelne Bezirke („A“, „B“, „C“) mit perfekt hexagonalem Muster zu erkennen.

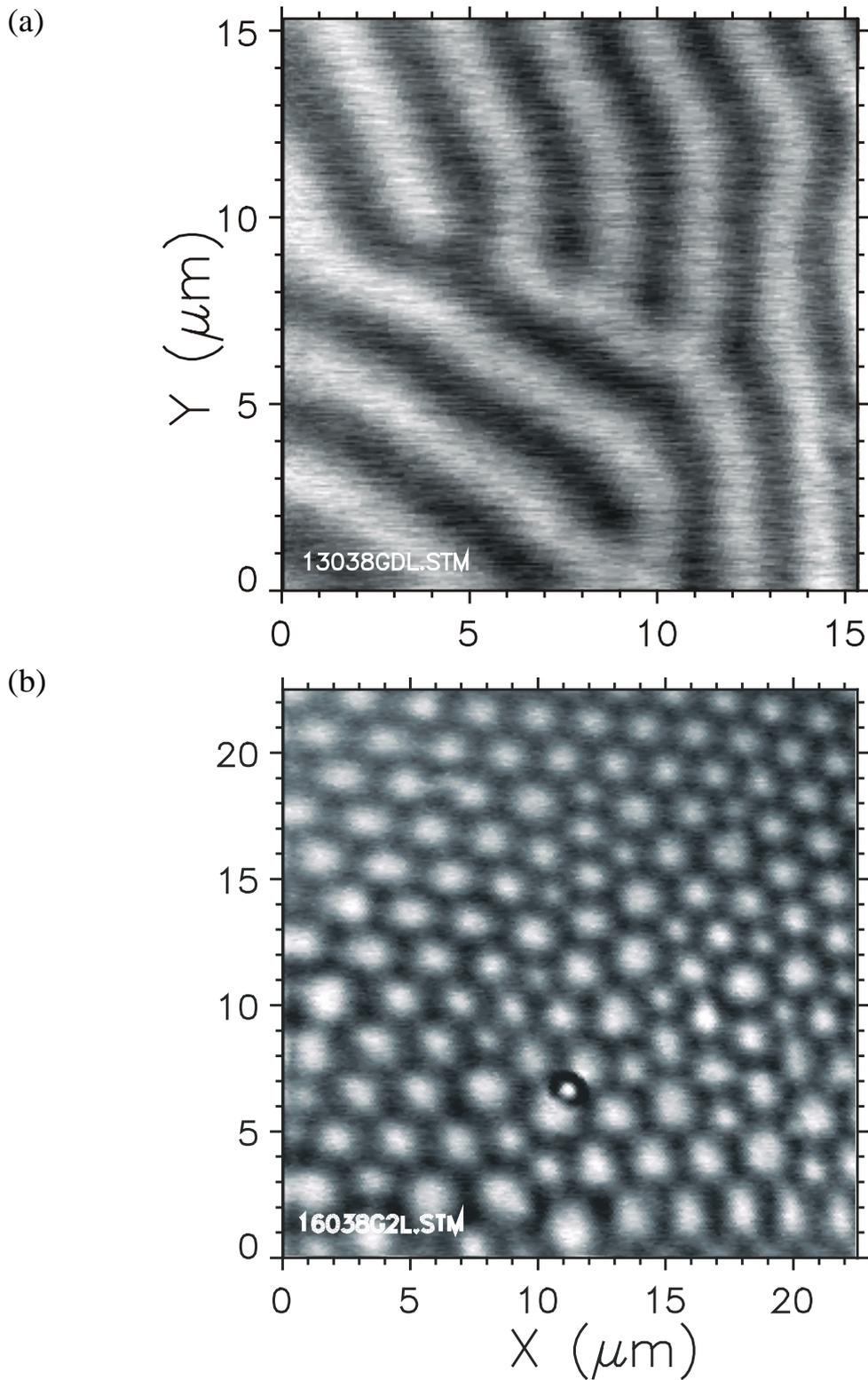


Abb. 9.15

Aufnahmen eines Granatfilmes (a) vor und (b) nach Einbringen in ein externes Magnetfeld in Richtung der Schichtebene. Aufnahmen mit mikrostrukturierten Nahfeldsonden.

In Abb. 9.15 ist ein weiteres Beispiel für die Aufnahme eines Granatfilmes vor (a) und nach (b) der Behandlung durch ein externes Magnetfeld wiedergegeben. Diese Aufnahmen wurden im Gegensatz zu Abb. 9.14 (a) mit mikrostrukturierten Nahfeldsonden angefertigt, was Bildkontrast und Bildschärfe steigert.

Interessant an dieser Aufnahme der Blasendomänen in Abb. 9.15(b) ist der Umstand, daß in der Ausschnittvergrößerung in Abb. 9.16 bei erhöhtem Kontrast an unterschiedlichen Stellen Verbindungen zwischen den Blasen sichtbar werden. Dies könnte ein Hinweis darauf sein, daß sich zum Teil sogenannte „harte Blasen“ gebildet haben, deren Domänenwände entsprechend der Erläuterungen in Abschnitt 9.2.5 Blochlinien besitzen, durch die der Vektor der Magnetisierung in Richtung der Nachbardomänen ausweicht. Die Bildung zweier solcher Blochlinien pro Blase ist sogar sehr wahrscheinlich, da die Domänen aus einer homogenen Magnetisierung in Richtung des angelegten externen Feldes in der Schichtebene entstanden sind [Gam 1997].

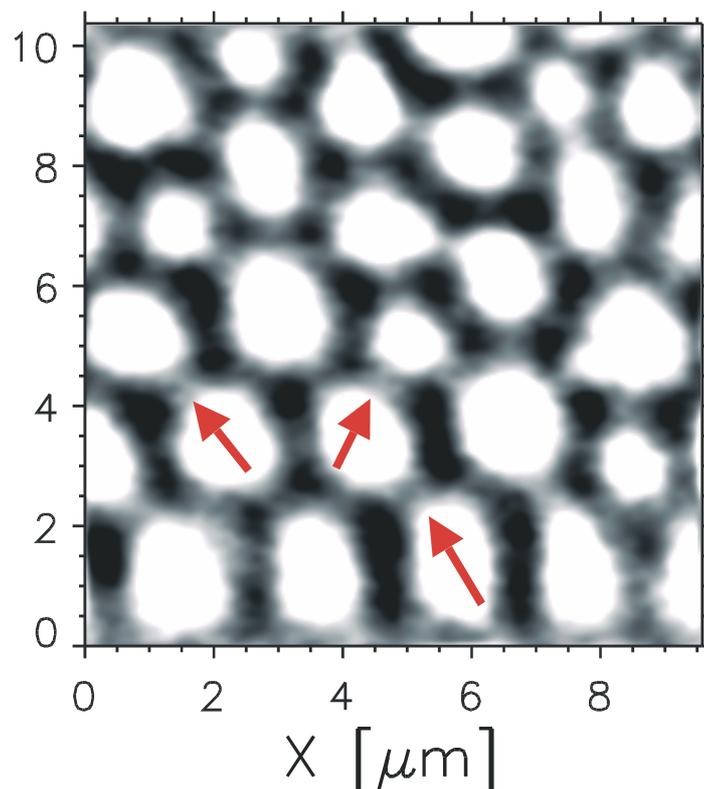


Abb. 9.16

Ausschnittvergrößerung aus Abb. 9.15(b), entrahacht und mit verstärktem Bildkontrast. Zu erkennen sind Verbindungen zwischen den einzelnen Blasendomänen, die z.T. markiert sind.

Die Komponente der Magnetisierung in der Schichtebene würde dann zwischen den Blasen zu einer Kontrastabschwächung gegenüber den homogen senkrecht magnetisierten Zwischenräumen führen.

Eine endgültige Klärung dieses Sachverhaltes sollte wiederum durch Vergleichsmessungen im Magnetfeld vorgenommen werden.

9.3.4 Quantitative Aufnahmen von Domänenstrukturen

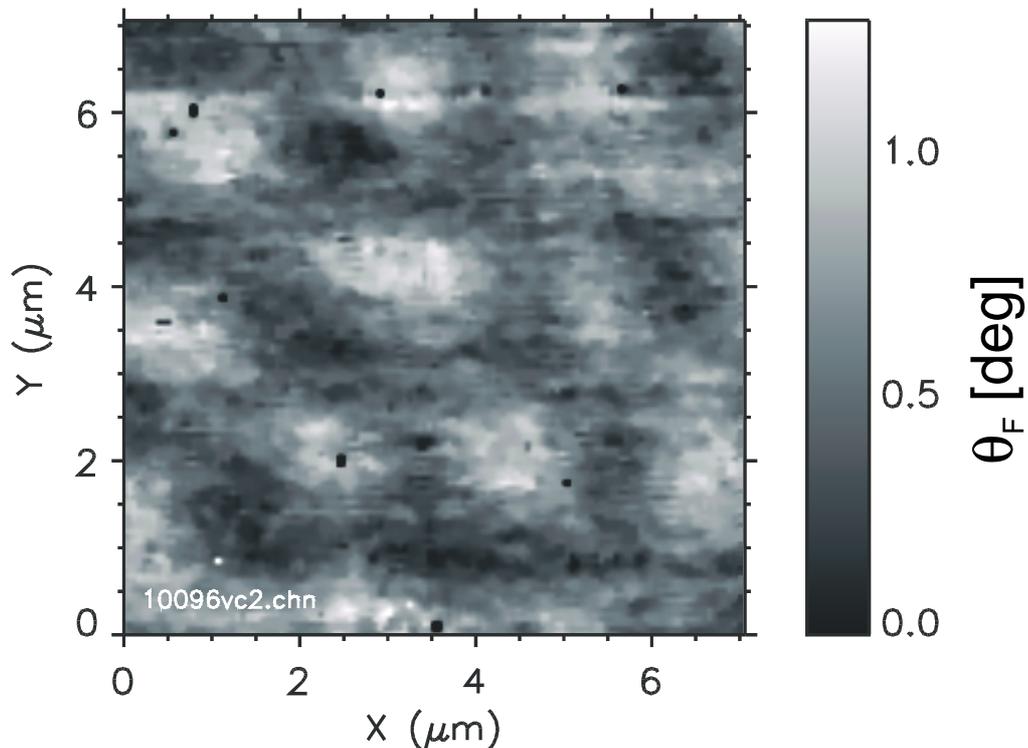


Abb. 9.17

Quantitativ bemaßte Aufnahme eines Musters aus Blasendomänen im Granatfilm mit 1 μm charakteristischer Domänengröße.

Um die magnetooptischen Effekte innerhalb des Domänenmusters auch quantitativ messen zu können, empfiehlt sich wegen der Vielzahl der Strukturen in diesem Falle ein anderes Verfahren als die in Abb. 9.12 dargestellte Messung einzelner V-Kurven. Statt dessen wird eine Serie von Aufnahmen mit jeweils etwas verdrehtem Detektorkopf angefertigt und aus diesen Bildern dann für jede Pixelposition ein lokaler Faraday-Winkel θ_F errechnet - ein Verfahren das in Abschnitt 5.2.7 ausführlich dargestellt wurde. Ein Ergebnis einer solchen Meßreihe findet sich in Abb. 9.17. Die Farbskala des Bildes ist hier ein quantitatives Maß für den Faraday-Winkel, der allerdings gegen einen willkürlichen Nullpunkt geeicht wurde.

Die aus der geeichten Abbildung ablesbaren Werte für die Faraday-Rotation zwischen entgegengesetzt magnetisierten Domänen entsprechen mit einem Maximum von etwa 1,1 Grad wieder denen der Hysterese-messung im Fernfeld.

9.4 Überlegungen zu Auflösung und Kontrastentstehung

Bei Überlegungen zur Auflösung in magnetooptischen Bildern muß bedacht werden, daß der magnetooptische Kontrast nach dem derzeitigen Stand der Erkenntnis keine besonderen Nahfeldeffekte zeigt. Dies bedeutet, daß die Wechselwirkung innerhalb des gesamten durchstrahlten Volumens der Probe stattfindet.

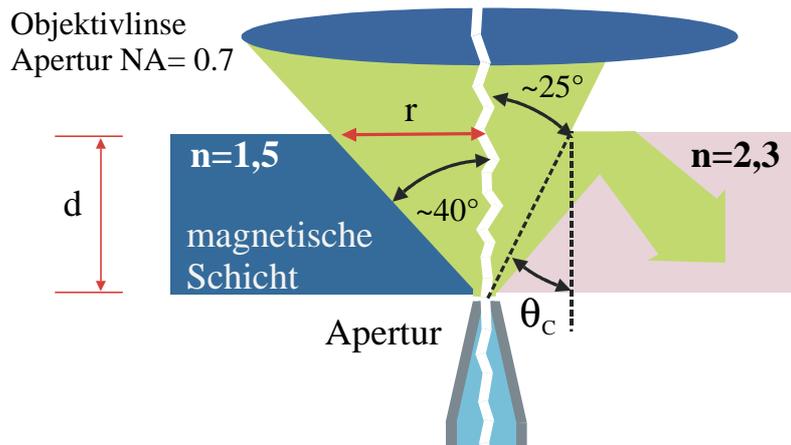


Abb. 9.18

Modell zum Strahlenverlauf bei der Beobachtung magnetischer Schichten in Transmission. Winkel links für den Fall eines Glassubstrats mit $n=1,5$; rechts für YIG/GGG mit $n=2,3$.

Da der Abstrahlwinkel einer Aperturspitze in Nah- und Fernfeld sehr groß ist [Hec 1996, Obe 1995], ist damit zu rechnen, daß der gesamte Aperturkegel des Mikroskopobjektivs durchstrahlt wird, solange der Winkel θ_C der totalen internen Reflexion an der Rückseite der Probe nicht überschritten wird. Dieser ist [Hec 1987]:

$$\sin \theta_C = \frac{n_{Luft}}{n_{Substrat}} \approx \frac{1}{n_{Substrat}} . \quad \text{Gl. 9-15}$$

Im Falle von Proben auf Glas- oder vergleichbaren Substraten mit einem Brechungsindex im Bereich von 1,5 ist so ein Öffnungswinkel von etwa 80° erreichbar, was einer numerischen Apertur von $\sim 0,7$ entspricht. Granate besitzen Brechungsindizes in der Größenordnung von 2,3 [Thi 1990], was die numerische Apertur auf knapp 0,5 verringert.

Mit geometrischer Betrachtung läßt sich - wie in Abb. 9.18 dargestellt - folgern, daß bei einer Apertur von 0,7 der Durchmesser des Strahlkegels der Apertur an

der Oberseite der Schicht bereits fast den doppelten Durchmesser von deren Dicke hat; im Falle einer Apertur von 0,5 ist der etwa gleich der Schichtdicke. Zu diesem Wert käme dann in vereinfachter Betrachtung auch noch der Aperturdurchmesser hinzu.

Im Falle des etwa 400 nm dicken YIG-Filmes mit den 3 μm großen Domänen würde der so ermittelte Kegeldurchmesser also einen halben Mikrometer zuzüglich der Aperturgröße betragen. Dies liegt auch im Bereich der aus den Linienscans an den Flanken ermittelbaren Bildauflösungen.

Daß eine Verkleinerung der aktiven Schichtdicke zur Auflösungsverbesserung beiträgt, zeigt sich in der Abb. 7.3 eines Granatfilmes. Hier ist vor dem Hintergrund eines regulären Domänenmusters ein Doppelbrechungseffekt des oberen Teils der Schicht zu beobachten, der durch eine Kollision mit der Spitze verursacht wurde. Die dabei entstandenen Doppelbrechungsmuster der Oberfläche werden erheblich höher aufgelöst als die im Hintergrund liegende Domänenstruktur.

10 Messungen mit einer Thermosonde

Da die verwendete Scherkraft-Abstandsregelung weder leitfähige Proben noch leitfähige Spitzen erfordert, eignet sich der in dieser Arbeit vorgestellte SNOM-Scankopf prinzipiell auch für eine Vielzahl weiterer Rastersonden-Messungen. Als ein Beispiel sollen hier Messungen mit einer Thermosonde vorgestellt werden.

10.1 Thermosonden für orts aufgelöste Messungen

10.1.1 Aufbau der Thermosonden

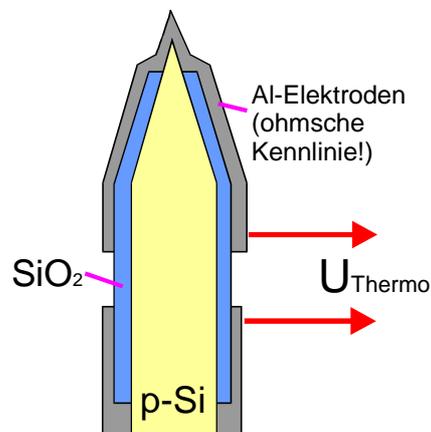


Abb. 10.1
Schnittbild einer Thermosonde

Die für die Versuche verwendeten Sonden wurden von Robert Fischer [Fisb] hergestellt. Den Kern der Spitze bildet p-dotiertes Silizium. Eine zunächst rundum aufgebraute Schicht aus Siliziumdioxid isoliert den Kern nach außen hin und läßt nur das Ende der Sonde und einen möglichst kleinen Bereich der Spitze frei. Auf die Spitze wird nachfolgend eine dünne Metallschicht aufgebracht und thermisch in das Silizium eindiffundiert. An dieser Stelle entsteht dann durch nachfolgendes Aufbringen einer Metallschicht ein Kontakt, der aufgrund des vorher durchgeführten Diffusionsprozesse eine Ohmsche Kennlinie hat. Weitere Einzelheiten zu den Sonden finden sich in [Fis 1998].

10.1.2 Einbau der Thermosonde in den SNOM-Scankopf

Am Max-Planck-Institut für Festkörperphysik in Stuttgart [Fisb] wurden die in Abschnitt 10.1.1 beschriebenen Sonden zunächst als Tastspitzen in einem Ras-

tertunnelmikroskop eingesetzt. Allerdings ließen sich auf diese Weise nur durchgängig elektrisch leitende Oberflächen abbilden. Die elektrische Leitfähigkeit bringt jedoch in aller Regel auch eine hohe Wärmeleitfähigkeit mit sich. Dadurch war es unmöglich, Strukturen mit großen lateralen Temperaturgradienten zu erzeugen.

Um dieses Manko zu beseitigen, wurde der Versuch unternommen, die Thermosonden in den SNOM-Scankopf einzusetzen. Die etwa 5 mm langen und 1 mm starken Spitzen wurden dazu - ähnlich wie die Glasfasern - an die Schmalseite einer Quarzstimmgabel angeklebt und anschließend kontaktiert. Trotz der relativ voluminösen Spitzen ließ sich mit etwas Geschick beim Verkleben und Kontaktieren eine Resonatorgüte von etwa 80 erreichen, was aus der in Abb. 10.2 dargestellten Resonanzkurve einer solchen Spitze abgelesen werden kann. Die Resonanzfrequenz hat sich in diesem Fall gegenüber der nackten Gabel um etwa 1,3 kHz auf rund 34 kHz verschoben.

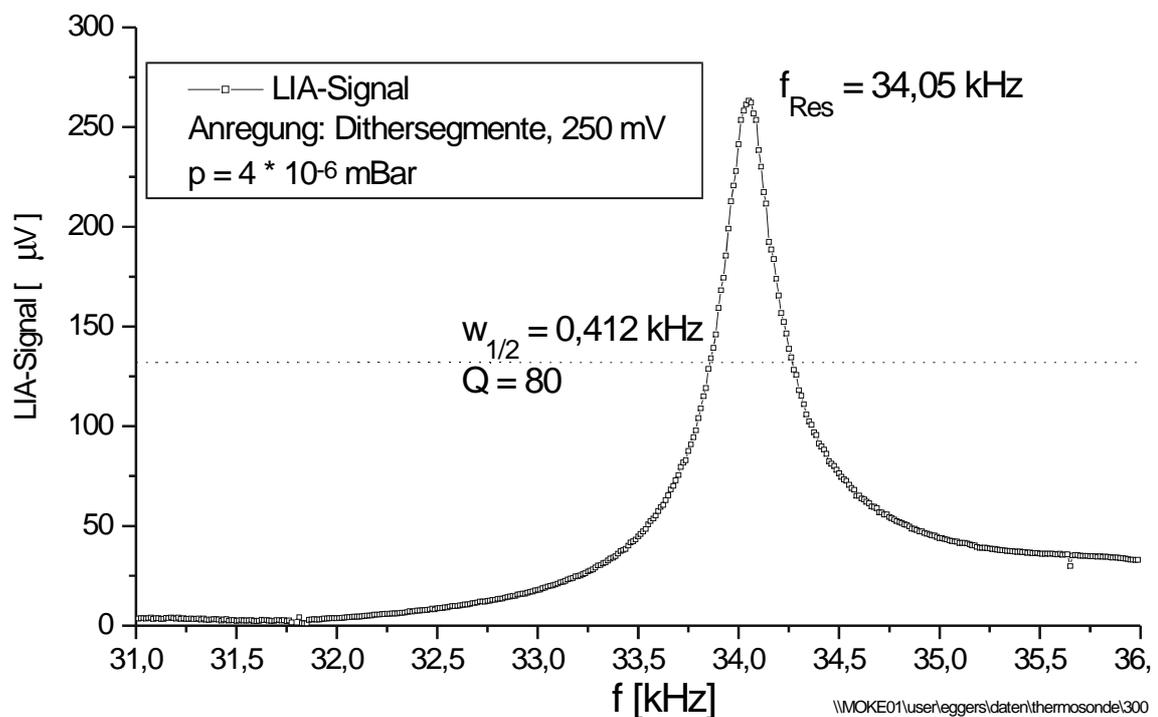


Abb. 10.2
Resonanzkurve einer Stimmgabel mit Thermosonde.

Von vornherein war abzusehen, daß die Konvektion der Umgebungsluft ein erheblich stärkeres Signal hervorrufen würde, als die direkte thermische Kopplung der Spitze mit der Probe. Orts aufgelöste Messungen sind deshalb nur in einem Vakuum möglich. Beim Aufbau einer entsprechenden Vakuumkammer zeigte sich ein Vorteil des sehr kompakten Mikroskops: Schon ein gewöhnlicher KF-Kreuzverbinder bietet genug Platz für den gesamten Scankopf. An die

vier Enden des Verbinders wurden dann eine Druckmeßzelle, zwei Elektro-Vakuumdurchführungen und eine Turbomolekularpumpe angeflanscht, mit der sich der Kreuzverbinder auf einen Druck von etwa $5 \cdot 10^{-6}$ mBar evakuieren ließ. Alle Bilder wurden bei laufender Pumpe aufgenommen.

Die Thermospannung der Spitze wurde in einem rauscharmen Differentialverstärker um 60 oder 80 dB verstärkt. Die Ausgangsspannung dieses Verstärkers wurde anfangs als Gleichspannungssignal ausgewertet (DC-Messung). Es stellte sich jedoch heraus, daß Offset- und Driftspannungen das Nutzsignal überlagerten und so empfindliche Messungen unmöglich machten. Um auch Thermospannungen im Bereich von unter einem μV störungsfrei messen zu können, wurde schließlich ein Lock-In-Verfahren angewendet, wobei die untersuchten Proben durch einen Wechselstrom beheizt wurden. Die beiden Meßverfahren werden ausführlich im Abschnitt 10.3 erläutert, in den Legenden der Abbildungen ist das jeweils verwendete Meßverfahren angegeben.

Um ein elektrisches Übersprechen der Heizspannung zu verhindern, mußten die Anschlüsse der Thermosonde getrennt von den übrigen Zuleitungen durch eine eigene Vakuumdurchführung nach außen geführt werden. Da die Heizleistung quadratisch von der Spannung abhängt, wurde die Thermospannung dann mit einem Lock-In-Verstärker auf der zweiten Harmonischen der Referenzfrequenz gemessen (vgl. auch Abb. 10.3). Auf diese Weise ließ sich das Thermospannungssignal von den überlagerten Störungen trennen.

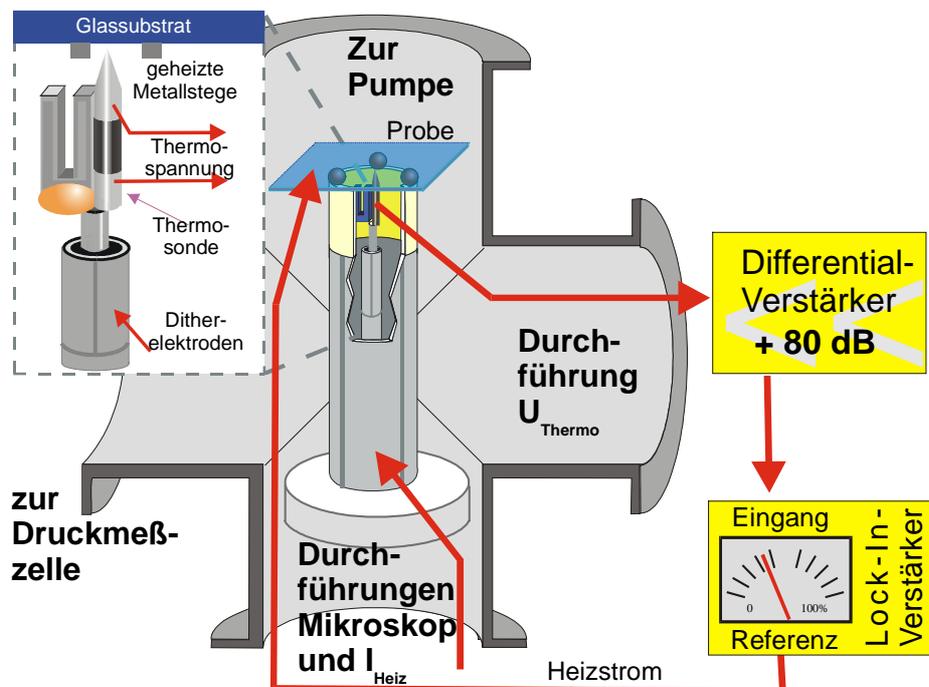


Abb. 10.3

Aufbau der Vakuumanlage zur Thermospannungsmessung

10.2 Geheizte Metallstege als thermische Probenstrukturen

Als Probe für die Thermospannungsmessungen wurde zunächst eine lithographisch auf einem Glassubstrat hergestellte Teststruktur mit mehreren Stegen aus Konstantan verwendet, die durch einen hindurchfließenden Strom beheizt werden konnten. Die einzelnen Stege hatten eine Breite von etwa $5\ \mu\text{m}$, eine Höhe von ca. $300\ \text{nm}$ und eine Länge von $1\ \text{mm}$ (vgl. Abb. 10.4). Als Haftvermittler befand sich zwischen Steg und Substrat eine ca. $20\ \text{nm}$ dicke Titanschicht.

Für einen solchen Steg ergibt sich unter Verwendung des spezifischen Widerstandes von Konstantan, $\rho_{\text{Konstantan}} = 52\ \mu\Omega\ \text{cm}$ ein Widerstand von etwa $350\ \Omega$, welcher - umgerechnet auf die parallele Schaltung mehrerer Stege an den unbeschädigten Proben auch gemessen wurde.

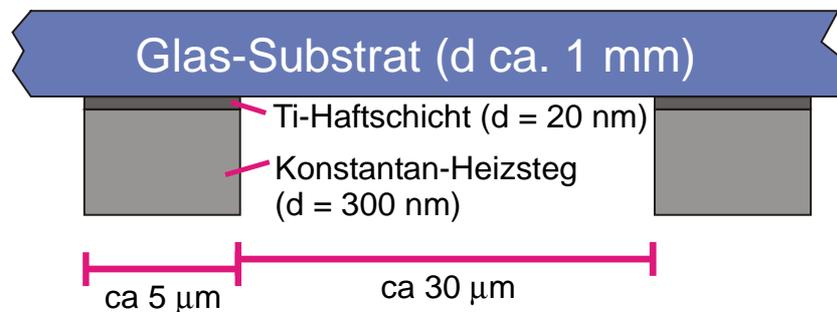


Abb. 10.4

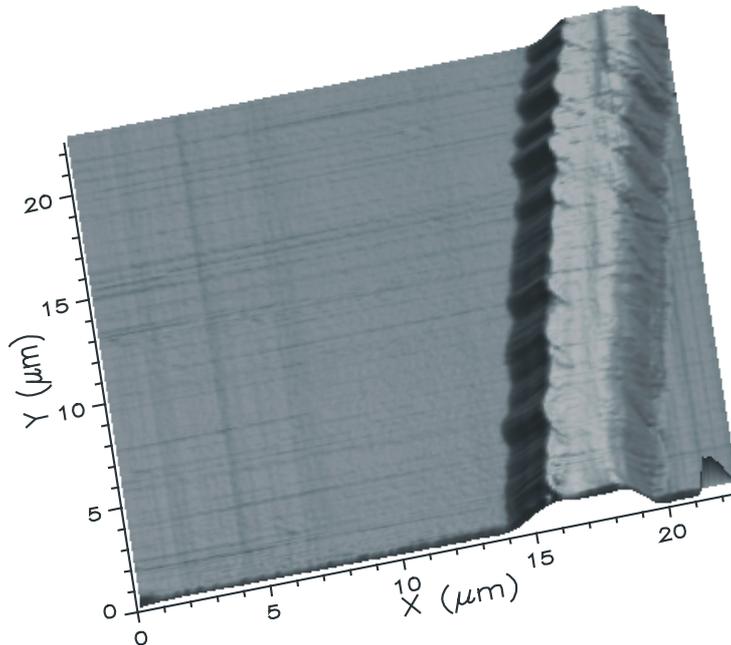
Aufbau der ersten Teststrukturen für Thermospannungsmessungen.

Die Topographie der ungeheizten Stege ließ sich mit der Thermospitze zuverlässig abbilden. Beim Heizen jedoch wurde das Konstantan offenbar so brüchig, daß während der Bildaufnahme die Stege immer wieder bis auf das Substrat abgetragen und der Stromfluß dadurch unterbrochen wurde. Eine thermische Messung war somit nicht möglich. Abb. 10.5 zeigt zwei Aufnahmen eines solchen Steges; Abb. 10.5 (a) entstand an einem ungeheizten Steg, während der Aufnahme von Abb. 10.5 (b) wurde der Steg zunächst mit einem Strom von etwa $0,1\ \text{mA}$ beheizt. Der Stromfluß brach jedoch während der Bildaufnahme ab, da der Steg vollständig durchtrennt wurde.

Eine Rechnung mit den Abmessungen des Steges ergibt bei $0,1\ \text{mA}$ Strom eine Stromdichte von ca. $7 \cdot 10^7\ \text{Am}^{-2}$. Dieser Wert ist nicht ungewöhnlich groß; so können in einem Netzkabel (entsprechend den VDE-Vorschriften) schon Stromdichten von $10^7\ \text{Am}^{-2}$ erreicht werden. Auch die elektrische Heizleistung $P_{\text{Elektr.}} = R_{\text{Steg}} I_{\text{Steg}}^2$ ist mit $3,5\ \mu\text{W}$ über den gesamten Steg eher gering. Aller-

dings kann es an Korngrenzen im Metallfilm lokal zu hohen thermischen Belastungen kommen.

(a)



(b)

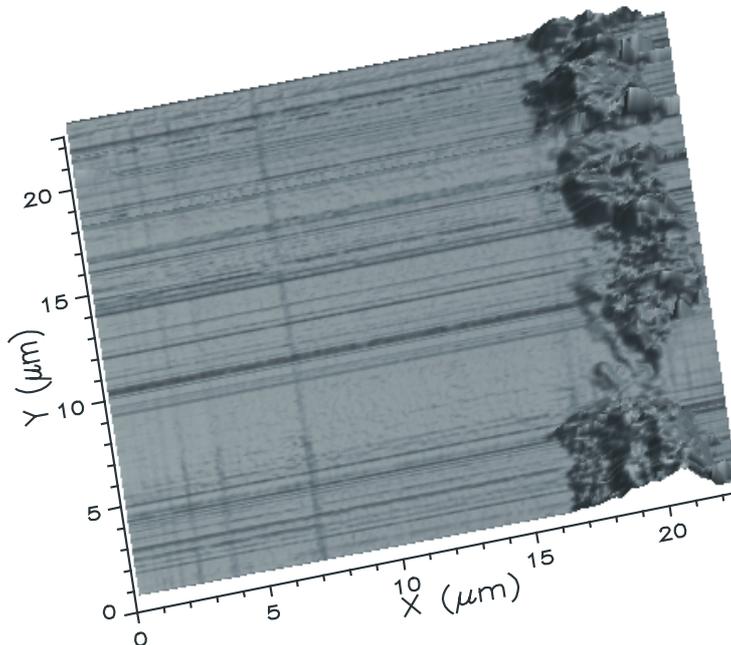


Abb. 10.5

(a): Ansicht der Topographie eines Konstantan-Metallsteges auf einem Glassubstrat, aufgenommen mit einer Thermosonde (b): Ein mit 0,1 mA elektrisch aufgeheizter Steg wurde von der Spitze durchtrennt.

Außerdem dürfte die Erwärmung des Steges zu einer mechanischen Spannung gegenüber dem Substrat führen, was zu Rissen im Stegmaterial führen würde. Für diese Vermutung spricht besonders die Beobachtung, daß einmal aufgeheizte Stege - wie in Abb. 10.5(b) sichtbar - auch dann weiter abgetragen wurden, wenn sie nach dem Durchtrennen nicht mehr von Heizstrom durchflossen wurden.

Für die weiteren Untersuchungen mit Thermosonden wurden deshalb Proben verwendet, bei denen die Metallstege mit SiO_2 überschichtet worden waren. Eine Querschnittsansicht einer solchen Probe ist in Abb. 10.6 dargestellt. Die so aufgebauten Proben ließen sich während und nach dem Heizen zerstörungsfrei abbilden.

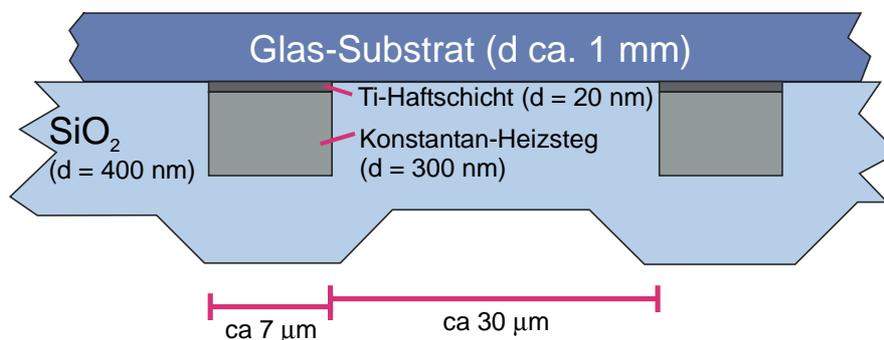


Abb. 10.6
Mit SiO_2 überdeckte Testprobe

10.3 Verfahren zur Themospannungsmessung

10.3.1 Gleichspannungsmessungen des Thermosignals

Beim Beheizen der Stege in der belüfteten Kammer zeigte das Thermospannungssignal, wie zu erwarten, eine klare quadratische Abhängigkeit von der angelegten Heizspannung. Allerdings war die Signalamplitude vollkommen unabhängig von der lateralen Position der Spitze und blieb ebenso unverändert, wenn diese mehrere Mikrometer von der Probenoberfläche zurückgezogen wurde.

Nach dem Abpumpen der Kammer war kein Signal vergleichbarer Amplitude mehr meßbar. Es dürfte sich also bei der in Abb. 10.8 aufgetragenen Thermospannung um das Ergebnis eines reinen Konvektionseffektes handeln.

Ebenfalls unter Umgebungsdruck entstanden die Bilder eines Steges in Abb. 10.7. Während der Bildaufnahme wurden entsprechend der Kennzeichnung in

Abb. 10.7 (a) verschiedene Heizspannungen an die Metallstege angelegt. Die dadurch erfolgte Erwärmung führt offensichtlich zu einer Ausdehnung der Probe, die sich in einer Höhenverschiebung der topografischen Bilddaten äußert. Diese Z-Verschiebung der Topographie ist über den Stegen ebenso groß wie über den dazwischenliegenden Flächen.

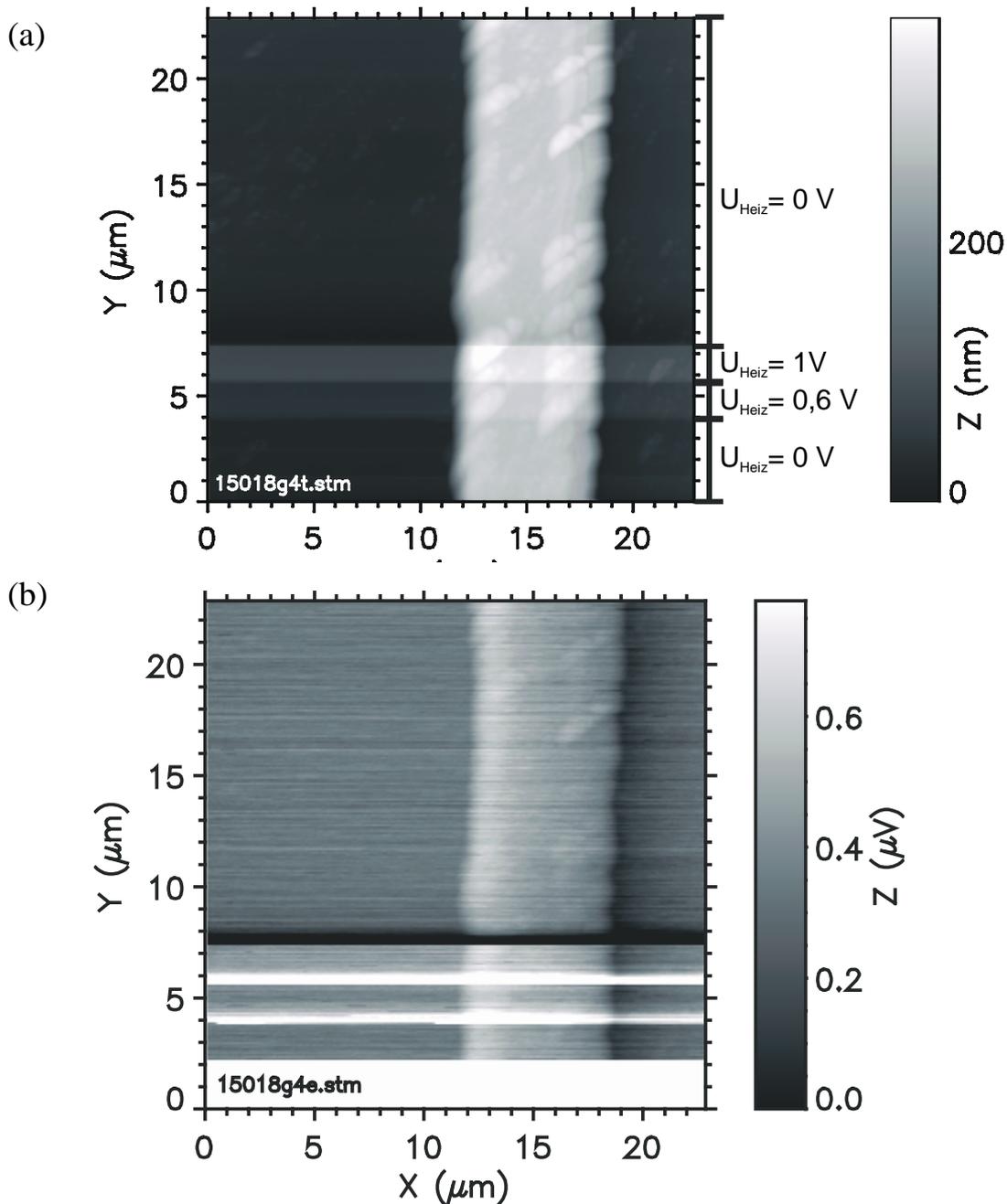


Abb. 10.7

Abbildung eines Si-Überschichteten Heizsteges unter Umgebungsdruck; (a): Topographie, (b): Signal der Thermospitze, DC-Messung, Hochpaßgefiltert mit 0.03 Hz Grenzfrequenz. Während der Bildaufnahme wurde mehrfach die Heizspannung wie in (a) angegeben verändert.

Weiterhin ergaben solche Messungen ein starkes Übersprechen zwischen dem Thermospannungssignal und der Topographie der Probe. Abb. 10.7 zeigt zwei simultan aufgenommene Bilder dieser beiden Größen. Der Umstand, daß auch das kontrollierte Vor- und Zurückbewegen der Spitze zu Thermospannungssignalen führte, sowie das Überschwingen des Thermosignals an den Kanten des Steges läßt vermuten, daß es sich um eine kapazitive Kopplung zwischen den elektrischen Anschlüssen der Thermosonde und denen des Nanomotors handelte, über die die z-Position der Spitze während des Scans nachgeführt wurde.

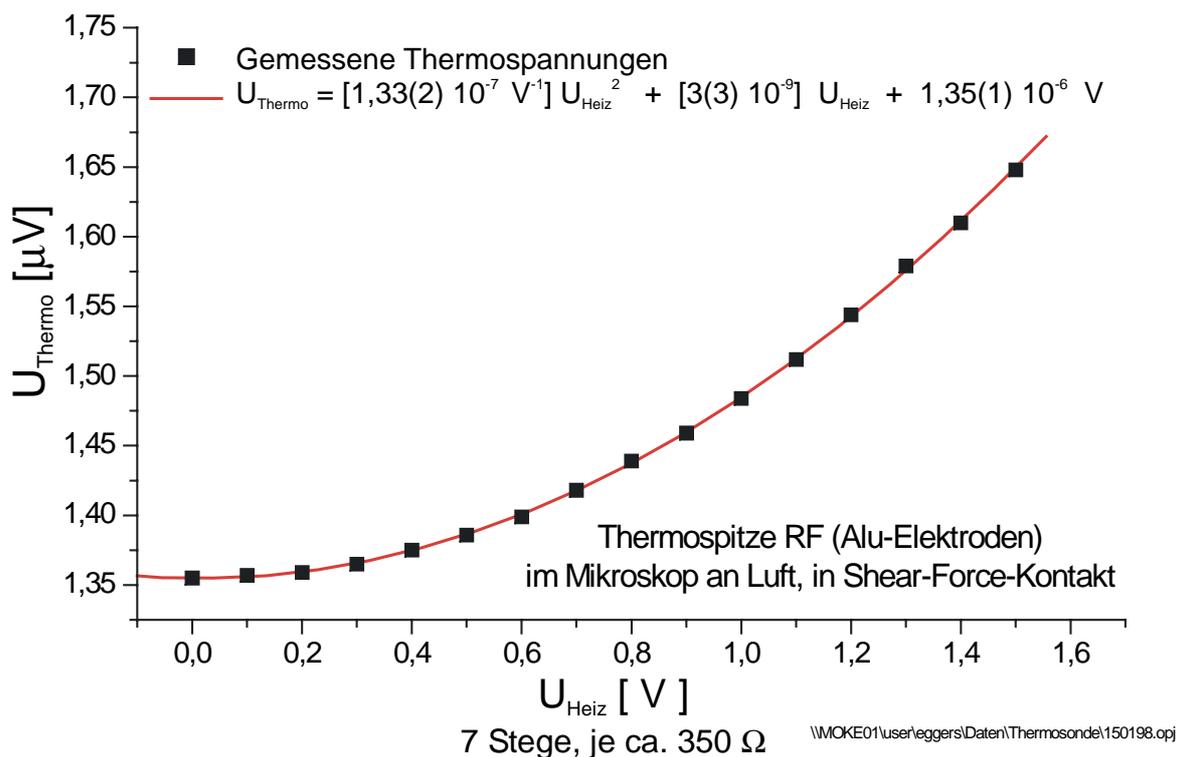


Abb. 10.8

Abhängigkeit der Thermospannung von der angelegten Heizspannung (DC-Messung).

10.3.2 Thermospannungsmessungen mit einem Lock-In-Verfahren

Um die Störungen des Thermospannungs-Signalpegels zu minimieren, wurden die Zuleitungen zur Thermosonde im folgenden über eine separate Durchführung aus der Kammer geleitet. Diese Maßnahme reduzierte die Amplitude des Übersprechens auf etwa ein viertel des ursprünglichen Wertes.

Außerdem kam bei allen weiteren Messungen das schon in Abschnitt 10.1.2 erwähnte Lock-In-Verfahren zur Anwendung. Dabei werden die Stege durch eine Wechselspannung mit der Referenzfrequenz des Lock-In-Verstärkers beheizt. Da die entstehende Wärmeleistung quadratisch von der Heizspannung ab-

hängt, muß der Lock-In-Verstärker im '2f-Modus' betrieben werden, in welchem der Signalanteil mit der doppelten Referenzfrequenz gemessen wird.

Um das Verfahren der Thermospannungsmessung mit dem Lock-In-Verstärker auf seine korrekte Funktion zu testen und um eine sinnvolle Heizfrequenz zu ermitteln, wurde eine Messung zur Abhängigkeit der gemessenen Thermospannung von der Heizfrequenz aufgenommen.

Zum Vergleich wurde eine theoretische Betrachtung herangezogen [Zha 1995]. Dabei wird davon ausgegangen, daß durch die Wechselstromheizung in der Probe Temperaturwellen entstehen, deren Ausbreitung entscheidend von der thermischen Diffusivität α des Materials abhängt. Die Wärmewellen sind Lösungen der Wellengleichung

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad \text{Gl. 10-1}$$

Durch die aus Wärmekapazität und endlicher Wärmeleitfähigkeit resultierende thermische Trägheit des Materials folgt eine Dämpfung der Temperaturamplitude der Temperaturwelle. Diese Dämpfung hat einen Tiefpaßcharakter und steigt also mit zunehmender Frequenz ω an. Für die Amplitude A_0 der Temperaturschwankung in einem Abstand x von der Wärmequelle ergibt sich:

$$A_0 \propto \exp\left(-\sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}x\right) \quad \text{Gl. 10-2}$$

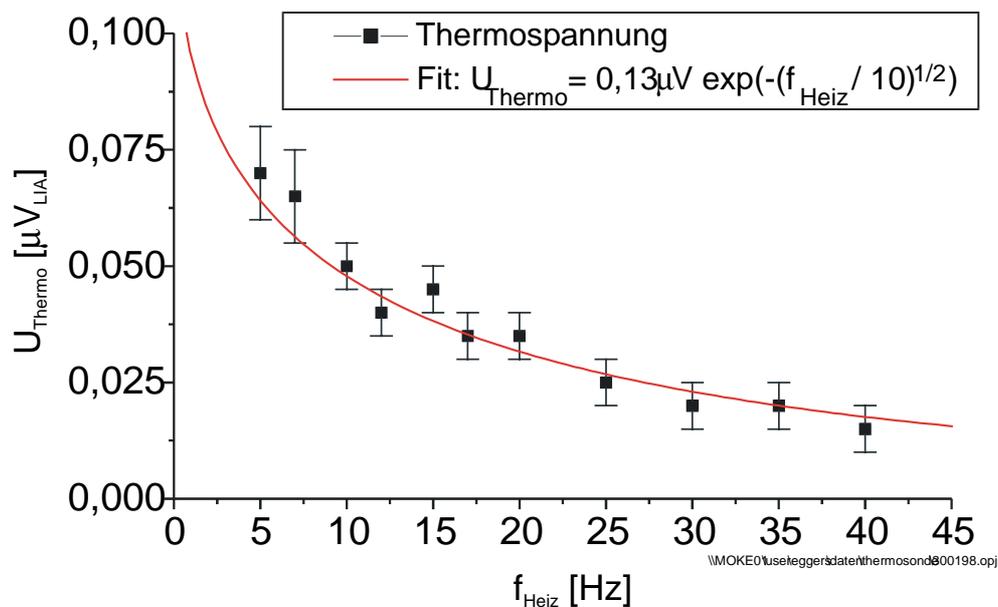


Abb. 10.9
Frequenzabhängigkeit der Thermospannung.

Die in Abb. 10.9 nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Meßwerte angepaßte Kurve zeigt, daß die Werte offenbar dem erwarteten theoretischen Verlauf genügen.

Es ist verständlich, daß eine zu hohe Meßfrequenz zu einer erheblichen Verkleinerung des Meßsignals führt. Auf der anderen Seite erfordert jedoch die Messung mit dem Lock-In-Verstärker eine Tiefpaßfilterung des Meßsignals mit einer Grenzfrequenz, die deutlich unterhalb der Referenzfrequenz liegen muß. Dadurch wird die Geschwindigkeit der Datenaufnahme begrenzt; dies bedeutet gerade bei der Aufnahme von gerasterten Bildern aus einer großen Zahl einzelner Meßpunkte eine erhebliche Verlängerung der Meßzeiten.

Aus der Abwägung dieser beiden Punkte wurde schließlich eine Heizfrequenz von 5 Hz gewählt, bei der das Meßsignal im Bereich eines μV lag und mit Grenzfrequenzen von 0,5 .. 2 Hz gearbeitet werden konnte. Dies führte notwendigerweise für die höher aufgelösten Thermobilder zu Aufnahmezeiten von mehreren Stunden. Zur Optimierung der Aufnahmezeiten erhielt die Steuersoftware eine Funktion, die während der Scanbewegung die Spitze an jedem Meßpunkt für eine wählbare Zeit anhält, diese jedoch zwischen den Meßpunkten und beim Zeilenrücklauf mit maximal möglicher Geschwindigkeit bewegt.

10.4 Thermospannungsbilder von abgedeckten Metallstegen

Ein Beispiel für eine orts aufgelöste Thermospannungsmessung eines beheizten Steges mit der Lock-In-Technik findet sich in Abb. 10.10. Im Thermospannungsbild fällt sofort ins Auge, daß es offenbar drei verschiedene Bereiche mit jeweils fast gleichbleibender Thermospannung gibt:

- (1) Der Bereich über der Mitte des Steges; hier ist die Thermospannung mit max. $0,11 \mu\text{V}$ am größten.
- (2) Die Fläche zwischen den Stegen mit einer mittleren Thermospannung von $0,06$ bis $0,08 \mu\text{V}$
- (3) Der Bereich der Stegkanten; die Thermospannung fällt hier auf bis zu $0,01 \mu\text{V}$ ab - die niedrigsten Werte des gesamten Bildbereichs.

Besonders deutlich wird dies in dem in Abb. 10.11 (a) wiedergegebenen Line-scan durch die Thermospannungsabbildung. Der Abfall der Thermospannung an den Stegkanten erscheint zunächst widersinnig, wird jedoch durch ein einfaches Modell verständlich, das in Abb. 10.11 (b) skizziert ist: Offenbar hängt der Wärmeübertrag zur Spitze neben der Temperatur der lokalen Probenstelle auch

von der Kontaktfläche zwischen Spitze und Probe ab. Diese Fläche ist über der Stegmitte (1) und im Bereich zwischen den Stegen (2) am größten. An den Stegkanten (3) hingegen nimmt sie stark ab, was den Einbruch beim Thermospannungssignal erklärt.

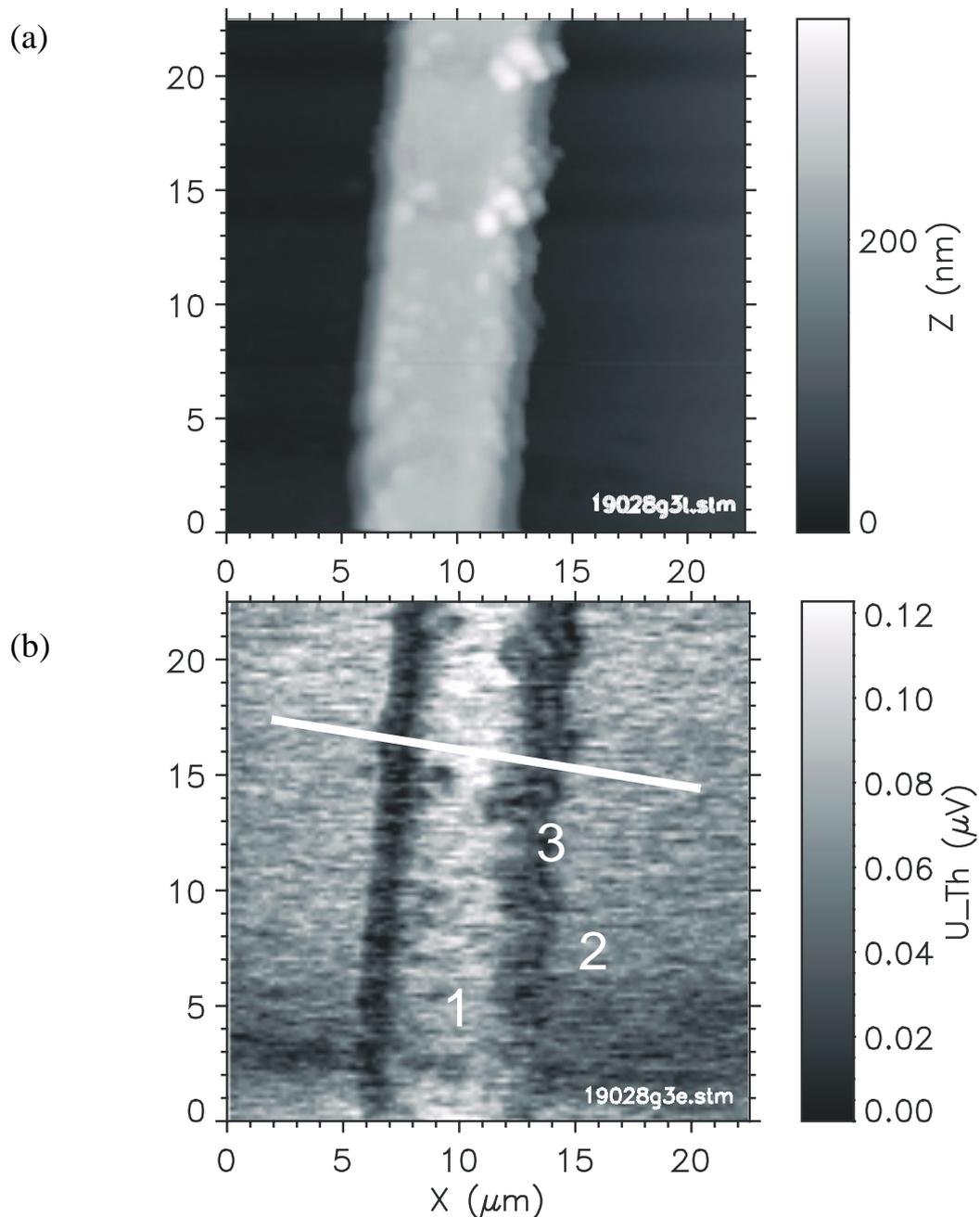


Abb. 10.10

Abbildung eines Si-Überschichteten Heizsteges (vgl. Abb. 10.6) im Vakuum; (a): Topographie, (b): Signal der Thermospitze, Lock-In-Messung; markiert sind drei Beispielpunkte und die Linescanstrecke aus Abb. 10.11.

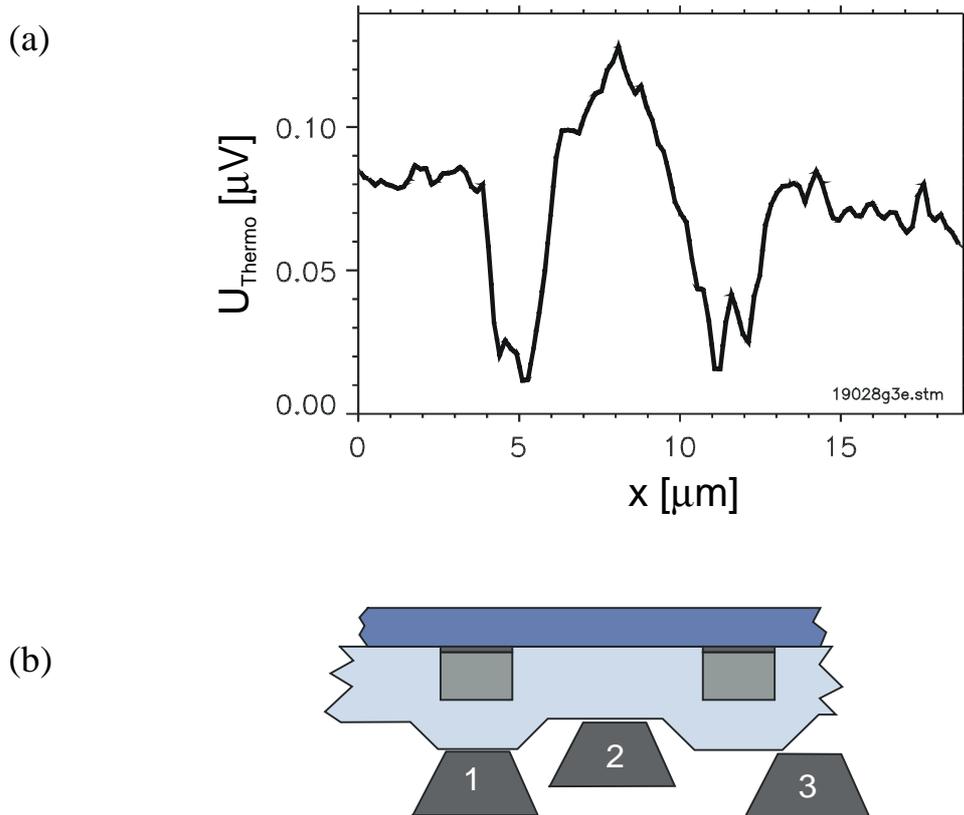


Abb. 10.11

(a): Linescan durch über die in Abb. 10.10 (b) markierte Strecke; (b): Schema zur Erklärung des Signalverlaufs an den Stegkanten.

10.4.1 Partielles Freilegen von Metallstegen mit der Thermospitze

Überraschend ergab sich noch eine andere Möglichkeit, interessante Aufnahmen anzufertigen: Eine der Thermospitzen stieß aus dem Scherkraftkontakt gegen die Probenoberfläche. Beim Anfertigen der nächsten Aufnahme stellt sich heraus, daß die SiO_2 -Abdeckung des Steges an der Stelle, über der sich die Spitze zum Zeitpunkt des Anstoßens befunden hatte, entfernt worden war. Der Metallsteg jedoch war bei diesem Zwischenfall unbeschädigt geblieben.

Offensichtlich ist die Haftung des SiO_2 auf der Oberseite des Steges nur sehr schwach. Mit etwas Übung ließ sich dieses Verfahren zur Freilegung der Stege an jeder beliebigen Stelle wiederholen, indem nach Aufnahme eines Topografie-Bildes die Spitze über der entsprechenden Stelle des Steges positioniert und anschließend mit der Spitze solange Stöße durchgeführt wurden, bis das Abtragen der Überdeckung an einer Veränderung der z-Position der Spitze zu erkennen war.

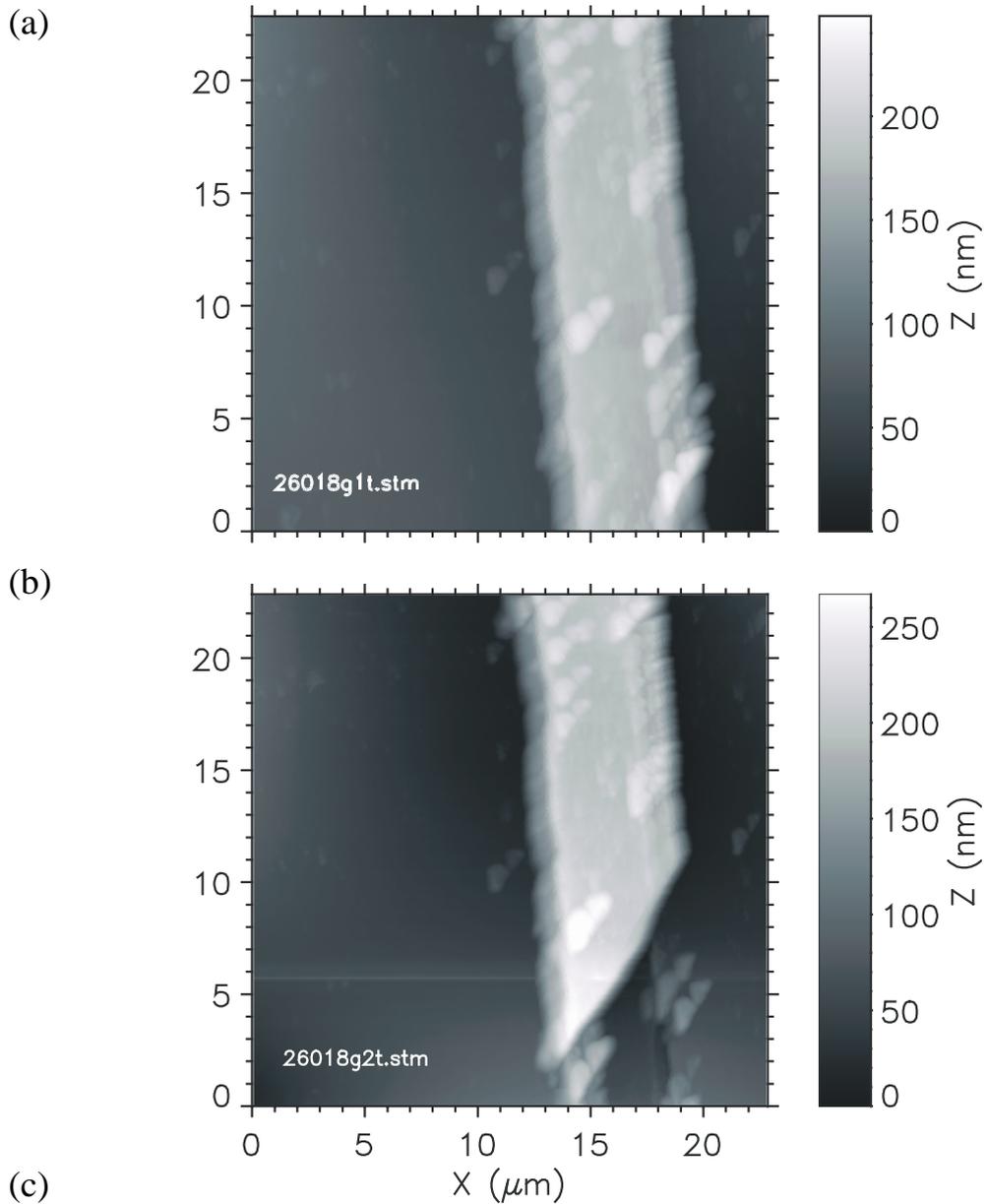


Abb. 10.12

Entfernung der SiO_2 -Abdeckung über Teilen eines Steges: (a) vor dem Entfernen; (b) nach dem Entfernen; (c) Schema der Abtragung - der Metallsteg befindet sich nach dem Freilegen in einem Graben aus SiO_2 .

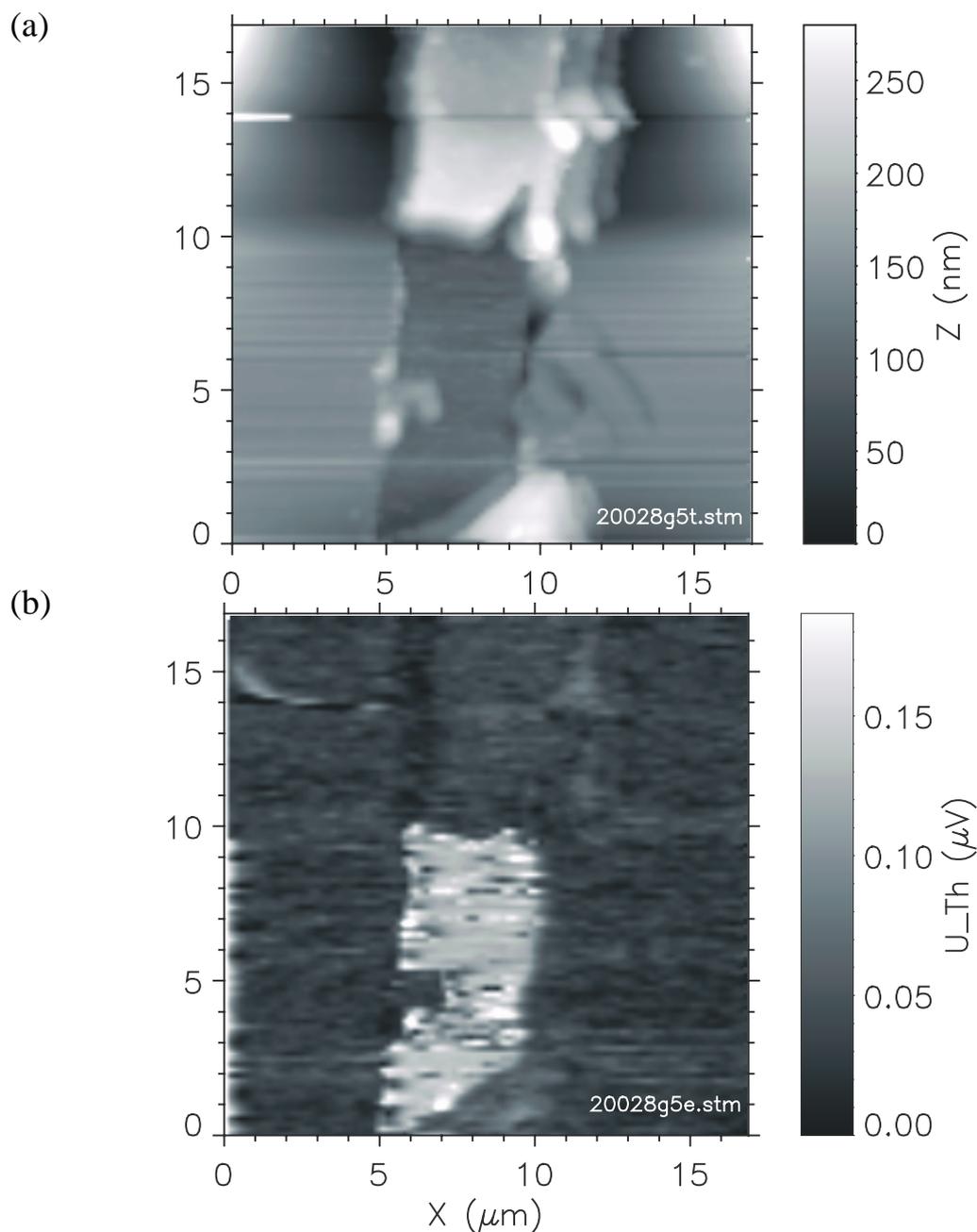


Abb. 10.13

Topografische (a) und thermische (b) Abbildung eines Steges mit teilweise entfernter Deckschicht.

Überraschenderweise blieb der betroffene Metallsteg bei dieser Bearbeitung stets unbeschädigt, was aus dem unveränderten elektrischen Widerstand der Probe ermittelt werden konnte. Im Gegensatz zu den zuerst erfolglos untersuchten unbedeckten Stegproben (Abb. 10.4) wurden die freigelegten Teile der Metallstege auch bei Scans während der Beheizung nie zerstört. Ursache dafür dürfte sein, daß sich die Metallstege nach dem Freilegen stets in einem Graben aus SiO_2 befanden, der sie gegen weiteren Materialabtrag in seitlicher Richtung stabilisierte (Abb. 10.12 (c)). Die freigelegten Metalloberflächen der Stege zeig-

ten gegen die Umgebung einen etwa dreimal höheren Thermospannungskontrast als die abgedeckten Stegflächen. Ein Beispiel einer Thermospannungs-Aufnahme eines teilweise freigelegten Steges findet sich in Abb. 10.13.

Da sich bei nahezu allen Versuchen die Abdeckung der Stege fast ohne Rückstände entfernen ließ, scheint es zwischen der Oberseite des Steges und der aufgedampften SiO₂-Schicht keine stabile Haftung zu geben. Dies ist verständlich, da sich auf dieser Seite des Steges auch keine Haftvermittlerschicht befindet. Der starke thermische Kontrast an der Grenze zwischen den freigelegten Stegen und dem umgebenden Substrat legt darüber hinaus den Schluß nahe, daß an dieser Stelle eine nur sehr geringe Wärmeleitung stattfindet und also auch hier kein intensiver mechanischer Kontakt vorliegt.

10.5 Materialkontrast durch ortsaufgelöste Thermospannungsmessungen

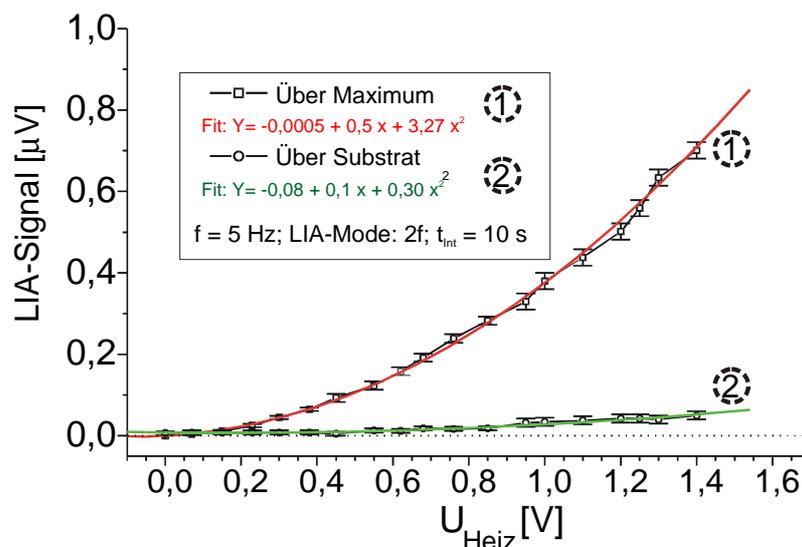


Abb. 10.14

Lokale Messungen der Abhängigkeit der Thermospannung von der Heizspannung über den beiden in Abb. 10.15 markierten Positionen.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ortsaufgelöster Thermospannungsmessungen besteht in der Unterscheidung verschiedener Materialien anhand ihrer lokalen thermischen Leitfähigkeit. In Abb. 10.15 findet sich das Ergebnis einer solchen Messung. Bei der Probe handelt es sich wiederum um einen teilweise freigelegten Metallsteg. Allerdings war es an dieser Stelle der Probe zuvor durch eine Fehlbedienung zu einem Kontakt („Tipcrash“) zwischen der Thermospitze und der Probenoberfläche gekommen, was zu einem deutlich sicht-

baren Abdruck der Spitze in der Oberfläche führte (Abb. 10.15 (a), mit Markierung).

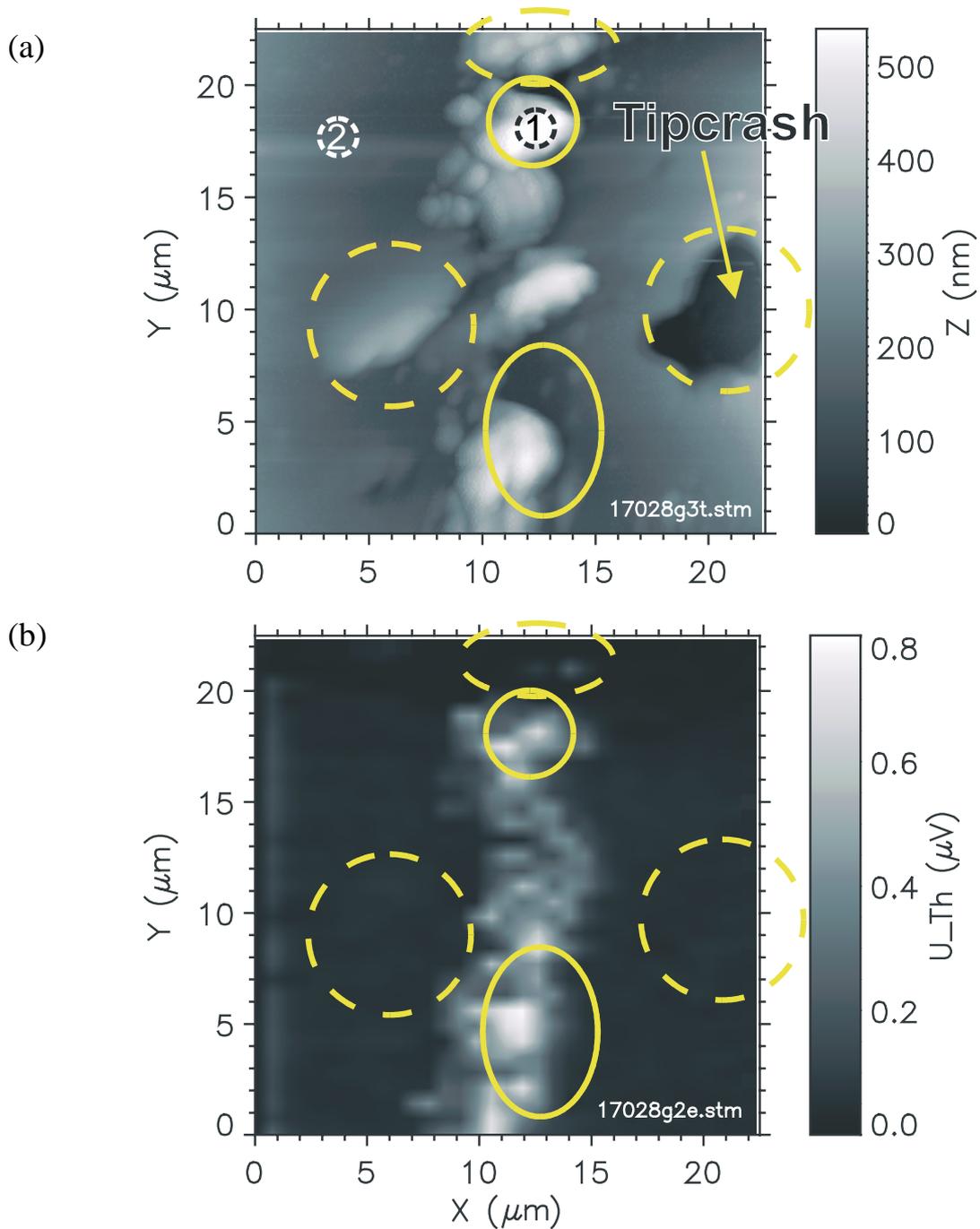


Abb. 10.15

Materialkontrast über einem freigelegten Steg, der nach einer Berührung zwischen Spitze und Probe mit Abrieb aus Metall und SiO_2 überhäuft wurde; (a) Topographie, (b) Thermosignal. Die Markierungen mit einer durchgezogenen Linie kennzeichnen topographische Strukturen mit einem großen Thermosignal, die mit einer Strichlinie solche mit kleinem Thermosignal. Die Ziffern 1 und 2 bezeichnen die Positionen der Spitze bei der Aufnahme der lokalen Thermospannungskennlinien in Abb. 10.14.

Bei diesem Kontakt löste sich offenbar metallisches Material von der Spitze ab; obgleich die Temperaturempfindlichkeit der Spitze erhalten blieb. Im Verlauf der nachfolgenden Scans wurde das abgelöste Material von der Spitze über die Probe verschoben und lagerte sich schließlich in der Rinne über dem Metallsteg ab, was in Abb. 10.15 (a) deutlich zu erkennen ist. Bei den in der Topographie sichtbaren Trümmern handelt es sich offenbar sowohl um Metall- als auch um SiO₂-Stücke. Denn die Metallpartikel rufen im Thermospannungs-Bild deutlich sichtbare Temperaturmaxima hervor, die in Abb. 10.15 (a) und (b) mit durchgezogenen Linien markiert sind. Die nichtmetallischen Partikel hingegen - markiert durch unterbrochene Linien - bleiben für die Thermospannung nahezu unsichtbar.

Der Abdruck der Thermospitze (Abb. 10.15 (a), mit Markierung „Tipcrash“) ist im parallel aufgezeichneten Thermospannungs-Bild ebenfalls unsichtbar - auch ein Zeichen dafür, daß durch das Lock-In-Verfahren das Übersprechen zwischen Topographie und Thermospannung wirksam unterdrückt werden konnte.

Auch ohne zeitaufwendige Aufnahme vollständiger Bilder können einzelne Materialstücke identifiziert werden. Dies geschieht durch Aufnahme einer Kennlinie der $U_{\text{Thermo}}(U_{\text{Heiz}})$ -Kennlinie während die Spitze sich im Scherkraft-Kontakt mit der jeweiligen Probenstelle befindet. Abb. 10.14 zeigt zwei solcher Kurven, die an den in Abb. 10.15 (a) besonders markierten Positionen aufgenommen wurden.

10.6 Modellbetrachtung zu den Wärmebildern

Bei qualitativer Betrachtung der Wärmeflüsse und lokalen Temperaturen ergibt sich ein Verhalten, das sehr stark dem eines Netzwerks aus elektrischen Widerständen ähnelt und in Abb. 10.16 schematisch dargestellt ist. Analog zum elektrischen Widerstand R gibt es hier einen thermischen Widerstand R^{th} , der sich aus überbrückter Strecke d , Querschnittsfläche A und lokaler Wärmeleitfähigkeit k zu

$$R^{th} = \frac{d}{A k} \quad \text{Gl. 10-3}$$

ergibt. Die Temperaturen entsprechen dann den elektrischen Spannungen, so daß die Temperaturdifferenz von zwei Positionen proportional zum Wärmewiderstand zwischen diesen Positionen ist.

Die unterschiedlich großen Widerstandssymbole in Abb. 10.16 sollen die verschiedenen Größen der Wärmewiderstände verdeutlichen. Folglich findet sich der stärkste thermische Bildkontrast an der Stelle des größten Wärmewider-

standes. Diese Stelle ist die Grenzfläche zwischen den Konstantan-Stege und der SiO₂-Überschichtung.

Eine große Unsicherheit bei der Beurteilung der absoluten Größen der gemessenen Thermospannungen bleibt der unbekannte Thermowiderstand zwischen der Probenoberfläche und der Spitze im Scherkraftkontakt. Von der Größe dieses R^{th} , hängt verständlicherweise die Temperatur der Spitze und folglich direkt die gemessene Thermospannung ab. In den folgenden Abschnitten soll dieser Fragestellung etwas nachgegangen werden.

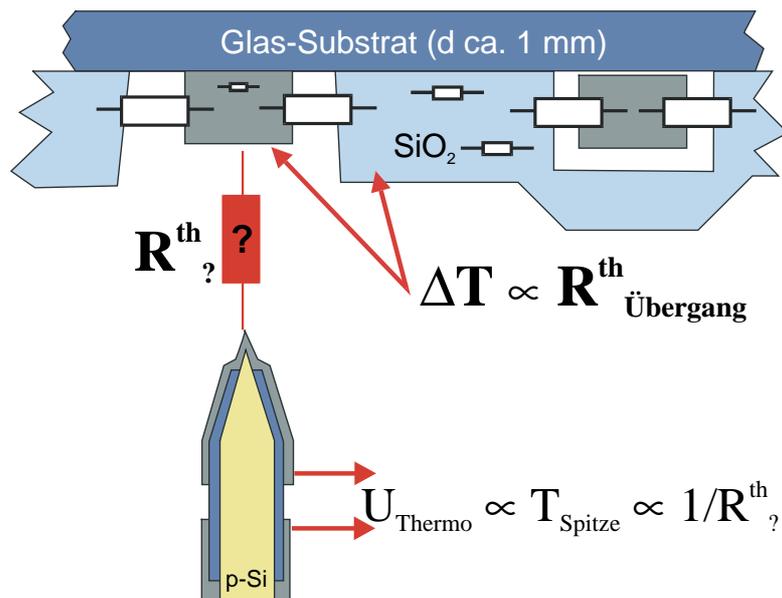


Abb. 10.16

Schema zu Wärmefluß und Wärmeleitungswiderstand im Versuchsaufbau. Die Widerstandssymbole zeigen je nach Größe die unterschiedlichen Wärmeleitungswiderstände an den verschiedenen Probenpositionen an.

10.6.1 Versuch einer Abschätzung der gemessenen Temperaturen

Bei der Messung von Thermospannungen besteht natürlich stets ein besonderes Interesse an einer Möglichkeit, die absoluten Temperaturen der Probe zu bestimmen, denen die jeweiligen Thermospannungsamplituden entsprechen. Leider ist genau dies in diesem Falle nur mit sehr großen Einschränkungen möglich.

Von vornherein ist im Fall der verwendeten Proben nicht möglich, eine globale Temperatur der Probe zu messen. Das häufig verwendete Verfahren der Widerstandsmessung versagt, weil der spezifische Widerstand des für die Stege verwendeten Konstantans bei Temperaturänderungen nahezu unverändert bleibt.

Auch die von den Metallstegen abgegebene elektrische Heizleistung läßt kaum Rückschlüsse auf die erzielte Proben­temperatur zu, weil die Wärmekapazität der Probe und vor allem deren thermische An­kopplung an die Umgebung nicht hinreichend bekannt waren.

Eine Möglichkeit zur globalen Temperaturmessung könnte die Bestimmung der Temperatur durch das Strahlungsspektrum der Probe mittels eines Pyrometers sein. Ein solches Verfahren erfordert jedoch Blickkontakt zur Probenoberfläche. Dieser hätte im Falle des hier vorgestellten Aufbaus nur mit großem Aufwand durch Einbau eines Fensters in die Vakuumkammer hergestellt werden können. Darüber hinaus ist der Meßfleck gewöhnlicher Pyrometer sehr groß; eine lokale Temperaturmessung der sehr dünnen Stege wäre so kaum möglich gewesen.

Um die Proben­temperaturen zumindest in ihrer Größenordnung abschätzen zu können, bleibt die Möglichkeit, das aus der Wärmediffusion folgende logarithmische Temperaturgefälle bei der Entfernung von der Wärmequelle auszu­nutzen.

Eine Berechnung eines solchen Wärmepro­fils findet sich in [Car 1959]. Ange­nommen wird eine zylindrische Wärmeausbreitung um einen elektrisch beheizten Zylinderkern, der hier auf den Halb­zylinder des Metallsteges mit dem da­runterliegenden Substrat übertragen werden soll. Es ergibt sich dann für Tempe­raturdifferenzen an verschiedenen Zylinderradien:

$$T_1 - T_2 = \frac{P \ln\left(\frac{x_1}{x_2}\right)}{2\pi k_{SiO_2}} \quad \text{Gl. 10-4}$$

wobei x_1, x_2 die Zylinderradien sind, k die Wärmeleitfähigkeit des Substrates ist und sich $P = 4,19 I^2 R$ aus Strom und Widerstand per Meter im Steg ergibt. Ein Einsetzen von üblichen Heizspannungen (ca. 1..2 V), Stegwiderständen (350 kΩ/m) und der Wärmeleitfähigkeit des Substrates $K_{SiO_2} = 1,4 \text{ W(mK)}^{-1}$ ergibt über Oberflächenabstände im Bereich von etwa 10 µm Temperaturdifferenzen in der Größenordnung von 1 - 5 Kelvin.

Bei der Eichung der gemessenen Thermospannungen gegen die Proben­temperatur spielt selbstverständlich der Wärmewiderstand des Kontaktes zwischen Spitze und Probe eine entscheidende Rolle. Für die Messungen im Scherkraftkontakt ergibt sich aus obiger Abschätzung eine effektive Thermospannung in der Größenordnung von 0,1 µV/K. Bei Messungen mit vergleichbaren Spitzen im Tunnelkontakt ergaben sich Werte von 1 .. 5 µV/K. Dies läßt schließen, daß der thermische Kontaktwiderstand eines Scherkraftkontaktes erheblich größer ist als der eines Tunnelkontaktes. Erklärbar wird dies durch den Vergleich der

Abstände zwischen Spitze und Probe in den verschiedenen Kontakten: Während sich bei einem Tunnelkontakt die leitfähigen Teile der Kontaktpartner auf weniger als einen Nanometer nähern, setzt die Wechselwirkung der Scherkraft schon bei etwa 10 nm Abstand ein. Außerdem kann im Falle eines Scherkraftkontaktes die Wechselwirkung auch zwischen nichtleitenden Partnern stattfinden, so daß isolierende Partikel auf Spitze oder Probe den Kontaktabstand erhöhen und so den thermischen Widerstand noch weiter steigern können.

Der Wärmeleitwert des Scherkraftkontaktes scheint jedoch - wie in Abschnitt 10.4 dargelegt - in Abhängigkeit der Topographie stark zu schwanken, was als Störung direkt auf das gemessene Thermosignal wirkt. Dies bedeutet eine große Schwierigkeit bei der Eichung der Thermospannung gegen die Temperatur.

10.6.2 Mögliche Mechanismen des Wärmeübertrages

Als mögliche Mechanismen für den Wärmeübertrag zwischen der Probe und der Thermosonde in einem berührungsfreien Scherkraftkontakt kommen prinzipiell die folgenden Übertragungsmechanismen in Betracht:

- **diffusive oder ballistische Übertragung durch das Umgebungsgas**
Je nachdem, ob der Abstand der Kontaktpartner größer oder kleiner als die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen ist. Sicher ist Diffusiver Wärmeübertrag für die Ergebnisse aus Abb. 10.8 verantwortlich, die unter Umgebungsdruck durchgeführt wurde. Alle weiteren Messungen fanden jedoch im Vakuum statt, was diese Arten des Wärmetransfers ausschließt.
- **Strahlungsübertrag nach dem Stefan-Boltzmann Gesetz**
- **Strahlungsübertrag durch Nahfeldeffekte**
Dieser Mechanismus wurde durch [Xu 1994] vorgestellt. Prinzipiell werden hier die exponentiell in den Raum abfallenden evaneszenten Wellen der Wärmestrahlung über kleine Distanzen im Sub-Mikrometerbereich übertragen.

Allerdings ergab eine Abschätzung der auf diesen Wegen übertragenen Wärmemengen [For 1994], daß keiner der hier aufgeführten Mechanismen ausreicht, die im Vergleich zur Kontaktfläche makroskopische Spitze weit genug zu erwärmen, um die gemessenen Thermospannungen zu erklären.

Aus diesem Grund wird zur Erklärung die Vermutung herangezogen, daß sich die Spitze im Scherkraftkontakt innerhalb einer Flüssigkeits-Adsorbatschicht auf der Probenoberfläche bewegt, durch die der Wärmeübertrag stattfindet. Diese Theorie wird auch durch [Xu 1994] gestützt.

Die Durchführung der Messungen im Vakuum schließt das Vorhandensein einer Adsorbatschicht nicht aus. Zwar wird beim Abpumpen eine solche Schicht möglicherweise reduziert, eine vollständige Entfernung eines Wasser-Adsorbat-filmes würde jedoch erst beim Ausheizen der Proben- und Spitzenoberfläche erzielt. Ein solcher Prozeß hat jedoch im Rahmen der hier vorgestellten Messungen nicht stattgefunden. Er wäre ohnehin sinnlos, da sich bei dem während der Messung herrschenden Restdruck von $5 \cdot 10^{-6}$ mBar die Bedeckung innerhalb von Bruchteilen einer Sekunde wieder regenerieren würde [Rot 1976].

10.7 Bewertung der Thermospannungsexperimente

Im Verlauf der Experimente zeigten sich sowohl Möglichkeiten als auch Grenzen der thermischen Messungen mit dem hier verwendeten Verfahren.

Hauptproblem bleibt in jedem Fall das extrem schwache elektrische Signal der beschriebenen Spitzen bei Verwendung im Scherkraftkontakt, welches in der Regel eine Amplitude von weniger als einem Mikrovolt aufweist. Es ist kaum denkbar, solche Signale mit vertretbarem Aufwand ohne Verwendung eines Lock-In-Verfahrens zu messen. Ein solches Vorgehen stößt jedoch durch die in Gl. 10-2 dargelegte umgekehrte Proportionalität der Signalamplitude zur Meßfrequenz an seine Grenzen: Vertretbare Frequenzen liegen im Bereich von nur wenigen Hz und führen aufgrund der damit notwendigen hohen Integrationszeiten der Lock-In-Verstärker zu extrem langen Meßzeiten.

Mögliche Abhilfe bietet hier zunächst nur das anfängliche Anfertigen eines Topografie-Übersichtsbildes und das anschließende gezielte Beobachten kleiner Bereiche - eventuell auch mittels Messung von $U_{\text{Thermo}}(I_{\text{Heiz}})$ -Kennlinien wie in Abb. 10.15 und Abb. 10.14. Darüber hinaus empfiehlt es sich, die zu untersuchenden Proben hinsichtlich ihres thermischen Kontrastes zu optimieren. Dieser ist proportional zum räumlichen Gradienten der Temperatur an der Probenoberfläche, welcher wiederum - wie in Abb. 10.16 gezeigt - vom lokalen Wärmeleitwert λ und dem Wärmestrom \vec{j} abhängt.

Eine optimierte Probe sollte deshalb neben einer Wärmequelle auch eine aufnahmefähige rückseitige Wärmesenke besitzen, da diese direkt den Wärmestrom vergrößern würde. Das dünne Glassubstrat der für die vorgestellten Messungen verwendeten Proben ist hier sicher noch keine optimale Lösung. Benötigt würde also eine Struktur mit großer vertikaler und kleiner lateraler Wärmeleitfähigkeit.

Weiterhin empfiehlt sich die Nutzung des Verfahrens insbesondere zum Aufspüren von lokalisierten Bereichen mit hohem Wärmewiderstand - also kleinem Leitwert λ . Solche Bereiche führen zu einem großen Temperaturgradienten und

sind deshalb in den Bildern besonders gut sichtbar. So läßt sich aus dem in Abb. 10.13 sichtbaren starken Signalkontrast an der Grenze zwischen Steg und Substrat die schlechte Wärmeleitung dieser Grenzfläche folgern.

Ein vielversprechender Ansatz für die Nutzung der Thermosonden besteht darin, nicht die Amplitude, sondern die Phasenverschiebung der gemessenen Thermospannung relativ zum Heizstrom zu bestimmen, die weit schwächer vom schwankenden Kontaktwiderstand zwischen Probe und Spitze beeinflusst wird. Aus den so gewonnenen Daten sollte sich eine Wellenlänge der durch den sinusförmigen Heizstrom induzierten Temperaturwellen gewinnen lassen. Diese wiederum erlaubt die Bestimmung der lokalen thermischen Diffusivitäten [Zha 1995]. Leider konnte die Anfertigung solcher Aufnahmen kurzfristig nicht mehr durchgeführt werden, sie bleibt deshalb ein für die Zukunft lohnendes Ziel.

Ein Problem wird in jedem Falle die topographiebedingte Variation des Wärmeleitwertes zwischen Thermosonde und Probenoberfläche bleiben, die in den Abschnitten 10.4 und 10.6.1 erläutert wird. Eine Trennung des thermischen Kontrast der Oberfläche von den Effekten dieser Variation wird bei rauhen Probenoberflächen sehr schwierig sein, wobei sich entsprechend Abb. 10.11 (b) die Größe des gestörten Bereiches und die Amplitude der Störung durch eine Verkleinerung der thermischen Kontaktfläche zwischen Spitze und Probe verringern lassen sollten. Eine solche Optimierung würde sich aber umgekehrt wieder negativ auf die gesamte Signalamplitude auswirken.

Als besonderes Fazit bleibt aber in jedem Fall, die Eignung des verwendeten Scankopfes herauszustellen, nahezu beliebige Sonden aufzunehmen und damit in vielseitiger Weise Oberflächen abzubilden. Als besonderer Vorteil erwies sich ein weiteres Mal die kompakte Bauweise - ein Rastersondenmikroskop von „gewöhnlicher Größe“ hätte eine erheblich aufwendigere Vakuumanlage notwendig gemacht. Auch die Vibrationen der während der Messungen ständig eingeschalteten Vakuumpumpen hätten einem größeren Gerät aller Wahrscheinlichkeit nach erhebliche Probleme bereitet.

Der Betrieb des Scankopfes im hier verwendeten Feinvakuum bereitete keine Probleme. Bei einer Verwendung im Ultrahochvakuum (UHV) wäre jedoch mit einem Blockieren des Linearmotors durch Kontaktschweißen zu rechnen. Allerdings erklärt die Herstellerfirma [Klo] des Motors dieses Problem nach der Entwicklung einer speziellen Gleitbeschichtung als gelöst.

Die Elektronik des Mikroskops und die im Laufe der Arbeit entstandene Steuersoftware ist in der Lage, mehrere beliebige Meßsignale simultan als Bildsignale aufzuzeichnen. Auch die Verwendung anderer Sonden mit dem Mikroskop ist

also denkbar. Der kompakte Scankopf mit der robusten Scherkraft-Abstandsregelung wird damit zu einem vielseitigen Werkzeug für die Oberflächenuntersuchung.

11 Zusammenfassung, Ausblick und Fazit

11.1 Die Ergebnisse dieser Arbeit

Der Inhalt dieser Arbeit bestand zunächst im Aufbau eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops. Dabei wurde als Grundlage auf ein kommerziell erhältliches Rastertunnelmikroskop zurückgegriffen [Klo]. Um dieses System als Nahfeldmikroskop einsetzen zu können, mußte es in vielen Komponenten ergänzt oder modifiziert werden.

So wurde ein modifizierter Scankopf mit vergrößertem Scanpiezo angefertigt, dessen Scanbereich durch den Einsatz neu entwickelter Hochspannungsverstärker noch weiter gesteigert wurde. Der Abstandsregelmechanismus, der für die Messung eines Tunnelstroms als Regelsignal ausgelegt worden war, wurde um eine Schaltung zur Messung von Scherkräften ergänzt und in seinem Regelverhalten angepaßt.

Die Software des Mikroskops wurde gründlich überarbeitet und zunächst insbesondere um die Möglichkeiten ergänzt, die Parameter der Scherkraftregelung zu steuern sowie während des Scans simultan die verschiedenen Meßsignale aus Topographie und Optik aufzuzeichnen. Später kamen dann noch eine ganze Reihe von Spezialfunktionen zur Steuerung des Detektors und zur Durchführung magnetooptischer Messungen hinzu.

Ein weiterer arbeitsintensiver Schwerpunkt war die Herstellung der Nahfeldsonden. Zunächst wurden dabei Sonden aus thermisch gezogenen Glasfasern hergestellt, später wurde auf mikrofabrierte Sonden zurückgegriffen und ein Verfahren entwickelt, diese auf Glasfaserenden zu montieren sowie der dazu notwendige Montagestand angefertigt.

Die Technik des magnetooptischen Detektors wurde aus früheren Arbeiten zum Aufbau eines Kerr-Spektrometers übernommen [Fum 1990], [Spa 1994]. Die Algorithmen der Spektrometersoftware wurden in die Bildaufnahmesoftware des Mikroskops bzw. ein separates Bildverarbeitungspaket implementiert.

Insgesamt entstand dabei ein universell einsetzbares Mikroskopiesystem. Übernommen wurde dieses System zunächst im Rahmen eines weiteren Forschungsprojektes an der RWTH Aachen. Bei Benutzung eines nur geringfügig modifizierten Scankopfes bietet dieses Gerät zusätzlich die Möglichkeit zur Beobachtung von nicht transparenten Proben in Reflexion [Ros 1999], [Mün 1998] bzw. in interner Reflexion [Kie 1999]. Im folgenden entstand ein Nachbau des Mikroskops an der TU Braunschweig, mit dem zwischenzeitlich Messungen zur

Photolumineszenz an Halbleiter-Heterostrukturen durchgeführt wurden [Sch 1998], [Thi 1999], sowie ein weiterer Aufbau zur Messung in Reflexion [Hop 1998].

Daß der entwickelte Scankopf neben dem Einsatz als optisches Rasternahfeldmikroskop auch für andere mikroskopische Techniken tauglich ist, konnte durch die Thermospannungsmessungen in Zusammenarbeit mit Robert Fischer am Max-Planck-Institut für Festkörperphysik in Stuttgart [Fis 1999] gezeigt werden. Hier bewährte sich der kompakte Scankopf auch zum ersten Mal in einer Vakuumumgebung.

Nachdem der im Mikroskop verwendete Positionierantrieb auch in einer UHV-Version erhältlich ist, wird innerhalb nächster Zeit an der FU Berlin auch ein Nahfeldmikroskop zur Messung im Ultrahochvakuum entstehen.

Die Möglichkeiten des Mikroskops wurden anschließend auf die Untersuchung magnetischer und nichtmagnetischer Proben angewendet, zu denen verschiedene Metallfilme sowie Eisen-Granatfilme zählten. Dabei wurden unterschiedliche Kontrastmechanismen bei polarisationssensitiver Abbildung von Proben aufgezeigt, die nicht nur auf magnetooptische Effekte zurückzuführen sind. Es konnten aber auch echt magnetische Strukturen abgebildet werden.

11.2 Ausblick

Im Verlauf der Untersuchungen mit dem Mikroskop zeigte sich an vielen Stellen die Notwendigkeit, während der Messung ein äußeres Magnetfeld an die Probe anlegen zu können. Auf diese Weise würde sich durch Ummagnetisierungsversuche im Einzelfall der magnetooptische Ursprung von Bildstrukturen prüfen lassen. Darüber hinaus ließen sich weitere Parameter der Probe lokal bestimmen, z. B. durch die Aufnahme von lokalen Hysteresekurven.

Bei der Messung im Magnetfeld kann das optische Rasternahfeldmikroskop auch einen großen Vorteil gegenüber dem magnetischen Rasterkraftmikroskop ausspielen: Es besitzt keine magnetische Sonde, die durch das externe Feld in ihrer Funktion beeinträchtigt würde.

Eine der letzten Tätigkeiten im Rahmen dieser Arbeit war deshalb die Konstruktion und Fertigung eines Elektromagneten, der Messungen im externen Feld senkrecht zur Probenebene ermöglicht. Dieser Magnet wurde kurze Zeit vor dem Abschluß dieser Arbeit fertiggestellt. Er konnte genutzt werden, um mit dem PEM-Detektor Hysteresekurven im Fernfeld an verschiedenen Proben aufzunehmen. Schließlich gelangen auch einige erste Hysteresemessungen mit einer mikrostrukturierten Sonde im Scherkraftkontakt; leider zeigte die dabei

untersuchte Probe ein Ummagnetisierungsverhalten, das keine orts aufgelöste Beobachtung zuließ.

In der Nutzung des Magneten liegt für zukünftige Untersuchungen mit dem im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Mikroskop ein besonderes Potential zur orts aufgelösten Vermessung magnetischer Probenstrukturen im Feld.

11.3 Fazit

Die vorliegenden Messungen zeigen das Potential, an vielen Stellen aber auch die Probleme und Grenzen der magneto optischen Rasternahfeldmikroskopie auf.

Offenbar ist es möglich, mit dem Nahfeldmikroskop Strukturen in der Größe der Wellenlänge und darunter magneto optisch abzubilden. Dies ist ein besonderer Vorteil, da bei der klassischen magneto optischen Mikroskopie die Auflösungsgrenze meist erheblich über dem theoretischen Wert der Beugungsgrenze aus Abschnitt 2.1.3 liegt. Ursachen dafür sind oft Probleme mit der Herstellung von spannungsfreien Linsensystemen oder der Einsatz in problematischen Umgebungen - z.B. im Vakuum -, die die Verwendung von Objektiven mit hoher Apertur verhindern.

Topographische Effekte, leitfähige Strukturen, Partikel, Doppelbrechungseffekte und unterschiedliche Parameter der Apertursonden aber können die Ergebnisse der nahfeldoptischen Abbildungen erheblich beeinflussen. Das Spektrum der Proben, bei denen eine sinnvolle Untersuchung mit dem optischen Nahfeldmikroskop möglich ist, wird dadurch stark eingegrenzt. Die Abbildungsergebnisse sollten in jedem Fall sorgfältig interpretiert und die Interpretation soweit möglich auch durch andere Verfahren oder die Theorie verifiziert werden.

Immerhin bleibt festzustellen, daß die Magneto optik zu den wenigen Einsatzgebieten der Nahfeldmikroskopie gehört, in der zumindest prinzipiell alle Anforderungen an eine ideale Probe erfüllt werden können: Magnetische Proben können sauber, frei von topographischen Strukturen und homogen leitfähig sein (sie sind es allerdings nicht immer ...).

Weiterhin bietet die optische Nahfeldmikroskopie im Falle der Magneto optik einige definitive Vorteile gegenüber anderen Untersuchungsmethoden: Gegenüber dem magnetischen Rasterkraftmikroskop (MFM) besteht der Vorteil, daß die Sonde des Nahfeldmikroskops selbst nicht magnetisch ist. Eine Beeinflussung der magnetischen Struktur der Probe während der Abbildung ist damit ausgeschlossen. Messungen sollten ohne Einschränkung auch im Magnetfeld möglich sein, was mit einem MFM sehr schwierig und mit elektronenoptischen

Verfahren nahezu unmöglich ist. Zudem sind mit dem Nahfeldmikroskop auch lokale quantitative Messungen möglich. So läßt sich mit den in dieser Arbeit verwendeten Verfahren quantitativ der Winkel der lokalen Faraday-Rotation bestimmen. Meßbar ist auch die Faraday-Elliptizität, so daß Dichroismus und Doppelbrechung erfaßt werden können. Dies läßt Rückschlüsse auf die Bandstruktur der Proben zu.

Ein nicht zu unterschätzender Punkt bei der Bewertung der Nahfeldmikroskopie bleibt der hohe Arbeitsaufwand zur Durchführung der Messungen, der insbesondere aus dem Aufwand zur Herstellung der Apertursonden resultiert. Deren Herstellungsverfahren sind aufwendig, fehleranfällig und erfordern ein erhebliches Maß an Geschick, Erfahrung und Ausrüstung. Eine zuverlässige Versorgung mit Sonden aus kommerzieller Quelle erscheint zum gegenwärtigen Zeitpunkt nur sehr bedingt möglich und erfordert einen erheblichen Einsatz finanzieller Mittel.

Aller Finanz- und Arbeitseinsatz an der Sonde kann anschließend durch einen einzigen Fehler bei der Handhabung oder eine Fehlbedienung des Mikroskops zunichte gemacht werden.

Solange hier nicht die Möglichkeit geschaffen wird, dauerhafte Apertursonden mit genau spezifizierten Parametern in großer Stückzahl herzustellen, hat die optische Rasternahfeldmikroskopie kaum die Chance einer weiten Verbreitung. Die ersten mit den Verfahren der Halbleitertechnik hergestellten mikrostrukturierten Sonden, deren Einsatz und Fortentwicklung ja auch Teil dieser Arbeit ist, lassen hier immerhin einen Silberstreif am Nahfeld-Horizont erscheinen.

Im Vergleich mit einem konventionellen optischen Mikroskop ist ein Rasternahfeldmikroskop ein sehr komplexes Gerät mit einer großen Zahl mitunter recht eigenwilliger Komponenten. Die Strecke, die einzelne Teile des in dieser Arbeit verwendeten Mikroskops zum Zweck der Reparatur zurückgelegt haben, würde mehr als einmal um den Äquator unseres Planeten reichen ...

Alle diese Erfahrungen lassen es ratsam erscheinen, den Einsatz optischer Nahfeldmikroskope in jedem Einzelfall sehr sorgsam abzuwägen. Die vielerorts vorhandene und mitunter auch von den Anbietern kommerzieller Geräte geschürte Euphorie, mit dem Nahfeldmikroskop ein Gerät zu erwerben, das sich von den bisher genutzten konventionellen optischen Mikroskopen lediglich durch eine stärkere Vergrößerung unterscheidet, ist - zumindest in diesem Augenblick - sicherlich unbegründet.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [Abb 1873] E. Abbe: „Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung“, *Archiv für Mikroskopische Anatomie* **9**, 413-468 (1873).
- [Abr 1998] M. Abraham, W. Ehrfeld, M. Lacher, K. Mayr, W. Noell, P. Güthner und J. Barenz: „Micromachined aperture probe tip for multifunctional scanning probe microscopy“, *Ultramicroscopy* **71**, 93-98 (1998).
- [Bar 1996] J. Barenz, O. Hollricher und O. Marti: „An easy-to-use non-optical shear-force distance control for near-field optical microscopes“, *Rev. Sci. Instr.* **67**, 1912-1916 (1996).
- [Bau] Andreas Bauer, *Freie Universität Berlin, Institut für Experimentalphysik, Arnimallee 14, 14195 Berlin*.
- [Bel 1997] L. Belliard, J. Miltat, V. Kottler, V. Mathet, C. Chappert und T. Valet: „Stripe domains morphology versus layer thickness in CoPt multilayers“, *J. Appl. Phys.* **81**, 5315-5317 (1997).
- [Bel] Laurent Belliard, *Laboratoire de Physique des Solides, Université Paris-Sud, Orsay, France*.
- [Bet 1944] H. A. Bethe: „Theory of Diffraction by Small Holes“, *Phys. Rev.* **66**, 163-182 (1944).
- [Bet 1986] E. Betzig, A. Lewis, A. Harootunian, A. Isaacson und E. Kratschmer: „Near-field scanning microscopy“, *Biophys. J.* **49**, 269 (1986).
- [Bet 1991] E. Betzig, J. K. Trautman, T. D. Harris, J. S. Weiner und R. L. Kostelak: „Breaking the diffraction barrier: Optical microscopy on a nanometric scale“, *Science* **251**, 1468 (1991).
- [Bet 1992a] E. Betzig, P. L. Finn und J. S. Weiner: „Combined shear force and near-field optical microscopy“, *Appl. Phys. Lett* **60**, 2484 (1992).
- [Bet 1992b] E. Betzig, J. K. Trautman, J. S. Weiner, T. D. Harris und R. Wolfe: „Polarization contrast in near-field scanning optical microscopy“, *Appl. Opt.* **31**, 4563-4568 (1992).
- [Bie 1994a] H. Bielefeldt: *Optische Nahfeldmikroskopie und ihre Anwendung in Reflexion und Transmission*. (Dissertation der Universität Konstanz; verlegt durch: Hartung-Gorre Verlag, Konstanz, 1994).

- [Bie 1994b] H. Bielefeldt, I. Horsch, G. Krausch, M. Lux-Steiner, J. Mlynek und O. Marti: „Reflection-scanning near-field optical microscopy and spectroscopy of opaque samples“, *Appl. Phys. A* **A59**, 103-108 (1994).
- [Bin 1982] G. Binnig und H. Rohrer: „Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy“, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57 (1982).
- [Bin 1986] G. Binnig und D. P. E. Smith: „Single-tube three dimensional scanner for scanning tunneling microscopy“, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1688 (1986).
- [Bob 1975a] A.H. Bobeck und E. Della Torre: *Magnetic bubbles*. (North-Holland, Amsterdam, 1975).
- [Bob 1975b] A. H. Bobeck, P. I. Bonyhard und J. E. Geusic: „Magnetic bubbles - an emerging new memory technology“, *P. IEEE* **63**, 1176-1195 (1975).
- [Bro 1987] I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew: *Taschenbuch der Mathematik*. (B. G. Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1987).
- [Bru 1997] R. Brunner, A. Bietsch, O. Hollricher und O. Marti: „Distance control in near-field optical microscopy with piezoelectrical shear-force detection suitable for imaging in liquids“, *Rev. Sci. Instr.* **68**, 1769-1772 (1997).
- [Car 1959] Carslow-Jaeger: *Conduction of heat in solids*. (Oxford University Press, Oxford, 1959).
- [Che 1992] J. C. Chen: „Electromechanical deflections of piezoelectric tubes with quartered electrodes“, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 132-134 (1992).
- [Chi 1997] K. S. Chiang: „Temperature sensitivity of coated stress induced birefringent optical fibers“, *Opt. Eng.* **36**, 999-1007 (1997).
- [Def 1997] U. Deffke: *Herstellung von Co/Pt-Vielfachschichten sowie topographische, strukturelle und magnetische Charakterisierung*. (Staatsexamensarbeit, vorgelegt beim Staatlichen Prüfungsamt für Lehrämter an Schulen, Köln / Aachen, 1997).
- [Esc 1980] A.H. Eschenfelder: „Crystalline Films for Bubbles“, in: *Ferromagnetic Materials, Vol. 2*, E. P. Wohlfarth, Hg. (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, etc., 1980), 297-343.
- [Far 1846] M. Faraday:., *Phil. Trans.* **136**, 1 (1846).
- [Fib] Fibercore Ltd., *Advanced Fibre Optic Products*. (Catalog., 1998).

- [Fis 1981] U. C. Fischer und H. P. Zingsheim: „Submicroscopic pattern replication with visible light“, *J. Vac. Sci. Technol.* **19**, 881-885 (1981).
- [Fis 1998] R. Fischer: *Thermoelektrische Mikrosonde*. (Patentschrift DE 106 35 264 C1 beim Deutschen Patentamt, München, 1998).
- [Fis 1999] R. Fischer: *n.n.* (Dissertation an der Bayrischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 1999).
- [Fisa] Ulrich Fischer, *Physikalisches Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität, Wilhelm-Klemm-Str. 10, D-48149 Münster*.
- [Fisb] Robert Fischer, *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, AG Gmelin, Heisenbergstraße 1, 70569 Stuttgart*.
- [For 1994] R. Forster: *Untersuchung thermischer Transporteigenschaften mittels einer Thermoelektrischen Mikrosonde*. (Dissertation an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Würzburg, 1994).
- [Fum 1990] P. Fumagalli: *Magneto-optical Kerr effect study on the high field superconductors $Eu_{1-x}Pb_xMo_6S_8$ and $Eu_{1-x}Sn_xMo_6S_{8-y}Se_y$* . (Dissertation an der Eidgenössischen Technischen Hochschule, Zürich, 1990).
- [Fum 1998] P. Fumagalli: *Magnetooptik - Grundlagen und Anwendungen*. (Skript zur Vorlesung an der Freien Universität Berlin, 1998).
- [Gam] Richard Gambino, *Laboratory for magneto-optic materials, State University of New York at Stony Brook*.
- [Gam 1997] Richard Gambino, *State University of New York at Stony Brook, private communication*.
- [Gil 1980] M.A. Gilleo, „Ferromagnetic Insulators: Garnets“, in: *Ferromagnetic Materials, Vol. 2*, E. P. Wohlfarth, Hg. (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, etc., 1980), 1-53.
- [Gre 1996] M. J. Gregor, P. G. Blome, J. Schöfer und R. G. Ulbrich: „Probe-surface interaction in near-field optical microscopy: The nonlinear bending force mechanism“, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 307 (1996).
- [Ham 1991] C. Hamann und M. Hietschold: *Raster-Tunnel-Mikroskopie*. (Akademie Verlag, Berlin, 1991).
- [Har 1984] A. Harootunian, E. Betzig, M. Isaacson und A. Lewis: „Superresolution fluorescence near-field scanning optical microscopy“, *Appl. Phys. Lett.* **49**, 651 (1984).
- [Hec 1987] E. Hecht und A. Zajac: *Optics*. (Addison-Wesley, Reading, 1987).

- [Hec 1996] B. Hecht: *Forbidden Light Scanning Near-Field Optical Microscopy*. (Dissertation an der Universität Basel; verlegt durch: Hartung-Gorre Verlag, Konstanz, 1996).
- [Hec 1997] B. Hecht, H. Bielefeld, Y. Inouye, D. W. Pohl und L. Novotny: „Facts and artifacts in near-field optical microscopy“, *J. Appl. Phys* **81**, 2492-2498 (1997).
- [Hec 1999] B. Hecht, J. M. Segura, L. Fleury, A. Renn und U. P. Wild: „Towards Near-Field Optical Experiments with a Single Molecule as Light Source“, *Contribution to NFO5; to be published in J. Microsc.* (1999).
- [Hel 1986] K.H. Hellwege und O. Madelung: *Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*. (Springer Verlag, Berlin etc., 1986).
- [Hel 1997] N. Held: *Untersuchung des lokalen Faraday-Effekts an dünnen magnetischen Schichten mit einem optischen Rasternahfeldmikroskop*. (Diplomarbeit an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH), Aachen, 1997).
- [Hin] Hinds Instruments, *Hillsboro, OR, USA* .
- [Hop 1998] S. Hoppe: *Rasternahfeldmikroskopie in Reflexion: Aufbau und erste Messungen*. (Diplomarbeit an der Technischen Universität Carolo Wilhelmina zu Braunschweig, Braunschweig, 1998).
- [Hub 1998] A. Hubert und R. Schäfer: *Magnetic Domains. The Analysis of magnetic microstructures*. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1998).
- [IMM] Institut für Mikrotechnik Mainz, *Carl Zeiss Straße 18-20, 55129 Mainz* .
- [IEC 1987] IEC 908 (Organisation Internationale de Normation, Genf, 1987).
- [Jac 1983] J.D. Jackson: *Klassische Elektrodynamik*. (de Gruyter, Berlin, New York, 1983).
- [Kam 1995] V. Kambersky, *J. Mag. Soc. Jpn.*. **19, Suppl. S1**, 37 (1995).
- [Kar 1995] K. Karrai und R. D. Grober: „Piezoelectric tip-sample distance control for near field optical microscopes“, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1842-1844 (1995).
- [Ker 1876] J. Kerr:, *Rep. Brit. Ass.* **5**, (1876).

- [Kie 1999] F. Kiendl: *Aufbau und Test eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops mit interner Reflexion*. (Diplomarbeit an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, 1999).
- [Kli 1990] D.S. Kliger, J.W. Lewis und C.R. Randall: *Polarized Light in Optics and Spectroscopy*. (Academic Press, San Diego, 1990).
- [Klo 1978] K. Klotter, *Technische Schwingungslehre*. (Springer Verlag, Berlin etc., 1978).
- [Klo] Dr. Volker Klocke Nanotechnik, *Horbacher Straße 128, 52072 Aachen*. <http://www.nanomotor.de> .
- [Kog 1994] J. Koglin: *Optische Nahfeldmikroskopie mit der Tetraedersonde*. (Dissertation an der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster; verlegt durch: Shaker Verlag, Aachen, 1996).
- [Kuc 1991] H. Kuchling: *Taschenbuch der Physik*. (Verlag Harry Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1991).
- [Kuh] Dirk Kuhlmeier, *Gesellschaft für Biotechnologische Forschung mbH, Braunschweig* .
- [Lan 1974] L.D. Landau und E.M. Lifschitz, *Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd 8*. (Akademie-Verlag, Berlin, 1974).
- [Lan 1986] L.D. Landau und E.M. Lifshitz, *Theory of Elasticity*. (Pergamon Press, Oxford, 1986).
- [Lef 1980] H. C. Lefevre: „Single-Mode Fibre Fractional Wave Devices and Polarisation Contollers“, *Electron. Lett.* **16**, 778-780 (1980).
- [Lük 1999] H.D. Lüke, *Signalübertragung*. (Springer , Berlin, Heidelberg, New York, 1999).
- [Mag 1997] A. Magni, *Magnetization dynamics and hysteresis in the framework of the domain theory*. (Phd-Thesis, Politecnico di Torino, Turin, 1997).
- [Mal 1979] A.P. Malozemoff und J.C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*. (Academic Press, New York, 1979).
- [Mat 1998] F. Matthes, H. Brückl und G. Reiss: „Near-field magneto-optical microscopy in collection and illumination mode“, *Ultramicroscopy* **71**, 243-8 (1998).
- [Mün 1997] S. Münster, S. Werner, C. Mihalcea, W. Scholz und E. Oesterschulze: „Novel micromachined cantilever sensors for scanning nearfield optical microscopy“, *J. Microsc.* **186**, 17-22 (1997).

- [Mün 1998] A. Münnemann: *Messungen mit dem magnetooptischen Rasternahfeldmikroskop in Reflexion*. (Diplomarbeit an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH), Aachen, 1998).
- [Mur 1997] M. Muranishi, K. Sato, S. Hosaka, A. Kikukawa, T. Shintani und K. Ito: „Control of aperture size of optical probes for scanning near-field optical microscopy using focused ion beam technology“, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, L942 (1997).
- [Noe 1997] W. Noell, M. Abraham, K. Mayr, A. Ruf, J. Barenz, O. Hollricher, O. Marti und P. Güthner: „Micromachined aperture probe tip for multifunctional scanning probe microscopy“, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1236-1238 (1997).
- [Nov 1995] L. Novotny, D. W. Pohl und B. Hecht: „Light Confinement in Scanning Near-Field Optical Microscopy“, *IBM Research Report RZ 2725*, (1995).
- [Obe 1995] C. Obermüller und K. Karrai: „Far field characterization of diffracting circular apertures“, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3408 (1995).
- [Oes 1998a] E. Oesterschulze, O. Rudow, C. Mihalcea, W. Scholz und S. Werner: „Cantilever probes for SNOM applications with single and double aperture tips“, *Ultramicroscopy* **71**, 85-92 (1998).
- [Oes 1998b] E. Oesterschulze: „Novel probes for scanning probe microscopy“, *Appl. Phys. A* **66**, S3-S9 (1998).
- [Oes] Egbert Oesterschulze, *Institut für Technische Physik, Universität Kassel, Heinrich Plett Straße 40, 34109 Kassel* .
- [Oht 1995] M. Ohtsu: „Progress of high-resolution photon scanning tunneling microscopy due to a nanometric fiber probe“, *J. Lightwave Technol.* **13**, 1200-1221 (1995).
- [Opt 1998] “Justieren und Montieren mit Nanometer-Präzision“, *Opto-Lines 2/1998 (Kundenzeitschrift der Fa. Spindler & Hoyer, Göttingen)*.
- [Pal 1985] E.D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. (Academic Press, New York, 1985).
- [Poh 1984] D. W. Pohl, W. Denk und M. Lanz: „Optical stethoscopy: Image recording with resolution $\lambda/20$ “, *Appl. Phys. Lett.* **44**, 651 (1984).
- [Poh] Dieter W. Pohl, *IBM Forschungslaboratorium Zürich, Säumerstraße 4, CH 8803 Rüschlikon*. Derzeitige Adresse: *Institut für Physik, Universität Basel, Klingelbergstraße 82, CH-4056 Basel*.
- [Ras 1997] T. Rasing: „Nonlinear magneto-optics“, *J. Magn. Mag. Mater.* **175**, 35-50 (1997).

- [Ray 1896] Lord Rayleigh: „On the theory of optical images with special reference to the microscope“, *Philos. Mag.* **5**, 167-195 (1896).
- [Rei 1997] G.A. Reider: *Photonik*. (Springer Verlag, Wien, 1997).
- [Ros 1994] A. H. Rose, Z. B. Ren und G. W. Day: „An Improved Annealing Technique for Optical Fiber“, *Proceedings of the 10th Optical Fibre Sensors Conference*, in: *Proc. SPIE* **2360**, 306-309 (1994).
- [Ros 1999] A. Rosenberger: *Aufbau eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops im Reflexionsmodus und Test an periodischen Mikrostrukturen und magnetooptischen Speichermedien*. (Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH), Aachen, 1999).
- [Rot 1976] A. Roth, *Vakuum Technology*. (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, etc., 1976).
- [Rüd 1995] U. Rüdiger, H. Berndt, A. Schirmeisen, P. Fumagalli und G. Güntherodt: „Growth and topography study of MnBi films“, *J. Appl. Phys.* **78**, 5391 (1995).
- [Rüd 1997] U. Rüdiger: *Präparation, Charakterisierung und Kerr-Spektroskopie an MnBi-Dünnschichten im Hinblick auf ihre Anwendbarkeit als magnetooptisches Speichermedium*. (Dissertation an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule (RWTH), Aachen, 1997).
- [Rug 1988] D. Rugar, H. J. Mamin, R. Erlandsson, J. E. Stern und B. D. Terris: „Force microscopy using a fiber-optic displacement sensor“, *Rev. Sci. Instr.* **59**, 2337 (1988).
- [Rug 1989] D. Rugar, H. J. Mamin und P. Guethner: „Improved fiber-optic interferometer for atomic force microscopy“, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2588 (1989).
- [San 1997] V. Sandoghdar, S. Wegscheider, G. Krausch und J. Mlynek: „Reflection scanning near-field optical microscopy with uncoated fiber tips: How good is the resolution really?“, *J. Appl. Phys.* **81**, 2499-2503 (1997).
- [Sch 1988] J. Schneir, R. Sonnenfeld, O. Marti, P. K. Hansma, J. E. Demuth und R. J. Hamers: „Tunneling microscopy, lithography, and surface diffusion on an easily prepared, atomically flat gold surface“, *J. Appl. Phys.* **63**, 717 (1988).
- [Sch 1998] J. Schulze: *Ortsaufgelöste Photolumineszenz an Halbleiterstrukturen mit einem Raster-Nahfeld-Mikroskop*. (Diplomarbeit an der Technischen Universität Braunschweig, 1998).

- [Sil 1994] T. J. Silva, S. Schultz und D. Weller: „Scanning near-field optical microscope for the imaging of magnetic domains in optically opaque materials“, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 658-660 (1994).
- [Sim 1977] A. Simon und R. Ulrich: „Evolution of polarization along a single-mode fiber“, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 517-520 (1977).
- [Sk1 1976] O. K. Sklyarov: „The influence of thermal effects on the damping and polarization of light waves propagating in a circular glass fiber“, *Sov. J. Opt. Technol.* **43**, 145-147 (1976).
- [Smi 1980] A. M. Smith: „Single-Mode Fibre Pressure Sensitivity“, *Electron. Lett.* **16**, 773-774 (1980).
- [Spa 1991] M. Spajer, D. Courjon, K. Sarayeddine, A. Jalocha und J. Vigoureux: „Microscopie en champ proche par réflexion“, *J. Phys. III* **1**, (1991).
- [Spa 1994] C. Spaeth: *Aufbau einer spektralauflösenden magnetooptischen Kerr-Apparatur ...*, (Diplomarbeit an der Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule, Aachen, 1994).
- [Sta] Staveley Sensors Inc., *East Hartford, USA*.
- [Stö 1987] M. Stöckl und K.H. Winterling: *Elektrische Meßtechnik*. (Teubner-Verlag, Stuttgart, 1987).
- [Sto 1995] M. Stopka, L. Hadjiiski, E. Oesterschulze und R. Kassing, *J. Vac. Sci. Technol. B* **13**, 2153-2156 (1995).
- [Sut] Sutter Instrument Company, *40 Leveroni Ct., Novato, CA 94949, USA*.
- [SXM] „SXM-Shell“, User-Interface zur Bildverarbeitung auf der Basis der Programmiersprache PV-Wave, *Universität Basel, Institut für Physik, Klingelbergstraße 82, CH-4056 Basel*.
- [Syn 1928] E.H. Synge: „A suggested model for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region“, *Phil. Mag.* **6**, 356 (1928).
- [Tab 1972] W. J. Tabor, A. H. Bobeck, G. P. Vella-Coleiro und A. Rosencwaig: „A new type of cylindrical magnetic domain (bubble isomers)“, *Bell Syst. Tech. J.* **51**, 1427-1431 (1972).
- [Thi 1970] A. A. Thiele: „Theory of the Static Stability of Cylindrical Domains in Uniaxial Platelets“, *J. Appl. Phys.* **41**, 1139-1145 (1970).
- [Thi 1990] A. Thiaville und J. Miltat: „Néel lines in the Bloch walls of bubble garnets and their dark-field observation“, *J. Appl. Phys.* **68**, 2883-2891 (1990).

- [Thi 1999] U. Thiele et al.: „Lokale Photolumineszenzuntersuchungen an InGaAs-Schichten mit einem SNOM“, *Verhandl. DPG (VI)* **34**, 648-649 (1999).
- [Val 1995] G. A. Valaskovic, M. Holton und G. H. Morrison: „Parameter control, characterization, and optimization in the fabrication of optical fiber near-field probes“, *Appl. Opt.* **34**, 1215 (1995).
- [Vee 1998] J. A. Veerman, A. M. Otter, L. Kuipers und N. F. van Hulst: „High definition aperture probes for near-field optical microscopy fabricated by focused ion beam milling“, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3115 (1998).
- [Vig 1992] J. M. Vigoureux und D. Courjon: „Detection of nonradiative fields in the light of the Heisenberg uncertainty principle and the Rayleigh criterion“, *Appl. Opt.* **31**, 3170-3177 (1992).
- [Weg 1997] S. Wegscheider, V. Sandoghdar, G. Krausch und J. Mlynek: „Auflösung unbedampfter Spitzen in der optischen Nahfeldmikroskopie: doch beugungsbegrenzt?“, *Verhandl. DPG (VI)* (1997).
- [Wer 1998] S. Werner, O. Rudow, C. Mihalcea und E. Oesterschulze: „Cantilever Probes with aperture tips for polarization-sensitive scanning near-field optical microscopy“, *Appl. Phys. A* **66**, 367-370 (1998).
- [Wil 1967] W. A. Williamson, *Proc. Inst. Mech. Eng.* **182**, 21 (1967)
- [Xu 1994] J. B. Xu, K. Läger, R. Möller, K. Dransfeld und I. H. Wilson: „Heat transfer between two metallic surfaces at small distances“, *J. Appl. Phys.* **76**, 7209-7216 (1994).
- [Zha 1995] X. Zhang und C. P. Grigoropoulos: „Thermal conductivity and diffusivity of free-standing silicon nitride thin films“, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 1115-1120 (1995).
- [Zin 1965] O. Zinke und H. Brunswig: *Lehrbuch der Hochfrequenztechnik.* (Springer-Verlag, Berlin etc., 1965).

Index

- A**
- Absorbtionszahl 20
 - Abstandsregelung 26
 - durch Scherkräfte 29, 63
 - durch Tunnelstrom 27
 - Addierschaltung 56
 - Airy-Scheiben 5
 - Aluminium
 - Eindringtiefe 64
 - Anisotropie
 - senkrechte 87, 97, 100, 103
 - uniaxiale 111
 - Anisotropieenergie 110
 - Aperturgröße 67
 - Apertursonde 57
 - Auslöschungsverhältnis 78, 83
 - Austauschenergie 109
- B**
- Beinaufmikroskop 64
 - Besselfunktion 5, 48, 58
 - Blasendomäne 114, 125
 - fixierte 124
 - Gitter 125
 - harte 116, 128
 - Blasendomänen 113
 - Blochlinie 116, 128
 - Bloch-Wand 87
 - Blockschaltbild 40
 - Brechungsindex 19, 20
- C**
- CD-Preßmatrize 24
 - charakteristische Länge 111
 - Chopper 55
 - Chrom 65
 - Cobalt-Platin-Schichtsystem 100
- D**
- Datenspeicher
 - aus Blasendomänen 115
 - magnetooptische 100
 - Dielektrizitätskonstante 19
 - Dither-Piezo 29
 - Dithersegment 36, 38
 - Domänenstruktur 109, 110
 - in Granatfilmen 112
 - Domänenwand
 - Dicke 111, 122
 - Doppelbrechung
 - in Glasfasern 75
 - in Proben 80
 - spannungsinduzierte 46, 75, 95
 - zirkulare 19
- E**
- Eisen-Granatfilm 80, 107
 - magnetische Eigenschaften 108
 - Stöchiometrie 107
 - Elektromagnet 39
- F**
- Faraday-Effekt 15, 16
 - Faraday-Elliptizität 15, 20, 43, 49
 - Faraday-Rotation 15, 16, 19, 43, 49, 52, 54
 - Vergrößerung im Nahfeld 103
 - Faserschleifen-Kompensator 77
 - Feinpositionierantrieb 22
 - Ferrimagnet 108
 - Flankenbreite 105
 - Fluoreszenz 57
 - Folienpolarisator 107
- G**
- Gadolinium-Gallium-Granat 108, 116
 - Gameboy 74
 - Gaußsches Strahlprofil 59
 - Glasfaser 58
 - ankleben von Mikrospitzen 70
 - Ausheilen von Spannungen 79
 - Fließtemperatur 60
 - Kerndurchmesser 71

Mantel.....	58, 79
Monomode-	59
polarisationserhaltend	77
Glasfaserspitze	
Ätzen	60
Beschichtung	64
thermisches Ziehen.....	59
Transmissivität	67
unbeschichtete	64
Zerstörschwelle	67
Goldfilm	29
GPIO-Interface	39
Grenzflächeneffekt	81
in Apertursonden	81
Simulation	89
Grobpositionierantrieb	22

H

Heavyside-Funktion	52
Heizfrequenz	142
Helmholtz-Spulen	38
Hochspannungs-Verstärker	40
HOPG-Kristall	29

I

Immersionsobjektiv	8
Impedanz	37
Impulsantwort	7
Intensitätskontrast	56
Interferenzeffekte	64
Interferometer	34
Ionenstrahl.....	83

J

Jones-Vektor	41
Joystick.....	74

K

kapazitive Kopplung	140
Konstantan	
Stege aus.....	136, 138
Kontrast	
korellation von Optik und Topografie.....	64
Kontrastumkehr.....	50, 51, 79, 105
Konvektionseffekt.....	138
Kugelschüttung	125

L

Lasert	
Argon-Ionen.....	78
CO ₂	60
Festkörper-.....	78
Halbleiter-.....	31
Latex-Kugelmaske.....	83
Leitfähigkeitstensor <i>Siehe</i> optische Leitfähigkeit	
Lichtzeigerverfahren.....	31, 34
Lock-In-Verstärker 31, 35, 37, 46, 48, 49, 56, 72, 141, 153	
Lorentzkraft	17
Lorentz-Theorie	17

M

Mangan-Bismut-Schichtsystem.....	97
Mikropipetten	57
Mikropipetten-Ziehgeräte	60
Mikroskop	
Auflösung	8, 12
Faraday-	117
Grenzvergrößerung.....	4
konventionelles	3, 9
Magnetkraft- (MFM)	101
Rastersonder	21
Vergrößerung.....	3, 4
Mikrowellen	81
Müller-Matrix	43

N

Nahfeldsonde	
aus Glasfaser..... <i>Siehe</i> Glasfaser	
mikrostrukturierte	68, 69
Montage von Mikrosonden.....	69
Zerstörschwelle.....	73
Nanomotor	24, 25, 40, 71
Nichtdiagonalelement.....	19, 20
Nukleation	103, 113, 125
numerische Apertur	5
Effekt auf Auflösung	130
einer Glasfaser	59

O

optische Leitfähigkeit	19, 20
------------------------------	--------

P

Partikeleffekte.....	89
----------------------	----

- photoelastischer Modulator 46
 als Müller-Matrix 47
 Photomultiplier 44
 Piezo-Röhrchen 24, 34
 vierfach-segmentiert 23
 Piezo-Stellelement 22
 Ausdehnungskonstante 22, 23
 Pinhole 87
 Plasmonenstrahler 57
 Polarisation
 Änderung durch Doppelbrechung ... 75, 124
 Änderung durch Grenzflächeneffekte 81
 Änderung durch Ringstrukturen 94
 Änderung in Öffnungen leitender Filme . 87
 Bestimmung 43
 Darstellung durch Vektoren 41
 lineare und zirkulare 18
 Schwankung in Glasfasern 77
 unvollständige 42
 Vorzugsrichtung 83
 Polarisator
 als Analysator 44
 als Müller-Matrix 43
 polarisiertes Licht
 als Stokes-Vektor 43
 Pyramidenspitze 69
- Q**
 Qualitätsfaktor 111
 Quotientendetektor 45, 99
- R**
 Rastertunnelmikroskop 21, 27, 29, 134
 Rayleigh-Kriterium 4, 5, 12
 Reflexion
 totale interne 130
 Regelkreis 40
 Resonanzfrequenz 30, 35
 Resonanzkurve 33, 134
- S**
 Sättigungsmagnetisierung 109
 Scankopf 22, 25
 Scanweite 23
 Scherkräfte 29, 31, 32
 Schwingung
 gedämpfte 29
 Schwingungsmodus 34, 63
 einer Stimmgabel 35
- seltenen Erden 107
 Signal-Rausch-Verhältnis 45, 49
 Sputteranlage 65
 Squareness 100
 Stimmgabel 35, 36, 73
 Impedanz 37
 Stokes-Vektor 41
 Streifendomänen 112
 Streufeldenergie 109
- T**
 Tangentialkomponente 81
 Temperaturwellen 141
 thermische Diffusivität 141, 154
 Thermosonde 133
 Thermospannung 135
 Transmissivität 52
 von Mikrosonden 73
 Tubuslänge 4
 Tunnelstrom 21, 27
- V**
 Vakuumkammer 65, 134
 Verdet-Konstante 16
 Verzögerungsplatte 46, 77
 V-Kurve 52, 53, 121
 Voigt-Effekt 16
 V-Zahl 59
- W**
 Wärmeleitung 147
 Welle
 evaneszente 9
 Kugel- 89
 Oberflächen- 92
 propagierende 5, 8
 zirkular polarisierte 17
 Wellengleichung 141
 Wellenleiter 64, 79
 kritischer Durchmesser 68
 Wellenvektor 5
 Wien-Brückenschaltung 37
- Z**
 zirkulare Basis 18
 Zyklotronfrequenz 17

Danksagung

Zum Abschluß dieser Arbeit soll allen gedankt werden, die zu Ihrem Entstehen beigetragen haben:

Mein „Doktorvater“ Prof. Dr. *Gernot Güntherodt* ermöglichte mir, diese Arbeit an seinem Lehrstuhl und mit seiner Unterstützung durchzuführen.

Die Arbeit wurde nacheinander von Herrn Dr., Herrn Dr. habil. und Herrn Professor Dr. *Paul Fumagalli* betreut. Dabei blieb *Paul* trotz dieser rasanten Mutationen stets derselbe: Ein kompetenter, engagierter und warmherziger Chef und Freund. Ohne seine Geduld hätte diese Arbeit nie entstehen können. Ohne seine Ungeduld auch nicht.

Den Herren Professoren *Jürgen Schnakenberg* und *Matthias Wuttig* danke ich für ihre Mitwirkung an meiner Doktorprüfung.

Dr. *Andreas Rosenberger* arbeitete parallel zu dieser Arbeit an einem Reflexions-SNOM. Ich verdanke ihm viele gute Ideen, Hinweise und Meßdaten und bewundere sein Talent, fünf Gramm ebenso sicher über fünf Nanometer zu bewegen wie fünf Tonnen über 5000 Kilometer.

Dr. *Volker Klocke* rüstete mit seiner Firma das Projekt mit Geräten und Know-how aus. Der Zugriff auf seinen gesamten Warenbestand erfolgte dabei oft in einer Weise, die im BGB durch die Begriffe „Diebstahl“ und „Unterschlagung“ bezeichnet wird. Ich wünsche *Volker*, daß es ihm trotzdem gelingt, seinen bewundernswerten Ideenreichtum in wirtschaftlichen Erfolg zu verwandeln.

Dr. *Dieter Pohl* lud mich zu einem Aufenthalt nach Zürich ein. Während der lehrreichen und angenehmen Zeit, die ich dort im IBM-Forschungslaboratorium verbringen durfte lernte ich auch noch Dr. *Bert Hecht*, Dr. *Hartmut Bielefeldt* und viele weitere freundliche und hilfsbereite Kollegen kennen und schätzen.

Nicole Held und *Adelheid Rez* hatten den Mut, sich mir mit ihren Diplomarbeiten anzuvertrauen. Auch von der Arbeit von *Ansgar Münnemann* und *Fabian Kiendl*, die ihre Arbeiten unter der Anleitung von *Andreas Rosenberger* anfertigten, habe ich immer wieder profitieren können.

Uta Deffke hat mir pädagogisch kompetent das Geheimnis der Sputterdeposition gelüftet. Ich würde aber gern noch manch anderes Geheimnis mit ihr ergründen.

Dr. *Ulrich Rüdiger* stand mir stets mit Rat, Tat und Wildbret zur Seite. Ich wünsche ihm für seine akademische Laufbahn viel Erfolg, bin in dieser Sache aber vollkommen unbesorgt.

Angelika Schüren, Ingrid Dahl, Gabriele Zimmermann und *Marion Kornau* vermittelten in den Sekretariaten in Aachen und Berlin mit sozialer Kompetenz die Kontakte „nach oben“ und nach draußen.

Dr. *Jürgen Auge* hat immer wieder für mich REM-Aufnahmen angerfertigt. Dr. *Egbert Oesterschulze* und seine Arbeitsgruppe gaben mir die Möglichkeit, mit ihren mikrofibrierten Spitzen experimentieren zu können. *Robert Fischer* verdanke ich die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Raster-Thermo-Mikroskopie.

Unter der Leitung von *Karl-Heinz Klinkenberg* und *Detlev Mueller* haben die Mitarbeiter der Werkstätten in Aachen und Berlin erfolgreich meine - stilistisch zwischen Da Vinci und Keith Haring angesiedelten - „technischen Zeichnungen“ in die Realität umgesetzt. Herrn Mechanikermeister *Michael Prüfer* bewundere ich darüber hinaus für sein Talent, sich als Meister der präzisen Mechanik mit den mitunter recht unpräzisen Gedanken seiner akademisch vergeistigten Kollegen auseinanderzusetzen. Sein Kursus „Drehen und Fräsen für Intellektuelle (unter besonderer Berücksichtigung des Erhalts sämtlicher Gliedmassen)“ war für die Laboraufbauten und für meine Anatomie ein großer Gewinn.

Michael Prußack wird mir spätestens seit seinem „Berliner Bargeldwunder“ als Magier der virtuosen Verwaltung öffentlicher Etats unvergessen bleiben.

Alle Kolleginnen und Kollegen in Aachen und Berlin haben mit ihrem Wissen und ihrer Hilfsbereitschaft zu einer produktiven und angenehmen Arbeitsatmosphäre beigetragen. Besonders erwähnen möchte ich in alphabetischer Sortierung *Hans-Jürgen Badow, Heike Berndt, Stefan Hoppe, Frauke Korntheuer, Alexandra Meltzow, Georg Müller, Dr. Jens Paggel, Werner Peterßen, Dieter Schulte, Gunnar Sommer, Dr. Petra Splittgerber-Hünnekes, Dr. Kai Starke* und *Ulf Thiele*. *Sandra Lahmann* war immer viel besorgter um mich, als ich es selbst je hätte sein können.

Viele Anregungen und Diskussionen verdanke ich Dr. *Andreas Bauer* und seiner Mannschaft, aus der ich *Daniel Wegner* noch besonders für die Korrektur dieser Arbeit danke.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) hat mit einem Förderprojekt (Fu 296/1-1) die Anschaffung der für diese Arbeit genutzten Geräte ermöglicht.

Schließlich danke ich meinen Eltern, *Gisela Eggers* und Dr. *Frieder Eggers* dafür, daß sie meine früh entwickelten naturwissenschaftlichen Ambitionen stets gefördert und sie auch bei Beeinträchtigung des Fernsehempfangs durch experimentellen Blitzschlag oder bei der heimischen Zwischenlagerung von Reptilien tapfer ertragen haben. Besonders aber danke ich für ihr Talent, mir stets das richtige Mischungsverhältnis aus Nähe und aus Freiraum zu bieten.

Lebenslauf

Georg Erhard Eggers

Zur Person

25. Oktober 1967 Geboren in Göttingen, Niedersachsen

Schule

1973-1977 Grundschule in Bovenden

1977-1986 Besuch des Theodor-Heuss-Gymnasiums in Göttingen

06/1986 Abitur ebendort

Wehrdienst

10/1986 -
10/1987 Wehrdienst in Oldenburg und Celle

Hochschule

10/1987 -
06/1989 Grundstudium Physik, Georg-August-Universität Göttingen

07/1989 Vordiplom, Georg-August-Universität Göttingen

10/1989 -
10/1993 Hauptstudium Physik, Rheinisch-Westfälischen Technische Hochschule (RWTH) Aachen

10/1993 Abschluß der Diplomprüfung Physik an der RWTH

10/1999 Abschluß der Promotion an der RWTH Aachen

Tätigkeiten

08-09/1986 Hilfskraft am Max-Planck-Institut f. biophysikalische Chemie, Göttingen

WS 1991/92 -
SS 1993 Studentische Hilfskraft am 2. Physikalischen Institut, RWTH Aachen

10/1993 -
05/1998 Wissenschaftlicher Angestellter am 2. Phys. Institut der RWTH

10/1995 -
12/1995 Forschungsaufenthalt im Forschungslaboratorium der Firma IBM in Rüschlikon / Schweiz

seit 05/1998 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Experimentalphysik der Freien Universität Berlin

