

Aufbau eines magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops im Reflexionsmodus und Test an periodischen Mikrostrukturen und magnetooptischen Speichermedien

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

Andreas Rosenberger

aus Brilon

Berichter: Prof. Dr. Gernot Güntherodt
Prof. Dr. Paul Fumagalli
Tag der mündlichen Prüfung: 9.9.1999

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen der magnetooptischen Rasternahfeldmikroskopie	3
2.1	Nahfeldoptik	3
2.1.1	Grenzen der klassischen Mikroskopie	4
2.1.2	Evaneszente Wellen	7
2.1.3	Umwandlung evaneszenter Wellen in propagierende Wellen	7
2.2	Magnetooptik	11
2.2.1	Lorentz-Modell der Dispersion	12
2.2.2	Kerr-Effekt	14
2.2.3	Faraday-Effekt	15
3	Experimentelle Grundlagen	17
3.1	Nahfeldsonden	17
3.1.1	Ideale Nahfeldsonden	18
3.1.2	Thermisch gezogene Glasfaserspitzen	21
3.1.3	Beschichtung der Spitzen	22
3.1.4	Mikrostrukturierte Spitzen	27
3.1.5	Alternative Nahfeldsonden	32
3.2	Abstandsregelung	32
3.2.1	Scherkraftwechselwirkung	33
3.2.2	Schwingungsanregung und Detektion	35
3.2.3	Spitzenbewegung	36
3.2.4	Regelelektronik	37
3.3	Rasterkopf	38
3.3.1	Rastermechanik	39
3.3.2	Rasterelektronik	40
3.4	Optischer Aufbau	41
3.4.1	Lichteinkopplung	41
3.4.2	Transmissionsmodus	42
3.4.3	Reflexionsmodus	42
3.4.4	Interne Reflexion	44
3.5	Magnetooptische Detektionsverfahren	45
3.5.1	Quotientenmethode	45
3.5.2	Modulationstechnik	47

4	Meßergebnisse	51
4.1	Topographisches Auflösungsvermögen der Apparatur	51
4.1.1	Schlußfolgerungen	52
4.2	Topographische Abbildungseffekte im optischen Bildsignal	55
4.2.1	Messungen an einer CD - Preßmatrize	59
4.2.2	Messungen an einer Ni-Teststruktur	68
4.2.3	Schlußfolgerungen für die Abbildung topographischer Strukturen im Reflexionsmodus	83
4.3	Magnetooptische Nahfeldmessungen in Transmission	84
4.3.1	Transmissionsmessung an einer magnetooptischen Speicherplatte aus Co/Pt	84
4.3.2	CoPt Multilayer	89
4.4	Magnetooptische Nahfeldmessungen in Reflexion	92
4.4.1	MnBi	92
4.4.2	Magnetooptische Speicherplatte aus Co/Pt	94
5	Zusammenfassung	103
A	Simulation topographischer Abbildungseffekte im optischen Bildsignal	105
B	Einfluß des Parabolspiegels auf magnetooptische Messungen	111
	Literaturverzeichnis	119
	Danksagung	123
	Lebenslauf	125

1 Einleitung

Die Lichtmikroskopie ist seit über 300 Jahren eine wichtige und einfach handhabbare wissenschaftliche Untersuchungsmethode. Durch eine kontinuierliche Verbesserung der optischen Komponenten und Techniken konnte das Auflösungsvermögen bis zur fundamentalen Grenze des Abbeschen Beugungslimits [Abbe73] gesteigert werden. Drastische Auflösungsverbesserungen im Rahmen der klassischen Optik sind nur durch die Verkleinerung der verwendeten Wellenlänge λ und der damit verbundenen Schwierigkeiten erzielbar.

Bereits 1928 schlug E.H. Syngge ein Konzept vor, mit dem das Beugungslimit umgangen werden kann [Syng28,Syng32]. Die Grundidee war eine sub- λ große Apertur, die im Nahfeldbereich vor einer Probe bewegt wird. Die technische Realisierung ließ dann allerdings noch auf sich warten, da weder die nötige Apertur noch ein entsprechender Regel- und Positioniermechanismus zur Verfügung standen.

Erst nach der Entwicklung des Rastertunnelmikroskops durch G. Binnig und H. Rohrer im Jahre 1982 waren die technischen Voraussetzungen für ein Rasternahfeldmikroskop gegeben [Binn82]. Unabhängig voneinander und etwa zeitgleich wurde von D. Pohl et al. im IBM Forschungslabor, Zürich und von A. Lewis et al. an der Cornell Universität ein Rasternahfeldmikroskop (SNOM) realisiert [Pohl83,Lewi83]. Dies war der Beginn einer wahren Flut von verschiedenen Aufbauten und Detektionsverfahren.

Im Rahmen dieser Arbeit entstand ein magnetooptisches Rasternahfeldmikroskop für Messungen im Reflexionsmodus an nicht transparenten Proben. Unter Ausnutzung des Kerreffektes wird in dem von der sub- λ großen Apertur beleuchteten Bereich die Magnetisierung gemessen. Der Aufbau eignet sich sowohl für die qualitative als auch für die quantitative Bestimmung von Kerr-Rotationen.

Magnetooptische Messungen werden häufig von topographischen Informationen überlagert. Für die Interpretation der erhaltenen Meßdaten ist daher eine gute Kenntnis der auftretenden Kontrastmechanismen notwendig. Ein großer Teil dieser Arbeit beschäftigt sich daher mit der Analyse von Bilddaten. Damit wird die Grundlage für die Beurteilung von magnetooptischen Messungen mit dem Rasternahfeldmikroskop geschaffen.

2 Theoretische Grundlagen der magnetooptischen Rasternahfeldmikroskopie

2.1 Nahfeldoptik

Die Nahfeldoptik bildet neben der Magnetooptik die Grundlage des magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops. Ein Einblick in die Magnetooptik wird in Abschnitt 2.2 gegeben. Die Nahfeldoptik ermöglicht das Unterschreiten der Auflösungsgrenze für klassische Lichtmikroskope. Dies gelingt mit evaneszenten Wellen, deren Eigenschaften an dieser Stelle erläutert werden. Weiterhin werden Wege gezeigt, wie evaneszenten Wellen durch Umwandlung in propagierendes Licht im Rasternahfeldmikroskop genutzt werden.

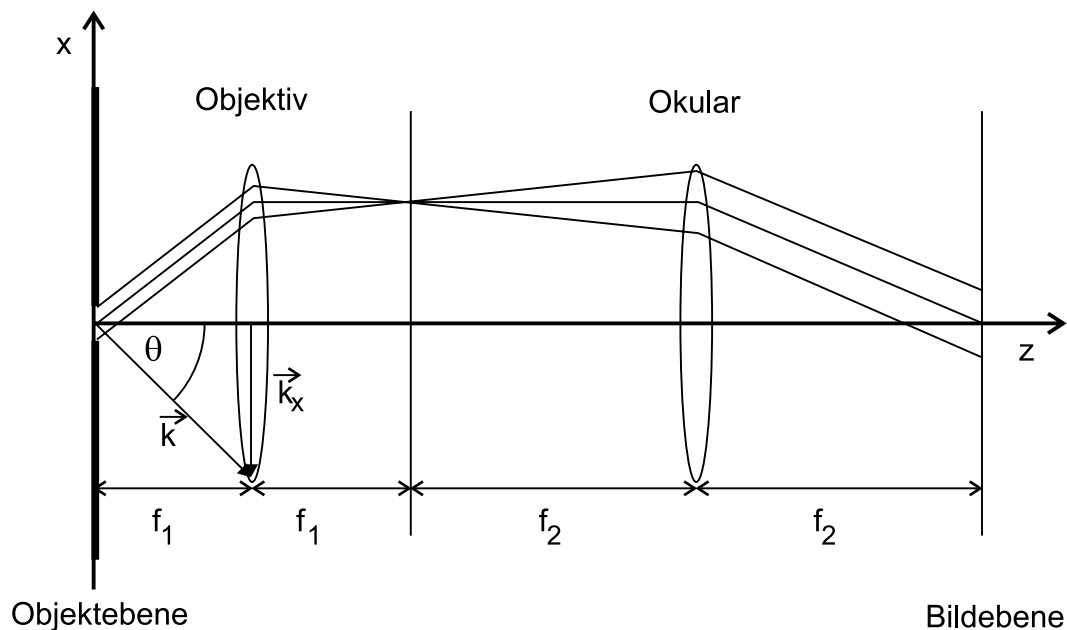


Abbildung 2.1: Aufbau eines einfachen optischen Vergrößerungssystems. Aufgrund der endlichen Größe des Objektivs ergibt sich ein Akzeptanzwinkel von θ .

2.1.1 Grenzen der klassischen Mikroskopie

Der Aufbau eines einfachen Vergrößerungssystems besteht aus einem Objektiv, das bei ideal kohärenter Beleuchtung ein Fraunhofersches Beugungsbild des Objekts erzeugt. Dies entspricht der Fouriertransformierten der Feldstärke. Das Okular unterwirft diese Feldverteilung einer zweiten Fouriertransformation, die als eine Rücktransformation interpretiert werden kann. Im Idealfall wird dadurch eine vergrößerte Feldstärkeverteilung an der Bildebene wiedergegeben. (Abbildung 2.1) [Stöß93].

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens eines klassischen Mikroskops wird eine infinitesimale Lichtquelle in der Objektebene betrachtet. Die Größe, mit der das Mikroskop diese abbildet ist dann ein Maß für das Auflösungsvermögen [Vigo92]. Die Lichtquelle soll aus einem Spalt bestehen, der folgendermaßen definiert ist:

$$f(x) = \delta(x - x_0). \quad (2.1)$$

Das Koordinatensystem wurde so gewählt, daß die z-Achse mit der optischen Achse des Mikroskops zusammenfällt. Die Probenebene wird dann durch x und y aufgespannt. Die Fouriertransformierte $F(k_x)$ stellt das Spektrum der räumlichen Frequenzen dar:

$$F(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x - x_0) e^{ik_x x} dx = e^{ik_x x_0}. \quad (2.2)$$

Die räumlichen Frequenzen entsprechen den Ausbreitungsvektoren der Lichtwellen. Bei Beugung von Lichtwellen werden nur Prozesse betrachtet, bei denen die Energie, also die Kreisfrequenz ω des verwendeten Lichtes, erhalten bleibt. Damit ist auch der Betrag des Wellenvektors $|\vec{k}|$ festgelegt zu:

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c_0^2} n^2 \quad (2.3)$$

ω ist hierbei die Kreisfrequenz des Lichts, c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n der Brechungsindex des Mediums. Der maximal denkbare Wert für k_x ergibt sich somit für $k_y = k_z = 0$.

Abbildung 2.1 macht deutlich, daß dieser aufgrund des begrenzten Akzeptanzwinkels θ nicht erreicht werden kann. Somit erhält man folgenden maximalen Wert für k_x :

$$k_{x\max} = \frac{\omega}{c_0} n \sin(\theta). \quad (2.4)$$

Die Rücktransformation in den Ortsraum unter Verwendung der maximalen räumlichen Frequenz liefert [Vigo92]:

$$f(x) = \int_{-k_{x\max}}^{+k_{x\max}} e^{ik_x x_0} e^{-ik_x x} dk_x = 2 \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c} n \sin \theta (x - x_0)\right)}{(x - x_0)} \quad (2.5)$$

Diese Funktion entspricht dem bekannten Beugungsbild eines Spalts mit einem Hauptmaximum und kleinen Nebenmaxima. Die abgebildete Größe der Lichtquelle ergibt sich aus der Breite des Hauptmaximums zu [Vigo92]

$$\Delta x = \frac{\pi c_0}{\omega n \sin(\theta)} = \frac{\lambda_0}{2n \sin(\theta)}. \quad (2.6)$$

Dieses Ergebnis entspricht im wesentlichen dem Auflösungsvermögen einer optischen Apparatur, bestimmt mit Hilfe des Rayleigh Kriteriums [Berg87]:

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{n \sin(\theta)}. \quad (2.7)$$

Eine Verbesserung des Auflösungsvermögens ist also mit klassischen Mitteln nur durch kleinere Wellenlängen, größere Akzeptanzwinkel, also größere Numerische Apertur oder höhere Brechungsindizes denkbar. Diese Parameter sind allerdings nur im begrenzten Maße optimierbar.

Betrachten wir jetzt das Beugungsbild eines Spalts mit der Breite $2L$. Allgemein ist das elektrische Feld hinter diesem Spalt gegeben durch

$$E_0(x, L) = E C(x, -L, L) \quad \text{mit:} \quad C(x, -L, L) = \begin{cases} 1 & \text{für } -L < x < L \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.8)$$

mit der Fouriertransformierten

$$\hat{E}_0(k_x, L) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(x, L) e^{ik_x x} dx = \int_{-L}^{+L} E e^{ik_x x} dx = E 2L \text{sinc}(Lk_x) \quad (2.9)$$

$$\text{mit: } \text{sinc}(c) = \frac{\sin(c)}{c}. \quad (2.10)$$

Abbildung 2.2 zeigt die Fouriertransformierte, also das Beugungsbild, für verschiedene Spaltbreiten L . Es soll ein ideales klassisches Mikroskop mit einem Grenzwinkel von 90° betrachtet werden. Nach Gleichung (2.4) können daher nur räumliche Frequenzen aus dem nicht schraffierten Bereich mit $|k_x| < \frac{\omega}{c}$ übertragen werden. Mit c wird die Lichtgeschwindigkeit im Medium bezeichnet. Bei Spaltbreiten L größer als das Auflösungsvermögen Δx spielt diese Einschränkung keine Rolle, da alle wesentlichen Teile des Spektrums übertragen werden (Abbildung 2.2a). Bei $L < \Delta x$ können Objekte nicht mehr aufgelöst werden, da zu viele Informationen beim Abbildungsprozeß verloren gehen. Kleine Objekte unterschiedlicher Größe können zudem nicht unterschieden werden, da innerhalb des detektierbaren Bereichs keine wesentlichen Unterschiede im Spektrum auftreten (Abbildung 2.2c) (vgl. durchgezogene und gestrichelte Linie). Als unterste Grenze ergibt sich natürlich eine Spaltbreite von Δx , da hier die Minima des Spektrums mit der Grenze des detektierbaren Bereichs zusammenfallen (Abbildung 2.2b). Dies war gerade das Kriterium für die Bestimmung von Δx in Gleichung (2.6).

Die Lichtanteile mit k_x -Komponente größer als ω/c werden als evaneszente Wellen bezeichnet. Sie liegen im schraffierten Bereich des Spektrums. Wenn es gelingt, die evaneszenten Wellen zu detektieren, so ist eine drastische Verbesserung des Auflösungsvermögens denkbar.

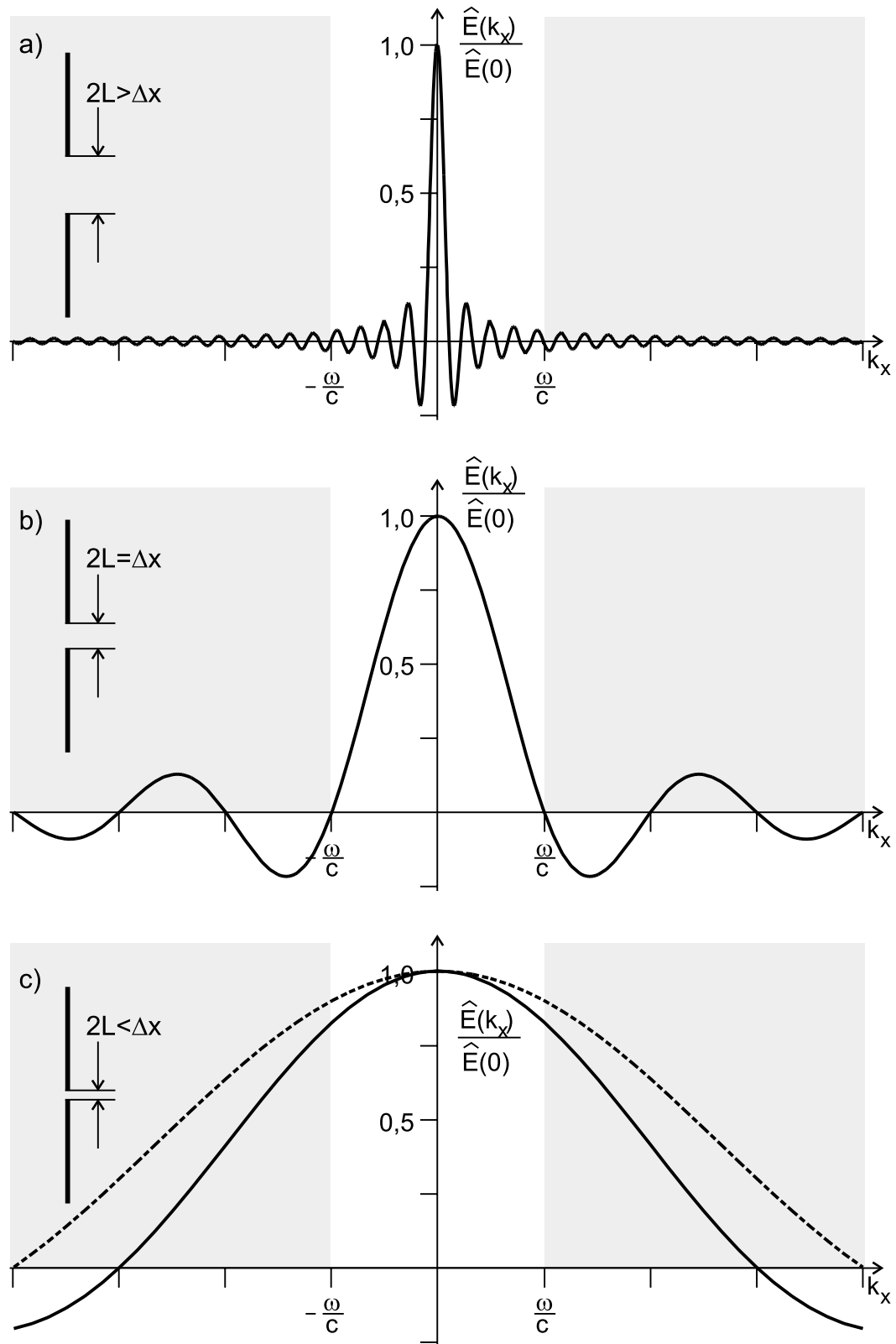


Abbildung 2.2: Fourierspektrum für unterschiedliche Spaltbreiten. Der graue Bereich ist klassischen Mikroskopen nicht zugänglich.

2.1.2 Evaneszente Wellen

Die Forderung $|k_x| > |k|$ lässt sich wegen Gleichung (2.3) nur mit mindestens einer imaginären Komponente des Ausbreitungsvektors $\vec{k}$ erfüllen:

$$|\vec{k}|^2 = k_x^2 + k_y^2 + (ik_z)^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (2.11)$$

Wobei $c = c_0/n$ wieder die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist. Das elektrische Feld der dazugehörigen Lichtwelle ist dann:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 e^{i\omega t} \begin{pmatrix} e^{-ik_x x} \\ e^{-ik_y y} \\ e^{-k_z z} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Die Lichtintensität nimmt also in z-Richtung exponentiell ab, und kann daher in großer Entfernung mit einem klassischen Mikroskop nicht detektiert werden. Ein bekanntes Beispiel für evaneszente Wellen ist die Totalreflexion, wo sich eine Oberflächenwelle ausbreitet, die einen exponentiell abfallenden, nicht propagierenden Anteil senkrecht zur Grenzfläche besitzt.

Das Beugungsspektrum jedes Objekts enthält evaneszente Anteile [Wolf85]. Zur Verbesserung der Auflösung müssen diese Anteile also detektierbar gemacht werden.

2.1.3 Umwandlung evaneszenter Wellen in propagierende Wellen

Ein Beispiel für die Umwandlung evaneszenter Wellen in propagierende wurde bereits von Newton gezeigt. Bei der Totalreflexion kann das Licht ab einem bestimmten Einfallswinkel α das Medium nicht mehr verlassen. Der Betrag des Ausbreitungsvektors auf der Oberfläche k_x ist mit $n \sin(\alpha) \omega / c_0$ größer als ω / c_0 , dem maximalen Wert außerhalb der Oberfläche [Vigo92]. Bringt man ein anderes Medium mit Brechungsindex n in die Nähe der Oberfläche, so wird bei genügend kleinen Abständen evaneszentes Licht in das Medium eingekoppelt und kann dort propagieren. Dieser Effekt wird beim Scanning Tunneling Optical Microscope (STOM) ausgenutzt [Cour89, Redd89, Daws94, Weeb96].

Hier soll ein anderer Weg begangen werden. Wenn ein kleines Objekt aus propagierenden einfallenden Wellen evaneszente Wellen hervorbringt, so sollte es auch evaneszentes in propagierendes Licht umwandeln können [Vigo92].

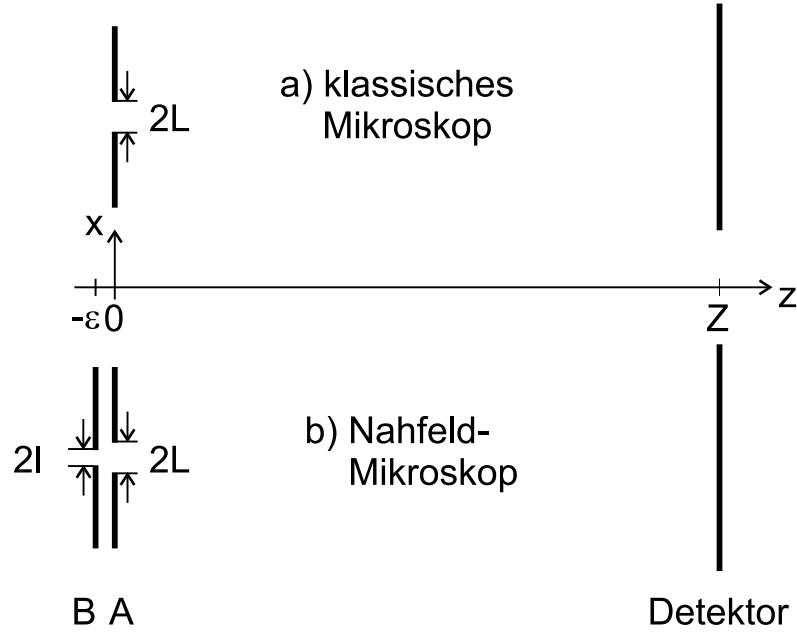


Abbildung 2.3: Prinzip der Umwandlung von evaneszentem Licht in propagierendes. a) klassisches Mikroskop. b) Nahfeldmikroskop.

Es wird bei $z = 0$ ein Spalt A betrachtet, der die Breite $2L$ hat. In großer Entfernung bei $z = Z$ befindet sich ein Detektor (Abbildung 2.3a).

Das elektrische Feld E_{Zklass} am Ort des Detektors wird durch die Rücktransformation von Gleichung (2.9) unter Beachtung der übertragbaren räumlichen Frequenzen beschrieben. Zusätzlich muß ein Phasenfaktor $P(k_x, z)$ eingefügt werden, der die Phasenverschiebung aufgrund der durchlaufenen Strecke Z berücksichtigt:

$$E_{Zklass}(x, z = Z) = \int_{-\omega/c}^{+\omega/c} \hat{E}_0(k_x, L) P(k_x, Z) e^{-ik_x x} dk_x \quad (2.13)$$

$$= \int_{-\omega/c}^{+\omega/c} E_0 2L \text{sinc}(Lk_x) P(k_x, Z) e^{-ik_x x} dk_x \quad (2.14)$$

$$\text{mit: } P(k_x, Z) = e^{-ik_z Z} = e^{-i\sqrt{k^2 - k_x^2} Z}. \quad (2.15)$$

Für evaneszente Wellen mit $k^2 - k_x^2$ imaginär führt der Phasenfaktor zu einer exponentiellen Abnahme des elektrischen Felds.

Betrachtet wird nun eine weitere Blende mit der Breite $2l$ in einem sehr kleinen Abstand $-\epsilon$ vor der ersten Blende (Abbildung 2.3b). Oder anders formuliert:

Das Objekt (Spalt A) wird durch eine Apertur (Spalt B) in unmittelbarer Nähe beleuchtet. Die Lichtdetektion erfolgt im Fernfeldbereich. Dies entspricht dem Aufbau unseres Nahfeldmikroskops (vgl. Kapitel 3).

Das elektrische Feld am Ort $-\epsilon$ hinter der Blende B ist dann gegeben durch:

$$E_{BSNOM}(x, z = -\epsilon) = E_0(x, l) P(k_x, -\epsilon) = EC(x, -l, l) P(k_x, -\epsilon). \quad (2.16)$$

Der Phasenfaktor P berücksichtigt wieder den Gangunterschied aufgrund der Blendenposition bei $z = -\epsilon$. Die Fouriertransformierte hierzu ist

$$\hat{E}_{BSNOM}(k_x, z = -\epsilon) = \hat{E}_0(k_x, l) P(k_x, -\epsilon) = E_2 \text{sinc}(lk_x) P(k_x, -\epsilon). \quad (2.17)$$

An Position $z = 0$ ergibt sich dann hinter der Blende A für das elektrische Feld nach der Rücktransformation und Multiplikation mit der Spaltfunktion $C(x, -L, L)$ und der Phasenfunktion $P(k_x, \epsilon)$:

$$E_{ASNOM}(x, z = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_{BSNOM}(k_x, -\epsilon) P(k_x, \epsilon) e^{-ik_x x} C(x, -L, L) dk_x \quad (2.18)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_0(k_x, l) e^{-ik_x x} C(x, -L, L) dk_x \quad (2.19)$$

Die Integration von $-\infty$ bis $+\infty$ ist hier möglich, da aufgrund des kleinen Abstands ϵ Spalt A sich noch im Nahfeldbereich von Spalt B befindet. Die dazugehörige Fouriertransformierte ist:

$$\hat{E}_{ASNOM}(k_x, z = 0) = \int_{-L}^{+L} \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_0(k'_x, l) e^{-ik'_x x} e^{ik_x x} dk'_x dx \quad (2.20)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_0(k'_x, l) 2L \text{sinc}(L(k_x - k'_x)) dk'_x \quad (2.21)$$

Am Ort des Schirms ($z = Z$) ergibt sich unter Beachtung der übertragbaren räumlichen Frequenzen das elektrische Feld als Rücktransformation zu:

$$E_{ZSNOM}(x, z = Z) = \int_{-\omega/c}^{+\omega/c} \hat{E}_{ASNOM}(k_x, 0) P(k_x, Z) e^{-ik_x x} dk_x \quad (2.22)$$

$$= \int_{-\omega/c}^{+\omega/c} P(k_x, Z) e^{-ik_x x} dk_x \quad (2.23)$$

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_0(k'_x, l) 2L \text{sinc}(L(k_x - k'_x)) dk'_x dk_x \quad (2.24)$$

Das Ziel ist es zu zeigen, daß für räumliche Frequenzen größer ω/c das elektrische Feld E_{ZSNOM} (Gleichung (2.22)) durch die Verwendung einer zweiten kleineren Blende B im Gegensatz zur klassischen Betrachtungsweise ungleich Null ist. Hierzu müssen die Gleichungen

nicht vollständig gelöst werden. Es reicht, wenn die Lösung für eine räumliche Frequenz betrachtet wird [Vigo92]. Diese räumliche Frequenz wird zunächst unabhängig von der Spaltbreite der jeweiligen Eingangsblende beliebig gewählt. Es bietet sich daher an, folgende Funktion zu verwenden:

$$\hat{E}_0(k_x) = \hat{E} \delta(k_x - K) \quad (2.25)$$

Eingesetzt in Gleichung (2.13) erhält man wie erwartet bei klassischer Betrachtungsweise keine Feldanteile für große Werte von K :

$$E_{Zklass}(x, z = Z) = \begin{cases} \hat{E} e^{-iKx} P(K, Z) & \text{für: } K \leq \omega/c \\ 0 & \text{für: } K > \omega/c \end{cases} \quad (2.26)$$

Für den Fall der zusätzlichen Blende ergibt sich für das elektrische Feld E_{ZSNOM} am Ort des Detektors mit Gleichung (2.25):

$$E_{ZSNOM}(x, z = Z) = \int_{-\omega/c}^{+\omega/c} \hat{E} 2L \text{sinc}(L(k_x - K)) P(k_x, Z) e^{-ik_x x} dk_x. \quad (2.27)$$

Dies entspricht im wesentlichen der Abbildung eines Spalts mit Breite L (vgl. Gleichung (2.14)). Allerdings ist das Zentrum von $\text{sinc}(L(k_x - K))$ um K verschoben. Abbildung 2.4 macht deutlich, daß in diesem Fall Bereiche aus dem Spektrum übertragen werden, die im klassischen Fall nicht berücksichtigt werden. Für eine vollständige Bestimmung des Fourierspektrums müssen alle möglichen Werte von K berücksichtigt werden. Dazu muß in Gleichung (2.25) $\hat{E}$ lediglich durch das Fourierspektrum der jeweiligen Eingangsblende ersetzt werden. Im Falle der zusätzlichen Blende ergibt sich

$$\hat{E}_0(k_x) = E 2l \text{sinc}(lk_x) \delta(k_x - K) \quad (2.28)$$

Aus den Überlegungen in diesem Kapitel können zwei wichtige Schlußfolgerungen gezogen werden:

- Es muß ein kleiner Abstand zwischen den Spalten A und B also zwischen Apertur und Probenoberfläche gewählt werden, da die Intensität der evaneszenten Wellen exponentiell abnimmt (Abschnitt 2.1.2).
- Der Aperturdurchmesser $2l$ sollte möglichst klein gewählt werden, da dann $\text{sinc}(l(k_x))$ in Gleichung (2.28) mit Verkleinerung von l immer breiter wird (Abbildung 2.2). Dies führt dazu, daß K größere Werte annimmt wodurch das Fourierspektrum weiter verschoben werden kann und mehr Bereiche aus dem Spektrum übertragen werden, die im klassischen Fall nicht berücksichtigt werden.

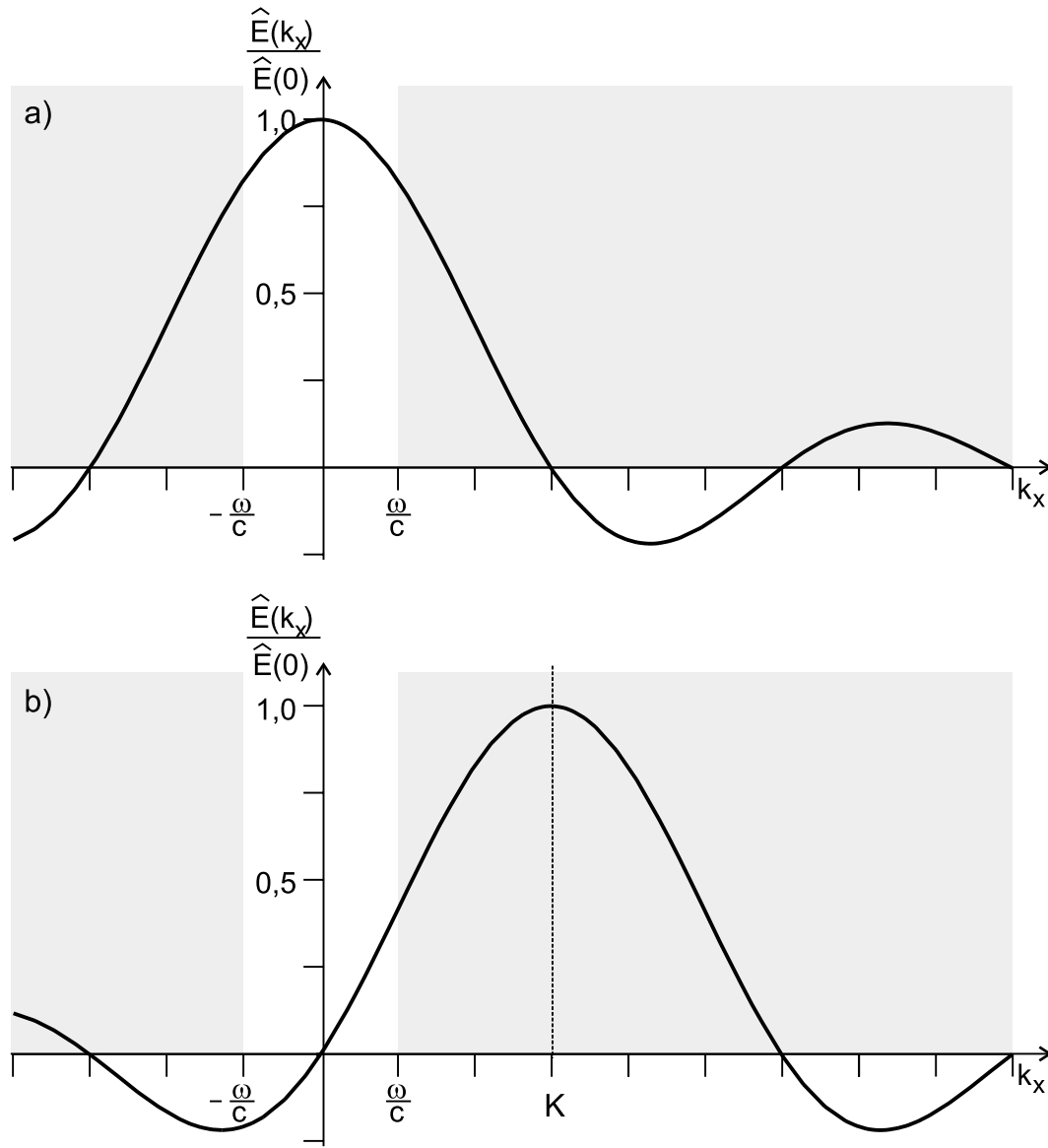


Abbildung 2.4: Verschiebung des Fourierspektrums durch das Einfügen einer weiteren Blende (B in Abbildung 2.3) in den Strahlengang. Hierdurch können evaneszente Lichtanteile den Detektor erreichen.

2.2 Magnetooptik

Im Rahmen dieser Arbeit soll die hohe Ortsauflösung des Rasternahfeldmikroskops benutzt werden, um Aussagen über die Magnetisierung von Proben machen zu können. Hierzu wird ausgenutzt, daß der komplexe Brechungsindex $\tilde{n} = n - ik$ für rechts (RZP) und links (LZP) zirkularpolarisiertes Licht unterschiedlich ist, und vom Magnetfeld abhängt. Der Realteil n

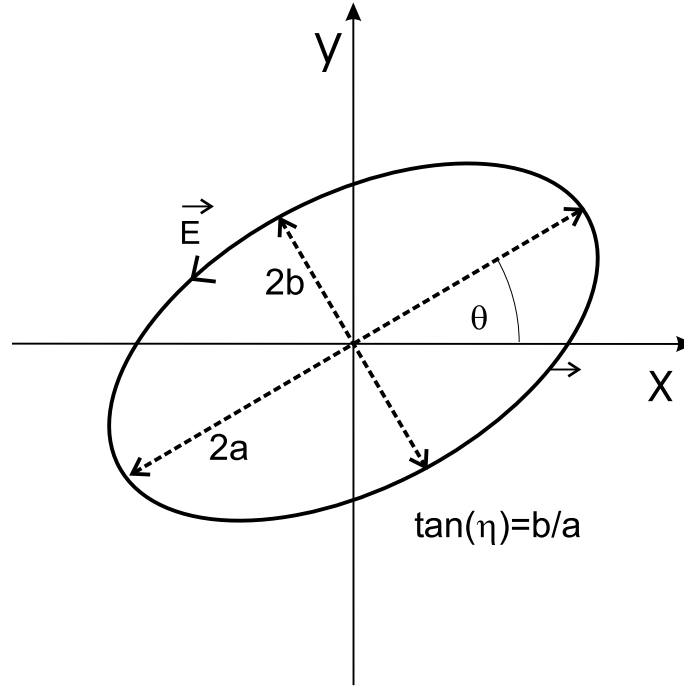


Abbildung 2.5: Darstellungsform von elliptisch polarisiertem Licht.

beschreibt die unterschiedliche Phasengeschwindigkeit, und der Imaginärteil liefert mit dem Absorptionsindex k Informationen über die Intensitätsabnahme der Teilstrahlen in Materie.

Im allgemeinen ist Licht aufgrund dieses zirkularen Dichroismus nach einer Wechselwirkung mit Materie elliptisch polarisiert, und kann durch die Angabe der Elliptizität η und des Rotationswinkels der großen Hauptachse θ beschrieben werden (Abbildung 2.5). Die Elliptizität ergibt sich aus der Länge der beiden Ellipsenachsen a und b zu $\tan \eta = (b/a)$. Die experimentelle Bestimmung des Rotationswinkels θ wird in Kapitel 3 beschrieben. In diesem Abschnitt geht es darum, einen Zusammenhang zwischen dem Rotationswinkel und der Probenmagnetisierung aufzuzeigen.

2.2.1 Lorentz-Modell der Dispersion

Zur Beschreibung von Absorption und Dispersion von zirkular polarisiertem Licht an metallischen Oberflächen hatte H.A. Lorentz bereits 1880 ein einfaches Modell entwickelt. Er nahm an, daß harmonisch gebundene Elektronen von einem äußeren elektrischen Feld periodisch zu einer Oszillation angeregt werden, wobei die Bewegung proportional zur Geschwindigkeit gedämpft wird. Ein äußeres statisches Magnetfeld beeinflusst dann aufgrund der Lorentz-Kraft die Elektronen. Folgende Bewegungsgleichung beschreibt die Bewegung der Elektronen:

$$\ddot{\vec{r}} + \gamma \dot{\vec{r}} + \omega_0^2 \vec{r} = \frac{e}{m} \vec{E}_0 e^{i\omega t} + \omega_c \dot{\vec{r}} \times \hat{e}_z \quad (2.29)$$

γ ist hierbei die Dämpfungskonstante, ω_0 die Resonanzfrequenz des ungestörten harmonischen Oszillators und $\omega_c = eH/mc$ die Zyklotronfrequenz. Das Magnetfeld H soll in Ausbreitungsrichtung des Lichts liegen (z-Richtung). Das elektrische Feld liegt dann in der x,y-Ebene. Aus der Lösung der Bewegungsgleichung kann dann über die Polarisierbarkeit der Dielektrizitätstensor $\tilde{\epsilon}_{\pm}$ bzw. der Leitfähigkeitstensor $\tilde{\sigma}_{\pm}$ in zirkularer Basis bestimmt werden [Fuma92]:

$$\tilde{\epsilon}_{\pm} = 1 - i \frac{4\pi}{\omega} \tilde{\sigma}_{\pm} \quad (2.30)$$

Bei der Transformation der in zirkularer Basis symmetrischen Tensoren $\tilde{\epsilon}_{\pm}$ und $\tilde{\sigma}_{\pm}$ ergeben sich zusätzlich Nichtdiagonalkomponenten. Der Leitfähigkeitstensor nimmt für kubische Kristalle, bei denen ein äußeres Magnetfeld oder eine Magnetisierung entlang der z-Achse existiert, folgende Form an [Frei68]:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\sigma}_{xx} & \tilde{\sigma}_{xy} & 0 \\ -\tilde{\sigma}_{xy} & \tilde{\sigma}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\sigma}_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Für die Verknüpfung der Größen in zirkularer und kartesischer Basis gilt [Fuma92]:

$$\tilde{\sigma}_{\pm} = \tilde{\sigma}_{xx} \mp i \tilde{\sigma}_{xy} \quad (2.32)$$

Aus der Lösung der Wellengleichung in Materie folgt:

$$\tilde{n}^2 = \mu \tilde{\epsilon} \quad (2.33)$$

Für optische Frequenzen kann μ in nahezu allen Substanzen zu 1 angenommen werden [Fuma92]. Demnach gilt mit Gleichung (2.30) und Gleichung (2.32):

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \tilde{\epsilon}_{\pm} = 1 - i \frac{4\pi}{\omega} (\tilde{\sigma}_{xx} \mp i \tilde{\sigma}_{xy}) \quad (2.34)$$

Mit der Näherung $\tilde{n}_+ + \tilde{n}_- = 2\tilde{n}$ ergibt sich für die Differenz der Brechungsindizes für RZP und LZP Licht:

$$\tilde{n}_+^2 - \tilde{n}_-^2 = (\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-) (\tilde{n}_+ + \tilde{n}_-) \cong (\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-) 2\tilde{n} = \frac{8\pi}{\omega} \tilde{\sigma}_{xy} \quad (2.35)$$

$$\tilde{n}_+ - \tilde{n}_- \cong -\frac{4\pi}{\omega \tilde{n}} \tilde{\sigma}_{xy}. \quad (2.36)$$

Aus Symmetriebedingungen kann für den Leitfähigkeitstensor Gleichung (2.31) gezeigt werden, daß die Diagonalelemente nur von geraden Potenzen des Magnetfelds und die Nichtdiagonalelemente nur von ungeraden Potenzen abhängen [Land74]. Bei linearer Näherung sind die Diagonalelemente somit konstant und die Nichtdiagonalelemente linear abhängig vom Magnetfeld.

2.2.2 Kerr-Effekt

Zur Messung der Kerr-Rotation beleuchten wir die Probe mit linear polarisiertem Licht und messen dann den Kerr-Rotationswinkel θ_K des von der Oberfläche reflektierten Lichts. Aus den Fresnel Formeln folgt für den komplexen Reflexionskoeffizienten $\tilde{\rho}$ im Grenzfall senkrechten Einfalls ohne Magnetfeld [Fuma92]:

$$\tilde{\rho}_s = \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \quad (2.37)$$

$$\tilde{\rho}_p = -\frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1}$$

Hier wird unterschieden zwischen zwei linear polarisierten Teilstrahlen mit Polarisationsrichtung parallel p und senkrecht s zur Einfallsebene. Die Ergebnisse unterscheiden sich lediglich durch unterschiedliche Vorzeichen. Die Magnetfeldabhängigkeit der Brechungsindizes n_+ und n_- in zirkularer Basis wurde bereits in Abschnitt 2.2.1 gezeigt. Daher betrachten wir im folgenden einen p polarisiertes Meßstrahl, der aus einem RZP und einem LZP Teilstrahl gleicher Amplitude zusammen gesetzt ist. (Analog können die Überlegungen auch für s polarisiertes Licht durchgeführt werden.) In zirkularer Basis ergibt sich daher für den komplexen Reflexionskoeffizienten

$$\tilde{\rho}_{\pm} = \frac{\tilde{n}_{\pm} - 1}{\tilde{n}_{\pm} + 1} \quad (2.38)$$

. Oder in polarer Darstellung

$$\tilde{\rho}_{\pm} = |\tilde{\rho}_{\pm}| e^{i\delta_{\pm}} \quad (2.39)$$

. Die Reflexion der beiden Teilstrahlen führt demnach zu einer Amplitudenänderung, die eine Elliptizität η hervorruft und zu einer Phasendifferenz, die eine Rotation θ_K der großen Hauptachse bewirkt [Fuma92]:

$$\theta_K = -\frac{1}{2} (\delta_+ - \delta_-) \quad (2.40)$$

$$\eta_K = -\frac{|\rho_+| - |\rho_-|}{|\rho_+| + |\rho_-|} \quad (2.41)$$

θ_K und η_K können durch die Definition einer komplexen Kerr-Rotation $\tilde{\theta}_K$ zusammengefasst werden und ergeben unter der Voraussetzung kleiner Phasen- und Amplitudenänderungen [Fuma92]:

$$\tilde{\theta}_K = \theta_K - i\eta_K \cong i \frac{\tilde{\rho}_+ - \tilde{\rho}_-}{\tilde{\rho}_+ + \tilde{\rho}_-} \quad (2.42)$$

Einsetzen von Gleichung (2.38) liefert:

$$\tilde{\theta}_K = i \frac{\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-}{\tilde{n}_+ \tilde{n}_- - 1} \quad (2.43)$$

Mit der Näherung $\tilde{n}_+ \tilde{n}_- \cong \tilde{n}^2$ und Gleichung (2.36) ergibt sich:

$$\tilde{\theta}_K = \frac{\tilde{\sigma}_{xy}}{\tilde{n} \tilde{\sigma}_{xx}} \quad (2.44)$$

Aufgrund der Überlegungen aus Abschnitt 2.2.1 ist dieser Ausdruck für isotrope Medien in der Regel proportional zur Magnetisierung der Probe. Die Messung der Kerr-Rotation ist also ein direktes Maß für die Magnetisierung.

2.2.3 Faraday-Effekt

Wird das durch die Probe transmittierte linear polarisierte Licht ausgewertet, so ist die gemessene Polarisationsveränderung auf den Faraday-Effekt zurückzuführen. Zunächst kann analog zur Beschreibung des Kerr-Effekt (Abschnitt 2.2.2) das linear polarisierte einfallende Licht aus zirkular polarisiertem Licht zusammengesetzt werden. Im Grenzfall des senkrechten Eintritts ergibt sich aus den Fresnel Formeln ein komplexer Transmissionskoeffizient $\tilde{\tau}_p m$ von

$$\tilde{\tau}_\pm = 1 + \tilde{\rho}_\pm = \frac{2\tilde{n}_\pm}{\tilde{n}_\pm + 1} \quad (2.45)$$

Aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes ergibt sich eine Phasenverschiebung und eine Amplitudenänderung der beiden zirkular polarisierten Teilstrahlen. Hieraus resultiert neben einer Polarisationsdrehung eine Eliptizität.

Dieser Effekt kann aber bei hinreichend großer Schichtdicke vernachlässigt werden. Die Polarisationseffekte, die beim Durchtritt der Strahlung durch die Probe aufgrund der unterschiedlichen Brechungsindizes auftreten, spielen im allgemeinen eine größere Rolle.

Es wird wieder RZP und LZP Licht mit gleicher Amplitude und den dazugehörigen Brechungsindizes n_+ und n_- betrachtet. Dies entspricht linear polarisiertem Licht. Das Licht soll sich in z-Richtung ausbreiten mit einem in der x,y-Ebene schwingenden elektrischen Feld $\vec{E}$. Im Inneren des Mediums erhält man:

$$\vec{E} = \vec{E}_{RZP} + \vec{E}_{LZP} = \frac{1}{2} E_0 \left[\begin{pmatrix} 1 \\ i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c} n_+ z)} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c} n_- z)} \right] \quad (2.46)$$

Durch entsprechende Rechnung kann Gleichung (2.46) auch in folgender Form geschrieben werden [Fuma92]:

$$\vec{E} = E_0 \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{\tilde{\delta}}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\tilde{\delta}}{2}\right) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c} \tilde{n} z)} \quad (2.47)$$

mit:

$$\bar{n} = \frac{1}{2} (\tilde{n}_+ + \tilde{n}_-) \quad (2.48)$$

$$\tilde{\delta} = \frac{\omega}{c} (\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-) z \equiv \delta_1 + i\delta_2 \quad (2.49)$$

Physikalisch relevant ist nur der Realteil des $\vec{E}$ -Felds. Nach endlichen Rechenschritten erhält man:

$$Re\{\vec{E}\} = E_0 [\cosh(\delta_2/2) \begin{pmatrix} \cos(\delta_1/2) \\ \sin(\delta_1/2) \\ 0 \end{pmatrix} \cos\left(\omega t - \frac{\omega}{c} \bar{n} z\right) \quad (2.50)$$

$$+ \sinh(\delta_2/2) \begin{pmatrix} \sin(\delta_1/2) \\ -\cos(\delta_1/2) \\ 0 \end{pmatrix} \sin\left(\omega t - \frac{\omega}{c} \bar{n} z\right)] \quad (2.51)$$

Hier wird elliptisch polarisiertes Licht beschrieben, das zu folgenden Ausdrücken für die Rotation der großen Hauptachse θ_F und der Elliptizität η_F führt:

$$\theta_F = \delta_1/2 = \frac{\omega}{2c} (n_+ - n_-) z \quad (2.52)$$

$$\tan(\eta_F) = \tanh(\delta_2/2) = \frac{\omega}{2c} (k_- - k_+) z \quad (2.53)$$

Für kleine Elliptizitäten gilt:

$$\eta_F \cong \frac{\omega}{2c} (k_- - k_+) z \quad (2.54)$$

Bei rein realem Brechungsindex ergibt sich also wieder linear polarisiertes Licht. Erst der Imaginärteil führt zu einer Elliptizität. Sowohl die Faradaydrehung als auch die Elliptizität ist abhängig von der durchlaufenen Strecke $z = d$ im Medium.

Beide Effekte können durch die Definition eines komplexen Faradaywinkels zusammengefasst werden:

$$\tilde{\theta}_F = \theta_F - i\eta_F = \frac{\omega}{2c} (\tilde{n}_+ - \tilde{n}_-) z \quad (2.55)$$

Und mit Gleichung (2.36):

$$\tilde{\theta}_F \cong -\frac{2\pi\tilde{\sigma}_{xy}}{c\tilde{n}} \quad (2.56)$$

Nach den Überlegungen aus Abschnitt 2.2.1 ist auch hier wie beim Kerr-Effekt die Polarisationsänderung proportional zur Probenmagnetisierung.

3 Experimentelle Grundlagen

Das Rasternahfeldmikroskop beleuchtet mit einer Apertur, die deutlich kleiner als die Wellenlänge λ des verwendeten Lichts ist, einen extrem kleinen Bereich einer Probenoberfläche. Je nach Art der Probe und des experimentellen Aufbaus wird das von der Probe reflektierte oder transmittierte Licht detektiert und charakterisiert. Die Größe des beleuchteten Bereichs und damit das Auflösungsvermögen wird durch den Durchmesser und die Qualität der verwendeten Apertur bestimmt. Das Abbesche Beugungslimit wird hier umgangen (Abschnitt 2.1.3). Andere hochauflösende Methoden wie etwa die Elektronenmikroskopie bewegen sich im Rahmen der klassischen Optik und verwenden kleinere Wellenlängen λ .

Sub- λ große Lichtquellen emittieren im Idealfall Nahfeldlicht, dessen Intensität exponentiell mit dem Abstand zur Probenoberfläche abnimmt (Abschnitt 2.1.2). Daher wird die Nahfeldsonde in einen Abstand von ca. zehn Nanometern zur Oberfläche gebracht und auf diesem Abstand gehalten. Das Ausgangssignal der hierzu nötigen Regelelektronik liefert vergleichbar mit dem „Konstant – Strommodus“ eines Rastertunnelmikroskops topographische Informationen der Oberfläche. Da nur ein kleiner Bereich der Probenoberfläche beleuchtet wird, muß die Oberfläche Punkt für Punkt abgerastert und die aufgenommenen Meßdaten später mit Hilfe eines Computers zu einem kompletten Bild zusammengesetzt werden. Neben lokalen Unterschieden im Transmissions- und Reflexionsvermögen der Probe kann auch die Magnetisierung der Probe mit hoher Ortsauflösung qualitativ und quantitativ bestimmt werden. Hierzu wird die Polarisationsdrehung des von der Probe reflektierten bzw. transmittierten Lichts gemessen. In diesem Kapitel werden die wichtigsten Komponenten des magnetooptischen Rasternahfeldmikroskops beschrieben. Zentrale Themen sind hierbei die Nahfeldsonden und der Abstandsregelmechanismus, gefolgt vom Rasterkopf und dem optischen Aufbau.

3.1 Nahfeldsonden

Als Nahfeldsonden werden mikrostrukturierte Aluminium-Pyramiden [Oest98] und thermisch gezogene Glasfaserspitzen, deren Apertur durch eine seitliche Metallbedampfung definiert wird, verwendet. Die Nahfeldsonden sind das Herzstück des Rasternahfeldmikroskops. Sie entscheiden über das topographische, optische und magnetooptische Auflösungsvermögen der gesamten Apparatur. Es handelt sich hierbei aber auch um ihren empfindlichsten Teil, zu dessen Herstellung eine Vielzahl von Prozeßschritten notwendig ist. Jeder einzelne Schritt birgt das Risiko einer Zerstörung der Sonde und muß daher mit hoher feinmechanischer Präzision und experimentellem Geschick ausgeführt werden. Ein weiteres Problem ist die mangelnde Reproduzierbarkeit und die fehlende Möglichkeit einer direkten Qualitätskontrolle. Häufig

zeigt sich erst nach dem Einbau in das Rasternahfeldmikroskop trotz vorheriger Kontrolle im Rasterelektronenmikroskop, inwieweit die optischen Eigenschaften der Sonde den gestellten Anforderungen entsprechen. Dies macht die Präparation von Nahfeldsonden zu einer zeitaufwendigen Aufgabe.

3.1.1 Ideale Nahfeldsonden

Im folgenden werden allgemeine Forderungen an Nahfeldsonden beschrieben. Gleichzeitig wird darauf eingegangen, welche Eigenschaften der hier verwendeten thermisch gezogenen Glasfasern und mikrostrukturierten Spitzen bereits den Anforderungen entsprechen oder wie sie optimiert werden können.

- hohe optische Ortsauflösung:

Zunächst bestimmt der Durchmesser der Apertur einer Nahfeldsonde die Größe des auf der Probenoberfläche beleuchteten Bereichs und damit das optische Auflösungsvermögen. Durchmesser von einem Bruchteil der verwendeten Lichtwellenlänge werden daher benötigt. Herkömmliche Sonden bestehen aus konisch zulaufenden Glasfasern, die mit einer Metallschicht ummantelt werden, so daß im vordersten Teil eine Lichtaustrittsöffnung mit 50–200 nm Durchmesser entsteht. Neben diesen wurden auch hohle Metallpyramiden mit einer Lichtaustrittsöffnung in Form eines Lochs an der Spitze verwendet Abschnitt 3.1.4.

- hohe topographische Ortsauflösung:

Der Gesamtdurchmesser des vordersten Teils der Spitze und die Form der Sonde entscheiden über das topographische Auflösungsvermögen. Spitze, schlanke Sonden sind für Messungen an Proben mit ausgeprägter Topographie unumgänglich. Ein kleiner Gesamtdurchmesser verlangt eine dünne Beschichtung der Sonde und damit die Verwendung eines Beschichtungsmaterials mit möglichst kleiner Eindringtiefe für Licht der verwendeten Wellenlänge.

- von der Topographie unbeeinflusste Messung der optischen Eigenschaften einer Probe:

Die Spitze muß dem Abstandsregelmechanismus ermöglichen, die Lichtaustrittsöffnung auf einem konstanten Abstand zur Probenoberfläche zu halten. Hierzu muß die Lichtaustrittsöffnung der vorderste Teil der Spitze sein, damit optische und für die Abstandsregelung nötige Scherkraftwechselwirkung am selben Ort stattfinden. Die Beschichtung muß daher glatt mit der Lichtaustrittsöffnung abschließen oder minimal zurückstehen. Diese Forderung kann durch Nachbearbeiten der Spitze mit einem fokussierten Ionenstrahl (focused ion beam, FIB) erfüllt werden [Laco98,Laco97,Mura97,Veer98].

- hohe magnetooptische Auflösung:

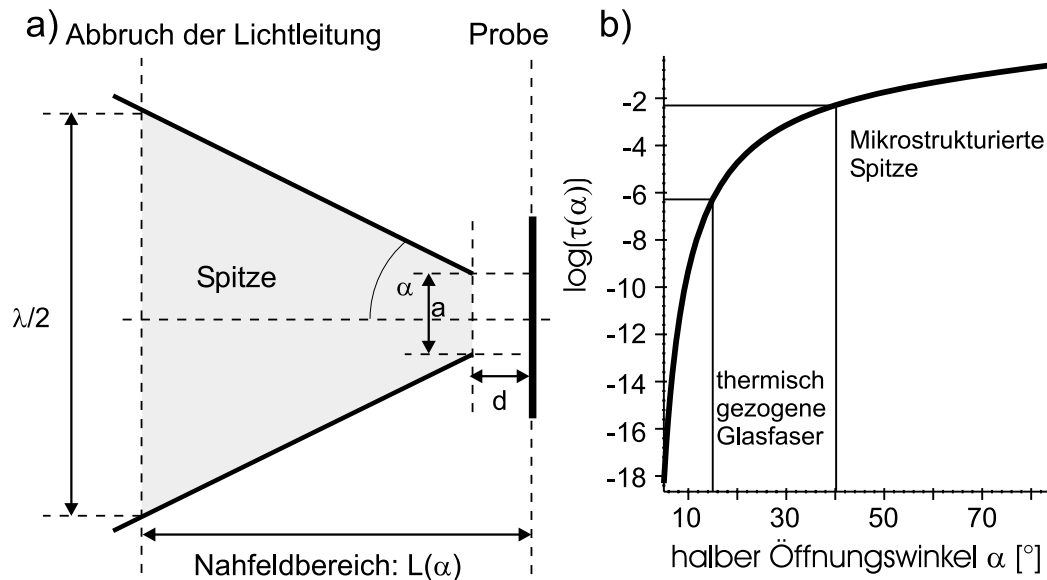


Abbildung 3.1: a) Skizze zur Bestimmung des Transmissionskoeffizienten τ . b) logarithmische Darstellung des Transmissionskoeffizienten $\tau(\alpha)$. Spitzendurchmesser bei Abbruch der Lichtleitung: $\lambda/2$, Ausdehnung des Gebiets evaneszenter Wellen: $L(\alpha)$, Extinktionslänge im evaneszenten Gebiet: $k=20$ nm, halber Spitzenwinkel: $\alpha=15^\circ$ thermisch gezogen, $\alpha=35^\circ$ mikrostrukturiert, Spitze–Probe–Abstand: $d=20$ nm, Aperturdurchmesser: $a=100$ nm [Kien99].

Da hier minimale Polarisationsdrehungen des Lichts gemessen werden sollen, darf weder die Spitze noch die zur Lichtleitung verwendete Glasfaser die Polarisationsrichtung des Lichts beeinflussen. Eine kreisrunde Apertur und möglichst der Verzicht auf eine Glasfaser, die aufgrund von mechanischen Spannungen oder Temperaturschwankungen die Polarisationsrichtung beeinflusst, sind Forderungen an eine ideale magnetooptische Nahfeldsonde. Die viereckige Form der verwendeten Mikrospitzen verändert die Polarisationsrichtung des austretenden Lichts [Oest98]. Kreisrunde, mit fokussierten Ionenstrahlen bearbeitete Aperturen sind hier von Vorteil [Ecke98].

- hohe Lichttransmission der Nahfeldsonde:

Neben einem guten Signal–zu–Rausch–Verhältnis ermöglicht eine möglichst hohe Lichttransmission der Nahfeldsonde auch alternative Detektionsverfahren, wie die interne Reflexion (Abschnitt 3.4.4). Dabei wird das Licht ausgewertet, das nach dem Probenkontakt wieder in die Sonde zurückreflektiert wird. Für die Manipulation von Proben, wie etwa beim thermischen Schreiben von magnetischen Domänen ist eine hohe Transmissionsfähigkeit ebenfalls von Bedeutung. Zu diesem Zweck muß die Strecke, die das Licht aufgrund der räumlichen Abmessungen nicht mehr als propagierende Welle durchläuft, minimiert werden. Lichtleitung ist ab einem Spitzendurchmesser von $\lambda/2$ nicht mehr möglich [Novo95].

Ein großer Öffnungswinkel verkürzt den Bereich, in dem der Durchmesser der Spitze ($< \lambda/2$) klassische Propagation von Licht verbietet. Die Lichtintensität des hier auftretenden evaneszenten Lichts nimmt in erster Näherung exponentiell mit einer Extinktionslänge von $k = 20 \text{ nm}$ ab [Ober95]. Aus Abbildung 3.1a ergibt sich für den Transmissionskoeffizienten τ in Abhängigkeit vom halben Öffnungswinkel der Spitze [Kien99]:

$$\tau(\alpha) = e^{-L(\alpha)/k} \quad (3.1)$$

mit der Ausdehnung des Gebiets evaneszenter Wellen:

$$L(\alpha) = \frac{\lambda/4 - a/2}{\tan(\alpha)} + d \quad (3.2)$$

Abbildung 3.1b zeigt das dazugehörige Diagramm. Der Transmissionskoeffizient für mikrostrukturierte Spitzen ist nach dieser Berechnung etwa um den Faktor zehntausend größer als bei thermisch gezogenen und beschichteten Glasfasern. Hier ist der Vorteil von mikrostrukturierten Spitzen gegenüber thermisch gezogenen Spitzen erkennbar. Bei der Berechnung handelt es sich allerdings um eine grobe Näherung, da hier eine Abnahme der Intensität durch die Verkleinerung des Spitzenradius nicht berücksichtigt wird.

Wird diese nicht vernachlässigt, ergibt sich eine stärkere Intensitätsabnahme [Novo95]. Außerdem sind Einflüsse der Beschichtung nicht berücksichtigt. Trotz der vereinfachten Betrachtungsweise ist die Bedeutung des Öffnungswinkels für die Transmissionsfähigkeit jedoch offensichtlich.

- reproduzierbare Herstellung der Spitze mit hoher Präzision:

Die thermisch gezogenen und anschließend beschichteten Glasfaserspitzen sind nicht reproduzierbar mit der gewünschten Präzision herstellbar. Eine Nachbearbeitung mittels FIB kann hier hilfreich sein [Laco98,Laco97,Mura97,Veer98]. Mikrostrukturierte Nahfeldsonden [Oest98] scheinen in ihren Eigenschaften weniger zu streuen.

- einfache Integrierbarkeit in das Rasternahfeldmikroskop:

Eine aufwendig hergestellte Nahfeldsonde sollte direkt im Rasternahfeldmikroskop verwendbar sein. Jeder zusätzliche Bearbeitungsschritt, wie etwa die Integration in ein Schwingungsdetektionssystem für die Scherkraftabstandsregelung oder die Befestigung an eine Glasfaser zur Lichteinkopplung in mikrostrukturierte Spitzen, birgt ein hohes Zerstörungsrisiko und ist außerdem sehr zeitintensiv (Abschnitt 3.1.4). Es wäre wünschenswert, wenn in Zukunft Spitzen mit integrierten Schwingungsdetektionssystemen zur Abstandsregelung [Yama98] verwendet werden könnten. Außerdem würde ein freier Laserstrahl zur Lichteinkopplung die Glasfaser und die damit verbundenen Probleme beseitigen. Hierzu muß allerdings das Design des verwendeten Rasterkopfes vollständig überarbeitet werden.

- hohe mechanische Stabilität:

Leichte Kollisionen mit der Probenoberfläche sollen nicht zur sofortigen Zerstörung der Spitze führen. Stabilität und gute Hafteigenschaften des Beschichtungsmaterials sind neben einer verspannungsfreien Herstellung der Spitzen nötig.

3.1.2 Thermisch gezogene Glasfaserspitzen

Zur Herstellung von thermisch gezogenen Glasfaserspitzen wurde ein kommerzielles Pipettenziehgerät verwendet [Sutt1]. Hier wird mit einem Kohlendioxid – Laser eine mechanisch vorgespannte Glasfaser in einem definierten Bereich erhitzt. Die Spannung führt zu einer Dehnung der Faser, deren Geschwindigkeit gemessen wird. Beim Erreichen einer einstellbaren Dehnungsgeschwindigkeit wird die Faser mit Elektromagneten auseinandergezogen. Hierbei entstehen zwei nahezu identische Glasfaserspitzen. Durch leichte Modifikationen des ursprünglichen Strahlengangs des Geräts, die die Größe des vom Heizlaser beleuchteten Bereichs reduzieren [Egge99], sind Öffnungswinkel von maximal 30° erzielbar. Spitzenradien von 100 nm wurden erreicht. Abbildung 3.2 zeigt ein Beispiel einer auf diese Weise hergestellten Spitze.

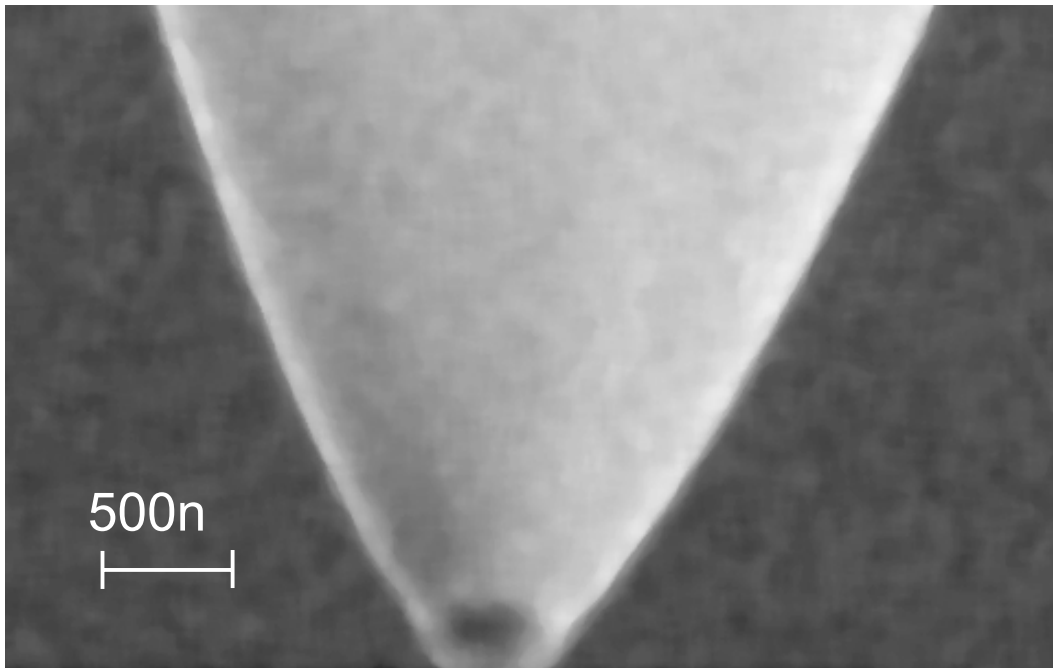


Abbildung 3.2: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer thermisch gezogenen Glasfaserspitze.

Die Nachteile dieses Verfahrens liegen in den zu kleinen Öffnungswinkeln und damit zu geringen Transmissionskoeffizienten (Abschnitt 3.1.1). Die Reproduzierbarkeit der Spitzen ist

ebenfalls nicht zufriedenstellend. Weitere Probleme ergeben sich aus den bei diesem Verfahren auftretenden Verspannungen, wodurch in den meisten Fällen beim leichtesten Probenkontakt Teile der Spitze abbrechen. Beim Aufschmelzen der Faser wird außerdem die optische Struktur der Glasfaser zerstört, wodurch die lichtleitenden Eigenschaften und die Erhaltung der Polarisationsrichtung beeinträchtigt werden.

3.1.3 Beschichtung der Spitzen

Die lichtleitenden Eigenschaften der Glasfaser sind im Bereich der Spitze durch die Verengung des Durchmessers nicht mehr vollständig erhalten. Bei thermisch gezogenen Spitzen wird beim Aufschmelzen der Glasfaser durch eine Vermischung der Zonen mit unterschiedlichem Brechungsindex im flüssigen Zustand zusätzlich die Lichtleitung beeinflusst. Dies führt zum Austritt des Lichts an den Seitenflanken der Spitze. Simulationen haben gezeigt, daß unbeschichtete Glasfasersonden direkt unterhalb der Spitze sogar ein Intensitätsminimum besitzen [Novo93]. Hochauflösende Rasternahfeldmikroskopie ist mit diesen Spitzen nicht möglich, da die Probenoberfläche auf einem viel zu großen Bereich beleuchtet wird. Durch eine geeignete seitliche Ummantelung mit einem lichtundurchlässigen Material kann eine Apertur geformt und der Lichtaustrittsbereich auf den vordersten Teil der Spitze begrenzt werden. Bei dem hier verwendeten Beschichtungsverfahren werden die Glasfaserspitzen rotierend in einem schräg von hinten auftreffenden Atomstrahl aus einer Sputterquelle [Pfei1] gebracht (Abbildung 3.3). Hierbei bildet sich ein Mantel um die Glasfaser, der am vordersten Teil der Spitze ein Loch frei läßt. Durch diese Apertur kann Nahfeldlicht emittiert werden [Egge99, Münn98].

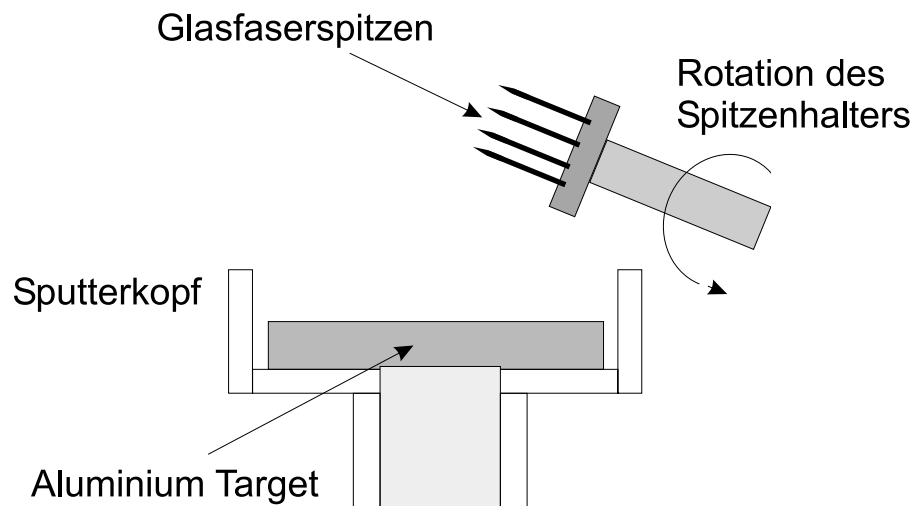


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Sputtervorganges.

Die räumliche Verteilung der Nahfeldlichtintensität wird nicht nur vom Durchmesser, sondern auch durch die Form der Apertur und durch die Art und Dicke der Beschichtung be-

stimmt. Simulationen der Intensitätsverteilung [Novo93] im Abstand von einem Nanometer vom Spitzenende zeigen, daß beschichtete Glasfasersonden mit offener Apertur bei der Verwendung von polarisiertem Licht zwei Intensitätsmaxima ausbilden, deren lateraler Abstand vom Aperturdurchmesser abhängt. Spitzen, die zusätzlich eine 3-10 nm dicke Schicht auf der Apertur besitzen, zeigen nach dieser Simulation nur ein zentrales Intensitätsmaximum im Nahfeldbereich unter der Apertur. Allerdings wirkt sich eine vollständige Bedampfung negativ auf die transmittierte Lichtintensität aus. Die in Abschnitt 3.1.1 aufgestellten Forderung an ideale Nahfeldsonden stellt folgende Anforderungen an das verwendete Beschichtungsmaterial:

- geringe Extinktionslänge des Lichts
- Ausbildung einer homogenen geschlossenen Schicht
- gute Haftung an der Glasoberfläche
- hohe thermische Stabilität

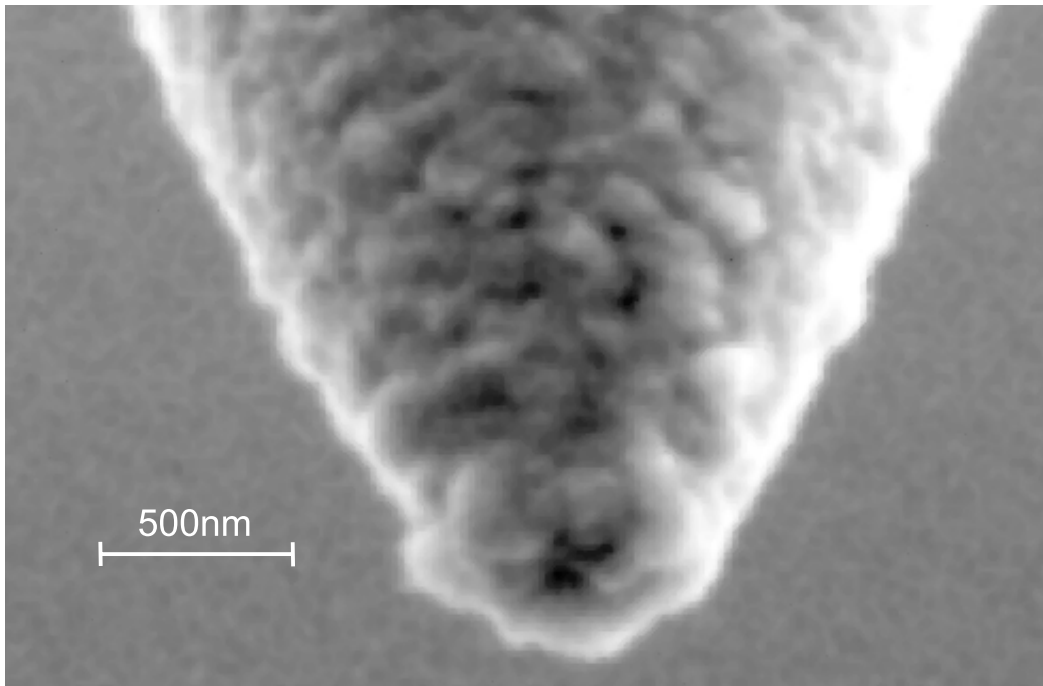


Abbildung 3.4: Apex einer mit Aluminium bedampften thermisch gezogenen Glasfaserspitze.

Aluminium bietet sich aufgrund der mit $k_{Al} = 6,2 \text{ nm}$ [CRC97] relativ geringen Extinktionslänge zunächst als Beschichtungsmaterial an. Wie sich gezeigt hat, wächst Aluminium allerdings in vielen Fällen körnig auf (Abbildung 3.4). Um eine minimale Schichtdicke zu gewährleisten, muß dann wesentlich mehr Material aufgebracht werden als bei glatt aufwachsendem Material. Eine größere Extinktionslänge des Metalls kann hingenommen werden, wenn die Schicht

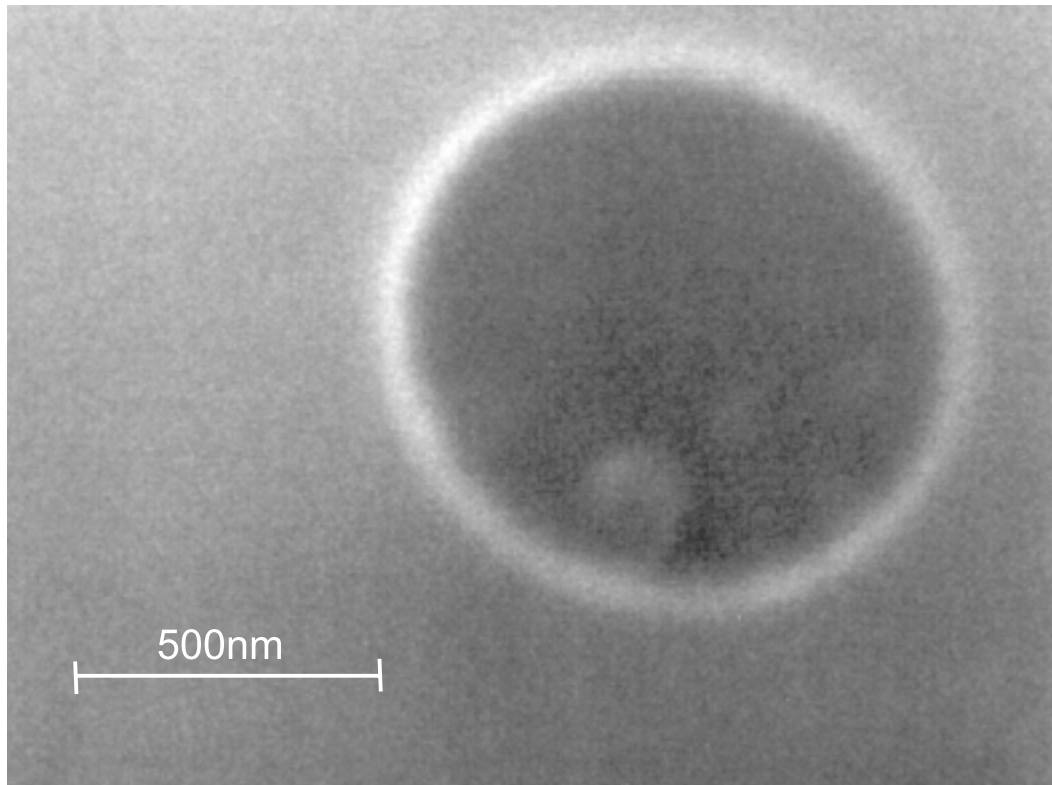


Abbildung 3.5: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Apertur einer mit Chrom bedampften thermisch gezogenen Glasfaserspitze. Ansicht: frontal auf die Apertur. Die Schicht ist im Vergleich zu Abbildung 3.4 wesentlich glatter aufgewachsen.

homogen wächst. Chrom bietet sich daher als Alternative an. Wie Abbildung 3.5 zeigt, sind die Schichten wesentlich glatter. Außerdem sind die Hafteigenschaften von Chrom auf Glas sehr gut. Die Extinktionswellenlänge ist mit $k_{Cr} = 8,7 \text{ nm}$ [CRC97] allerdings 40% größer als bei Aluminium. Versuche anderer Gruppen haben gezeigt, daß eine dünne Pufferschicht aus Chrom unter einer Aluminiumschicht die Vorteile beider Materialien vereinigen kann [Ecke98a]. Strenggenommen kann eine endliche Beschichtung niemals das Licht vollständig abschatten. Die Intensität nimmt lediglich nach dem Durchlaufen einer Extinktionslänge um den Faktor $1/e$ ab. Es ist daher sinnvoll, einen Wert festzulegen, um den die durch den Mantel durchtretende Lichtintensität kleiner sein soll als das durch die Apertur austretende Nahfeldlicht. Da die Lichtintensität in der Glasfaserspitze abnimmt ($k = 20 \text{ nm}$), kann die Schichtdicke bis zum vordersten Teil der Spitze kontinuierlich reduziert werden. Abbildung 3.6a) zeigt schematisch eine keilförmige Bedampfung, bei der die Lichtintensität an jedem Punkt auf dem Mantel um den gleichen Faktor kleiner ist als an der Apertur. An den gestrichelt eingezeichneten Konturlinien ist die Intensität innerhalb des jeweiligen Materials konstant. Die Intensitätsunterschiede zwischen den einzelnen Konturlinien betragen $1/e$.

In Abbildung 3.6b) (bzw. c) wurde die Schichtdicke so berechnet, daß an jedem Punkt die

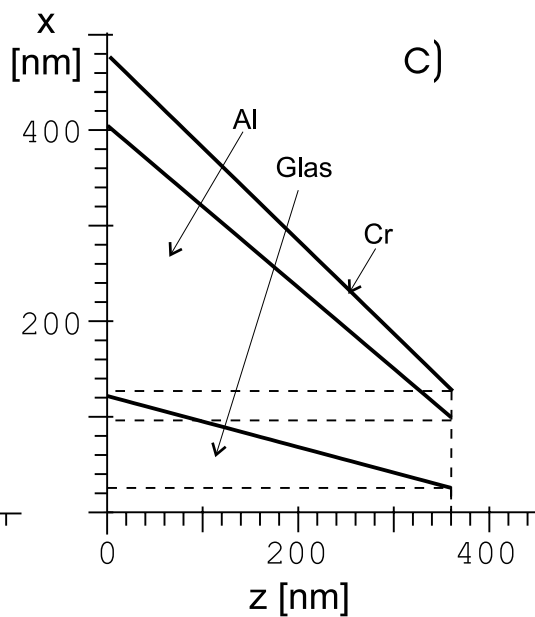
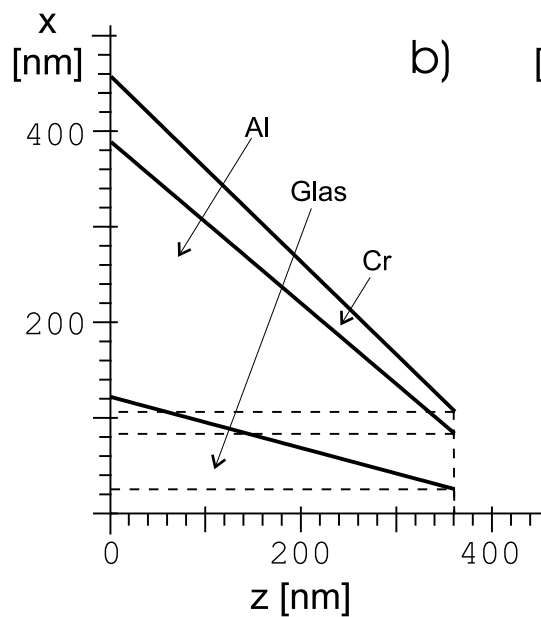
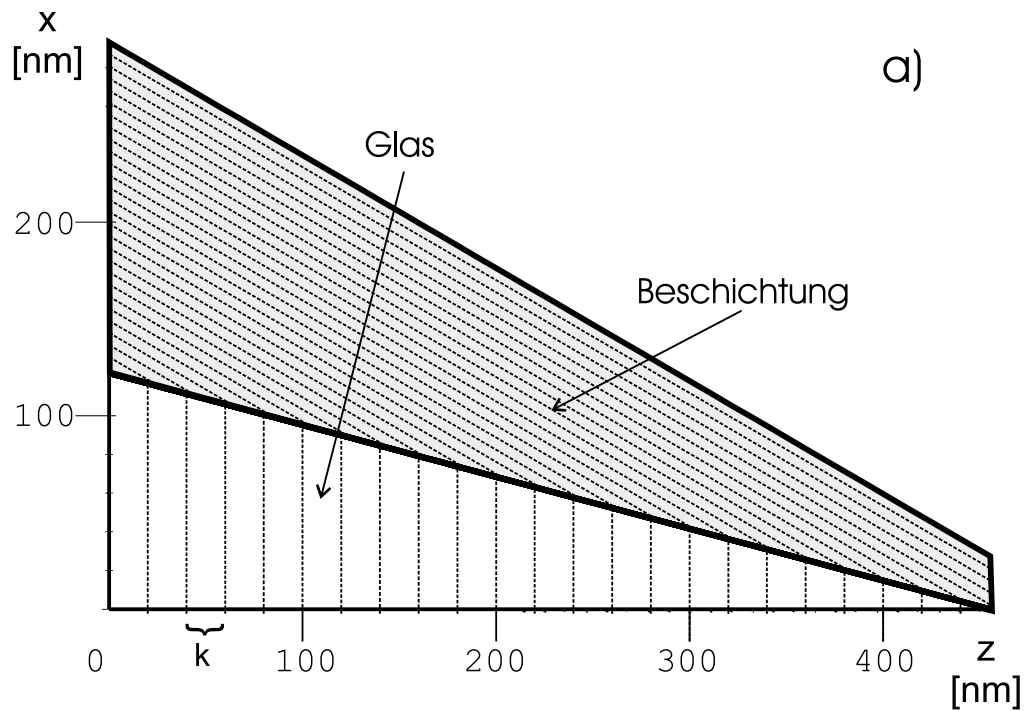


Abbildung 3.6: Schnitt durch eine mit Aluminium oder Chrom bedampfte Glasfaserspitze a) Prinzip der Schichtdickenberechnung. Gestrichelte Konturlinien zeigen Bereiche mit konstanter Intensität (Faktor $1/e$ zwischen aufeinanderfolgenden Linien). b) Intensität an der Apertur um den Faktor $c=100$ größer als an jedem Punkt der Aluminium- bzw. Chrom-Beschichtung. c) $c=1000$.

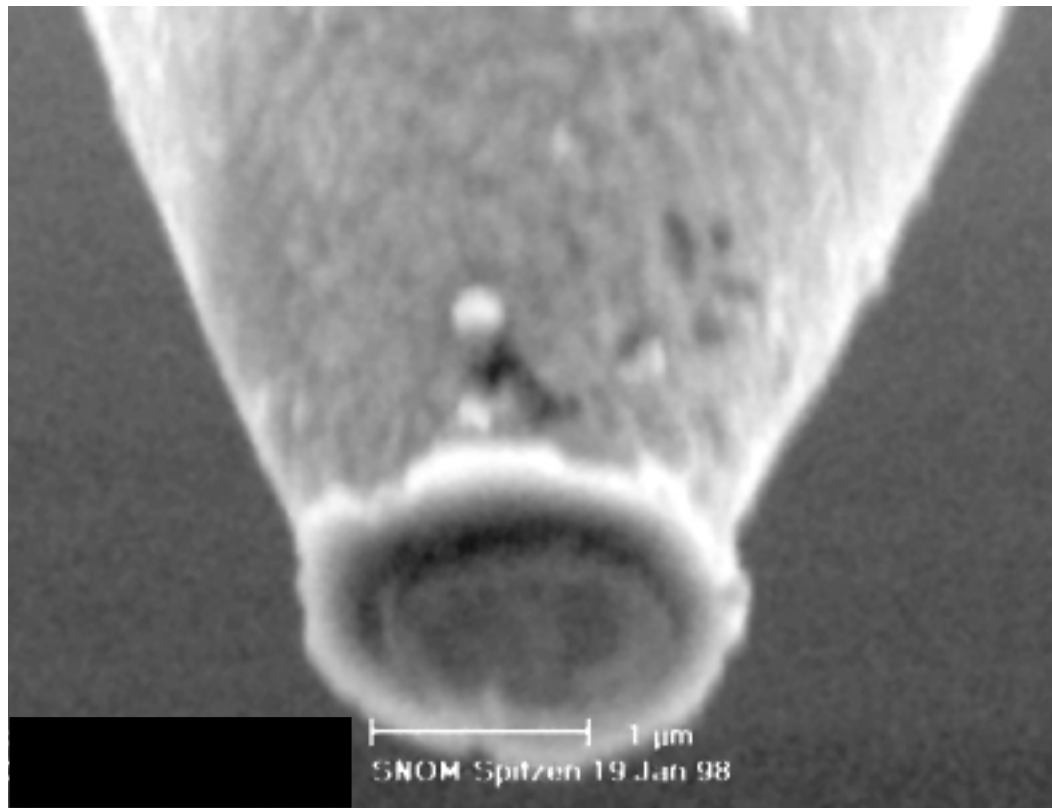


Abbildung 3.7: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer mit Aluminium bedampften thermisch gezogenen Glasfaser Spitze nach einer Berührung der Probenoberfläche.

Lichtintensität $c = 100$ (1000) -fach kleiner ist als an der Apertur. Für Aperturen mit 50 nm Durchmesser ergeben sich für Aluminium 165 nm (194 nm) und für Chrom 212 nm (252 nm) große Gesamtdurchmesser. Bei dieser Berechnung wurden die oben beschriebenen Effekte durch das körnige Aufwachsen des Aluminiums nicht berücksichtigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden noch keine keilförmigen Schichten aufgebracht. Für eine Optimierung des Spitzendurchmessers ist dies aber sicherlich lohnend.

Der in Abbildung 3.4 sichtbare Aluminiumwulst um die Apertur führt zu einer inhomogenen Abstrahlung des Lichts. Durch eine Berührung von Spitze und Probenoberfläche kann dieser Wulst abgeplattet werden, wodurch die optischen und magnetooptischen Eigenschaften der Spitze verbessert werden. Abbildung 3.7 zeigt ein Beispiel einer gelungenen „Nachbearbeitung“. Der auf diese Weise entstandene größere Gesamtdurchmesser der Spitze verschlechtert allerdings die topographische Auflösung. Außerdem führt dieses Verfahren nur in seltenen Fällen zu befriedigenden Ergebnissen. Normalerweise bricht beim Probenkontakt ein Teil der Spitze ab, oder Teile der Bedampfung platzen ab. Eine Nachbearbeitung der Apertur mit einem fokussierten Ionenstrahl ist hier mit Sicherheit die sinnvollere Alternative. Sowohl die definierte Herstellung von kreisrunden Aperturen mit glatt abschließenden

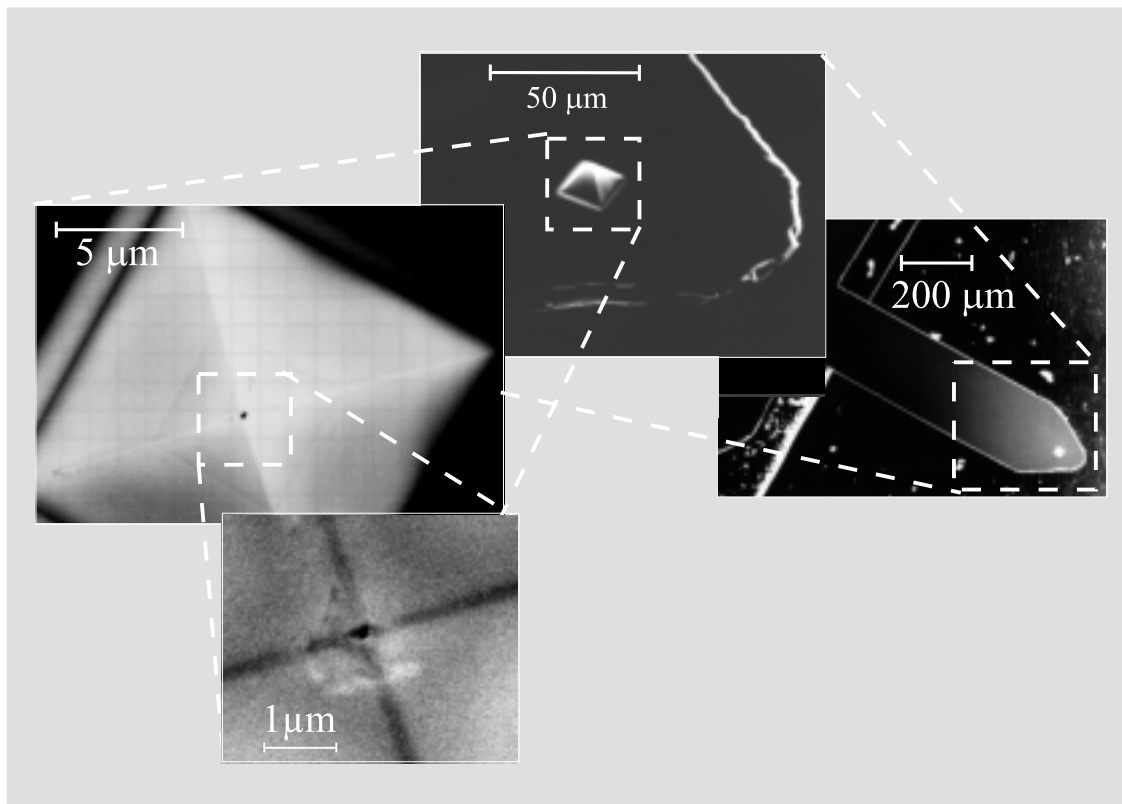


Abbildung 3.8: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahmen einer mikrostrukturierten Nahfeldsonde in verschiedenen Vergrößerungen.

Beschichtungen, als auch das „Bohren“ von Aperturen durch eine vollständige Bedampfung wurde mit Hilfe dieses Verfahrens bereits gezeigt [Laco98, Laco97, Mura97, Veer98].

3.1.4 Mikrostrukturierte Spitzen

Abbildung 3.8 zeigt eine mikrostrukturierte Spitze in verschiedenen Vergrößerungsstufen. Die Spitzen wurden an der Universität GH Kassel in der Arbeitsgruppe von Prof. Kassing [Oest] hergestellt. Sie bestehen aus einem (100) orientierten Siliziumsteg, in den nach Aufbringen einer Fotomaske zunächst mit KOH eine pyramidenförmige Mulde geätzt wird (Abbildung 3.9a). Die Seitenflächen der Pyramide sind (111) orientiert. Hieraus resultiert der Öffnungswinkel von 70° . In einem weiteren Ätzschritt wird von unten durch Plasmaätzen Silizium abgetragen, bis die Pyramide geöffnet ist (Abbildung 3.9b). Eine Metallbedampfung aus Chrom oder Aluminium bildet die späteren Pyramidenwände (Abbildung 3.9c). Im letzten Arbeitsschritt wird von unten Silizium entfernt, so daß eine freistehende hohle Metall-Pyramide entsteht (Abbildung 3.9d) [Oest98a].

Die Lichtaustrittsöffnung ist im Idealfall quadratisch mit einer Kantenlänge von 50 -

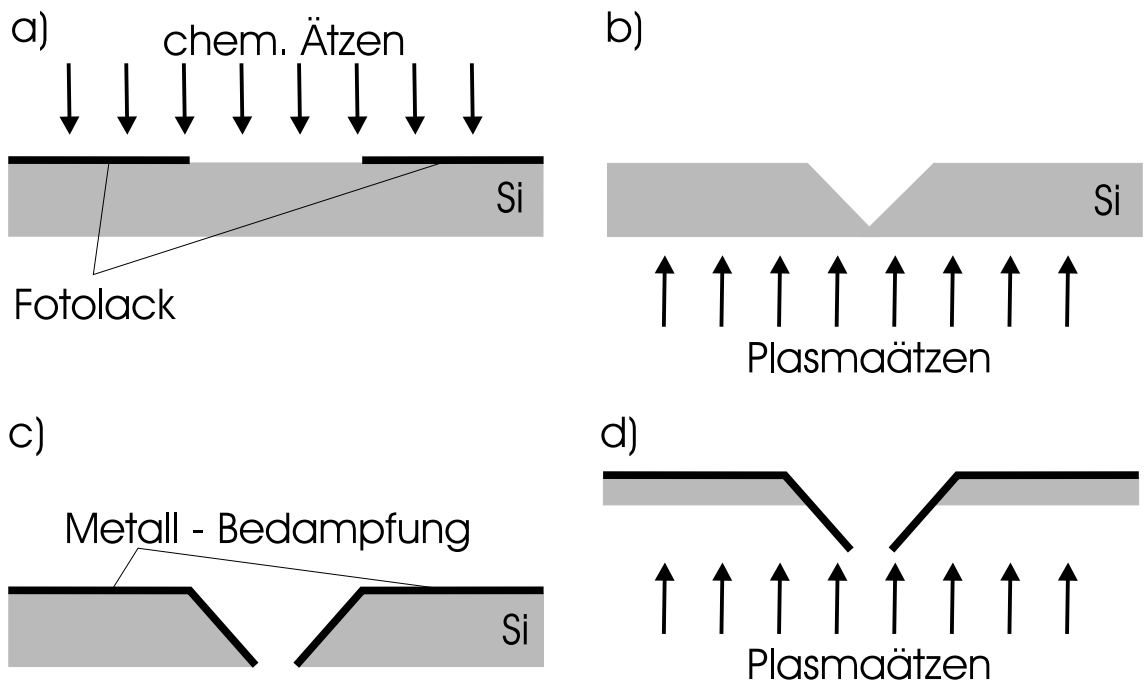


Abbildung 3.9: Herstellung mikrostrukturierter Spitzen a) Fotomaske auf Silizium-Steg, chemischer ätzprozess b) Öffnen der Pyramide mit Plasmaätzen c) Aufbringen einer Metall-Schicht d) Reduzieren der Stegdicke durch Plasmaätzen [Oest98a].

150 nm. Diese mikrostrukturierten Spitzen wurden für den Einbau in ein Rasterkraftmikroskop konzipiert, bei dem ein freier fokussierter Laserstrahl von hinten auf die Metall-Pyramide trifft [Oest98]. Für die hier verwendete Scherkraftabstandsregelung (Abschnitt 3.2) ist die Spitze in dieser Form nicht geeignet, da im Gegensatz zum Rasterkraftmikroskop eine laterale Schwingung angeregt wird. Außerdem ermöglicht der hier benutzte Aufbau nicht die Verwendung eines freien Laserstrahls, da der direkte Lichtweg zur mikrostrukturierten Spitze durch die z-Positioniereinheit verdeckt ist. Daher wurde ein Verfahren entwickelt, die Spitzen an einer Glasfaser zu befestigen und dann auf herkömmliche Weise in das Nahfeldmikroskop zu integrieren. Die verwendeten Glasfasern haben einen lichtleitenden Kern mit einem Durchmesser von 3 μm . Die Schwierigkeit bestand darin, diesen Kern direkt unter der bis zu 50 nm großen Pyramidenöffnung zu positionieren und zu befestigen. Hierzu entstand in einem parallel verlaufenden SNOM- Projekt [Egge99] in Zusammenarbeit mit der Fa. Klocke Nanotechnik [Kloc] ein x,y,z Positionierstand, mit dem eine Glasfaser im Bereich 10 x 10 x 5 mm mit einer Genauigkeit von 100 nm positioniert werden kann (Abbildung 3.10).

Während der Positionierung wird intensitätsmoduliertes Licht eines Diodenlasers ($\lambda=635\text{ nm}$) in die Glasfaser eingekoppelt und zur Kontrolle der idealen Position unter der Apertur mit Hilfe eines Fotodetektors und eines Lock-in-Verstärkers die durch die Apertur austretende Intensität gemessen. Nach optimaler Justage auf maximale Intensität werden

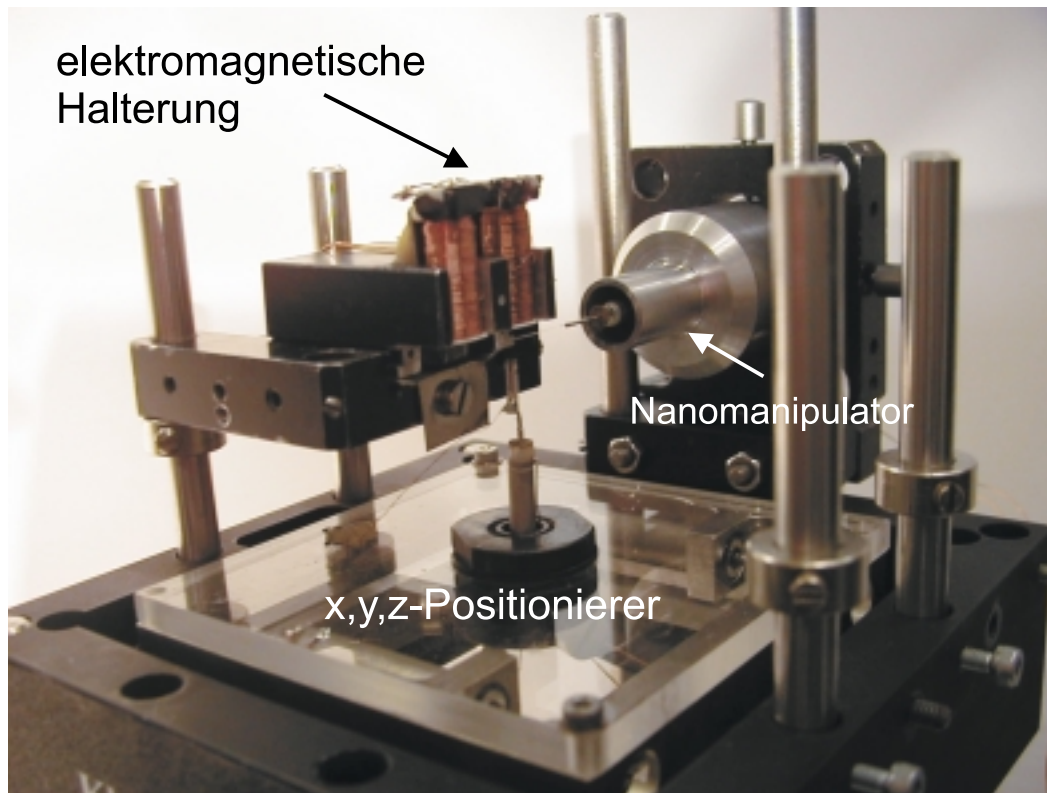


Abbildung 3.10: Abbildung des Mikrospitzen-Positionierstands

Glasfaser und mikrostrukturierte Spitze zu einer Einheit verklebt [HMI98,Egge98a,Egge99]. Verschiedene Designänderungen der mikrostrukturierten Spitzen, wie etwa eine Vergrößerung des Siliziumstegs, führten zu höheren Anforderungen an die Montage von Glasfasern. Damit die mikrostrukturierte Spitze der Probenoberfläche am nächsten ist und nicht eine Ecke des Siliziumstegs, muß der Steg parallel zur Probenoberfläche verlaufen. Dies führte zu einer Überarbeitung des Positionierstands. Jetzt kann die gesamte Montage der benötigten Komponenten wie Stimmgabel (Abschnitt 3.2.2), Glasfaser und mikrostrukturierter Spitze mit hoher Präzision in dem Positionierstand erfolgen [Kien99]. Damit ist sichergestellt, daß die Symmetrieachse der Mikrospitze senkrecht auf der Probenoberfläche steht.

Eine weitere Verbesserung ergibt sich durch die Verwendung eines Klebstoffs, der bei der Bestrahlung mit Licht des verwendeten Argon Lasers ($\lambda=488\text{ nm}$) aushärtet, aber durch den Diodenlaser ($\lambda=635\text{ nm}$) nicht beeinflusst wird. Nach erfolgreicher Positionierung und Aufbringen des Klebstoffs wird der Argon Laser in die Faser eingekoppelt. Hiermit ist sichergestellt, daß zunächst der Kleber direkt zwischen dem Glasfaserende und der Pyramidenspitze aushärtet. Eine Driftbewegung der Glasfaser, wie sie bei der Verwendung eines unter UV-Licht von außen nach innen durchhärtenden Klebers auftrat, ist damit ausgeschlossen.

Abbildung 3.11 zeigt die Aufnahme einer verklebten Nahfeldsonde. Der mit Klebstoff

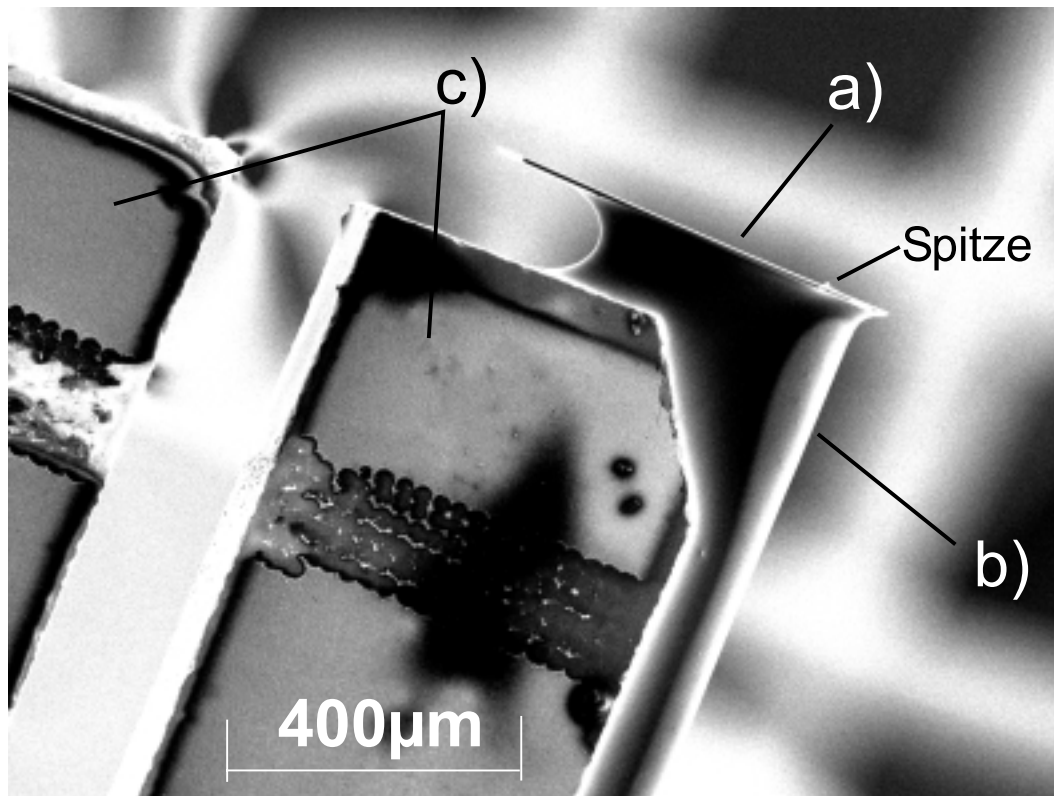


Abbildung 3.11: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer verklebten Nahfeldsonde bestehend aus a) Siliziumsteg mit Mikrospitze, b) Glasfaser und c) Stimmgabel.

ausgefüllte Bereich zwischen Siliziumsteg (a), Glasfaser (b) und Stimmgabel (c) ist ca. $100 \times 400 \mu\text{m}$ groß.

Zum gezielten Auftragen des Klebstoffs wird eine mit Klebstoff benetzte Glasfaser Spitze mit Hilfe eines Nanomanipulators [Kloc] in den Zwischenraum eingeführt und nach dem Übertrag eines Klebstofftropfens zum Verstreichen verwendet. Der Nanomanipulator ermöglicht eine Positionierung der Faser Spitze in einem Bereich von $5 \times 5 \times 19 \text{ mm}$ mit sub- μm Präzision.

Während des gesamten Klebevorgangs wird die Mikrostruktur in einer elektromagnetischen Halterung arretiert. Nach erfolgter Aushärtung des Klebstoffs wird die Mikrostruktur durch Abschalten des Haltestroms freigegeben. Dies geschieht völlig kraftfrei ohne Belastung der frischen Klebestelle.

Wie Abbildung 3.12 verdeutlicht, sind die mikrostrukturierten Spitzen dieser Form nicht für Messungen im externen Reflexionsmodus geeignet. Ein großer Teil des von der Probenoberfläche reflektierten Lichts wird von dem Siliziumsteg abgeschattet, und nur unter einem flachen Winkel θ abgestrahltes Licht erreicht den Detektor. In diesem Fall sind unerwünschte Schatteneffekte durch topographische Erhebungen besonders deutlich zu sehen

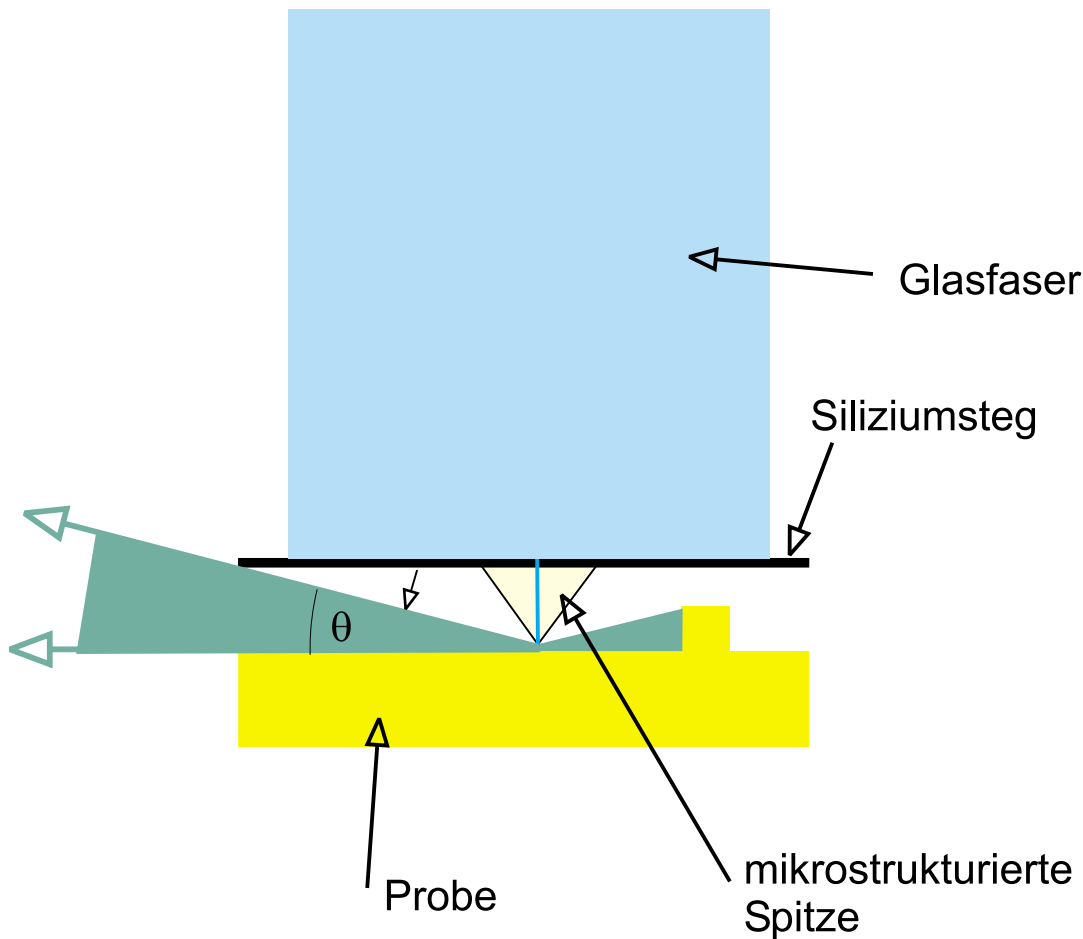


Abbildung 3.12: Abschattung des von der Probenoberfläche reflektierten Lichts durch den Siliziumsteg

(Abschnitt 4.2.1).

Die viereckige Form der Apertur wirkt polarisierend auf das austretende Licht [Oest98]. Bei Messungen im Transmissionsmodus ist dies nicht von Nachteil. Zum einen kann die Polarisationsrichtung des eingestrahlten Lichts an die Apertur angepasst werden und zum anderen wird für den verwendeten Detektionsmechanismus polarisiertes Licht am Ort der Probe benötigt. Günstig ist der große Öffnungswinkel der Pyramide von 70° ; hieraus resultiert eine hohe Transmission durch die Spitze (Abschnitt 3.1.3). Diese Eigenschaft ermöglicht den Betrieb des Nahfeldmikroskops im internen Reflexionsmodus (Abschnitt 3.4.4). Hier wird das Licht detektiert, das nach dem Austritt aus der Apertur von der Probenoberfläche reflektiert wird und wieder in die Spitze eintritt. Probleme bereitet die polarisierende Form der Apertur beim Wiedereintritt des Lichts in die Spitze. Hierbei werden Polarisationsdrehungen aufgrund der Reflexion an der Probenoberfläche nicht unverfälscht übertragen.

3.1.5 Alternative Nahfeldsonden

Eine Alternative zum thermischen Ziehen von Glasfaserspitzen ist das Ätzen. In der Literatur sind verschiedene Rezepte für Ätzverfahren zu finden [Turn83,Blon91,Hoff95]. Die Bewegung der Glasfaser während des Ätzprozesses senkrecht zur Ätzmitteloberfläche beeinflusst den Öffnungswinkel. Auf diese Weise sind Öffnungswinkel von 50° erzielbar [Mura98]. Geätzte Spitzen sollten mechanisch stabiler sein, da das Material im Gegensatz zu thermisch gezogenen Spitzen nicht unter Spannung steht. Ausserdem sind die lichtleitenden Eigenschaften definierter, da es zu keiner Vermischung von Kern und Mantel der Faser, also Material mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften, kommt.

Hohe Lichttransmission bietet die Verwendung einer „Solid-Immersion Lens“ (SIL). Bei diesem Verfahren wird eine Halbkugel aus einem Material mit hohem Brechungsindex so unter einer Linse platziert, daß die Strahlen durch die Halbkugeloberfläche eintreten und auf den Boden fokussiert werden. hierbei werden sie gebrochen und erreichen unter einem größeren Öffnungswinkel die Probenoberfläche. Hierdurch wird die Numerische Apertur verbessert. Zusätzlich reduziert der hohe Brechungsindex n des Materials die Wellenlänge. Beide Effekte zusammen bewirken eine Verbesserung des Auflösungsvermögens um den Faktor $1/n^2$. Die Grundfläche wird für eine hohe topographische Ortsauflösung konisch angeschrägt und sehr nahe an eine Probenoberfläche gebracht [Mans90, Mans93, Terr94,Ghis98].

Vereinfachungen bei der Detektion der Schwingungsamplitude bieten mikrostrukturierte Spitzen mit integrierten Verbiegungssensoren aus piezoelektrischen Filmen [Yama99]. Dabei entfällt das Montieren der Nahfeldsonde an die Stimmgabel.

3.2 Abstandsregelung

Ein wesentliches Problem bei der technischen Realisierung eines Rasternahfeldmikroskops ist die Regelung des Abstands zwischen Spitze bzw. Lichtaustrittsöffnung und Probe. Da sich die Intensität (Abschnitt 4.2) des detektierten Lichtsignals bei einer Variation des Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probe im Nanometerbereich stark verändert, muß der Abstand mit sub-nm Präzision konstant gehalten werden. Für ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis ist außerdem ein Abstand von wenigen Nanometern nötig, da der Nahfeldanteil des Lichts exponentiell mit der Entfernung zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche abnimmt (Abschnitt 4.2). Da die verwendeten Nahfeldsonden extrem empfindlich sind, muß die Abstandsregelung in jeder Situation eine Berührung von Spitze und Probe verhindern. Ein sogenannter Tip-Crash führt in den meisten Fällen zu einer Verschlechterung der optischen und topographischen Abbildungseigenschaften. Informationen über den Spitzen-Probenabstand erhält man durch die Messung einer abstandsabhängigen Scherkraft. Hierzu wird die Glasfaserspitze zu einer Schwingung lateral zur Probenoberfläche angeregt und die Amplitude detektiert. Die Scherkraft bewirkt eine abstandsabhängige Dämpfung der Amplitude [Betz92]. Ein elektronischer Regler sorgt dafür, daß durch Verschieben der Glasfaser im Nanometerbereich mit piezoelektrischen Stellgliedern die Schwingungsamplitude und damit

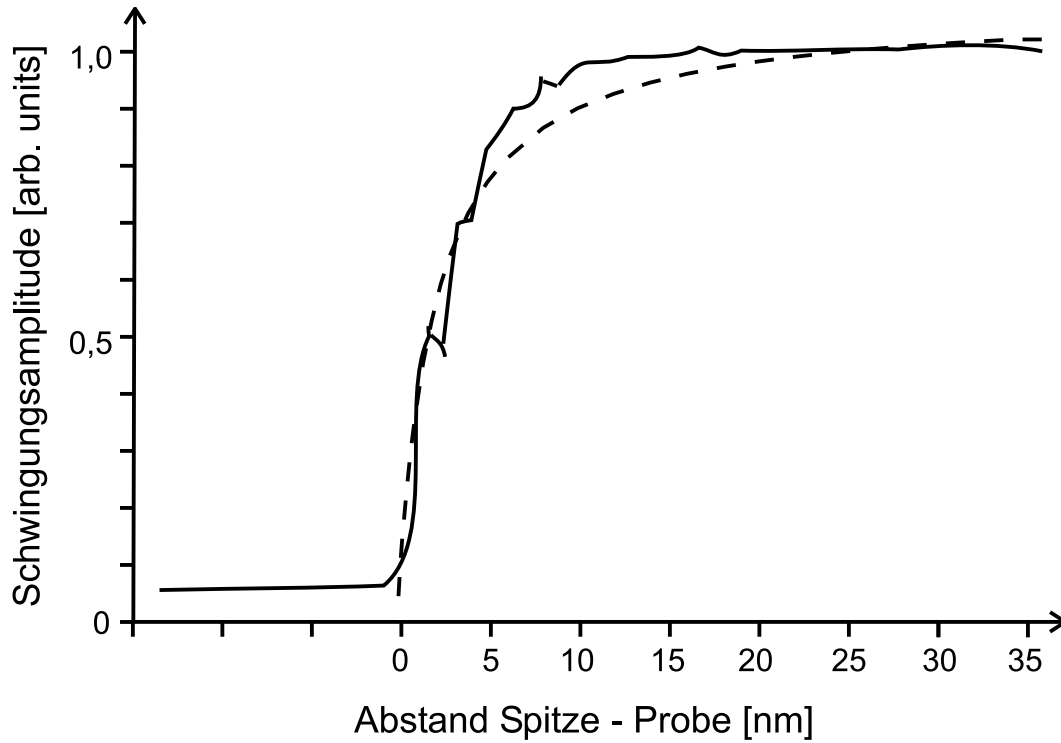


Abbildung 3.13: Amplitude der lateral schwingenden Glasfaser Spitze in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Spitze und Probe. Die gestrichelte Linie wurde mit Gleichung (3.5) berechnet, die durchgezogene Linie stammt von einer Messung [Held97]

der Spitzen–Probenabstand konstant bleibt. Außerdem wird aus dem Reglersignal eine topographische Abbildung der Probenoberfläche gewonnen.

3.2.1 Scherkraftwechselwirkung

In Abbildung 3.13 ist die Amplitude der lateralen Schwingung der Glasfaser Spitze in Abhängigkeit vom Spitzen–Probenabstand aufgetragen. Die Scherkraftwechselwirkung setzt etwa in einem Abstand von 15nm ein. Als einfacher theoretischer Ansatz kann ein gedämpfter harmonischer Oszillator mit einem zusätzlichen Dämpfungsterm ($\rho(z) = \frac{\gamma}{z}$) proportional zum Kehrwert des Spitzen–Probenabstands z betrachtet werden [Münn98]:

$$\ddot{x} + 2(\rho_0 + \rho(z))\dot{x} + \omega_0^2 x = A_0 e^{i\omega t} \quad (3.3)$$

x ist hier die laterale Auslenkung der Spitze, ω_0 die Resonanzfrequenz des Systems, ω und A die Frequenz und Amplitude der externen Anregung. Mit dem Lösungsansatz:

$$x = A(\omega, z) e^{i\omega t} \quad (3.4)$$

ergibt sich für die Schwingungsamplitude der Spitze [Münn98]:

$$|A(\omega, z)| = \frac{A_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2(\rho_0 + \rho(z))^2}} \quad (3.5)$$

Zur Bestimmung der Anregungsfrequenz wird experimentell bei großem Abstand z die Resonanzfrequenz des Systems gemessen. Theoretisch kann in diesem Fall für große Werte von z der abstandsabhängige Dämpfungsterm $\rho(z)$ vernachlässigt werden, und man erhält aus dem Maximum der Amplitudenfunktion (Gleichung (3.5)) die Resonanzfrequenz:

$$\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\rho_0^2} \quad (3.6)$$

Im Amplituden–Abstandsdiagramm (Abbildung 3.13) wurde zum Vergleich die Amplitudenfunktion Gleichung (3.5) gestrichelt eingezeichnet.

In erster Näherung ist die Kurve für kleine Abstände linear und kann hier besonders gut zur Abstandsregelung verwendet werden. Der Mechanismus, der der Amplitudendämpfung zugrunde liegt, ist noch nicht vollständig geklärt. In der Literatur finden sich Messungen, die auf eine materialabhängige Wechselwirkung hindeuten: Mögliche Erklärungen werden in unterschiedlichen elektrischen und chemischen Eigenschaften der Materialien auf der Oberfläche gesucht. Zum einen soll hier aufgrund der Ausbildung von Spiegelladungen die Schwingung beeinflusst werden, zum anderen wird die Dämpfung durch das Eintauchen der Spitze in eine Adsorbatschicht, deren Dicke durch die Oberflächenmaterialien beeinflusst wird, hervorgerufen [Durk96]. Hinweise auf eine Wechselwirkung mit einer Adsorbatschicht, speziell bestehend aus Wasser, findet man bei Erlandson et al. [Erla88]. Hiermit sind aber die Prozesse bei Messungen im Vakuum, bei tiefen Temperaturen [Göhd97] oder in flüssigem Helium [Grob94] nicht erklärbar. Andere Ansätze folgen aus der Analyse von Annäherungskurven, bei denen Phänomene aufgetreten waren, die durch mechanischen Kontakt der Spitze mit der Probe erklärbar sind [Greg96]. Hier wurde allerdings mit einer Verkippung der Probe gearbeitet, so daß die Spitze nicht nur lateral zur Probenoberfläche schwingt, sondern auch Schwingungskomponenten in Richtung der Oberfläche auftreten. Auch bei rein lateraler Schwingung können diese Effekte auftreten, wenn die Spitze in eine Vertiefung wie etwa einen Graben eintaucht [Durk96a]. Theoretische Berechnungen zur Abstandsabhängigkeit von Schwingungsamplitude, Phase und Resonanzfrequenz führen mit einer geschwindigkeitsabhängigen Reibungskraft und einer elastischen Kraftwechselwirkung abhängig vom Winkel zwischen Spitze und Probe zu guten Ergebnissen [Wei98]. Bei schräg liegender Spitze sind auch akustische Phänomene von Bedeutung. Eine langreichweitige van der Waals–Wechselwirkung ist als Erklärung ebenfalls denkbar. Wahrscheinlich ist, daß viele verschiedene Ansätze berücksichtigt werden müssen und abhängig von den äußeren Gegebenheiten wie Spitzenform, Probenoberfläche, Schwingungsanregung und Meßgeometrie verschiedene Effekte dominieren.

Ein allgemeines Problem ergibt sich aus der Tatsache, daß nur der vorderste Teil der Spitze für die Dämpfung der Schwingung sorgt. Wie in Abschnitt 3.1.3 gezeigt wurde, ist dies nicht

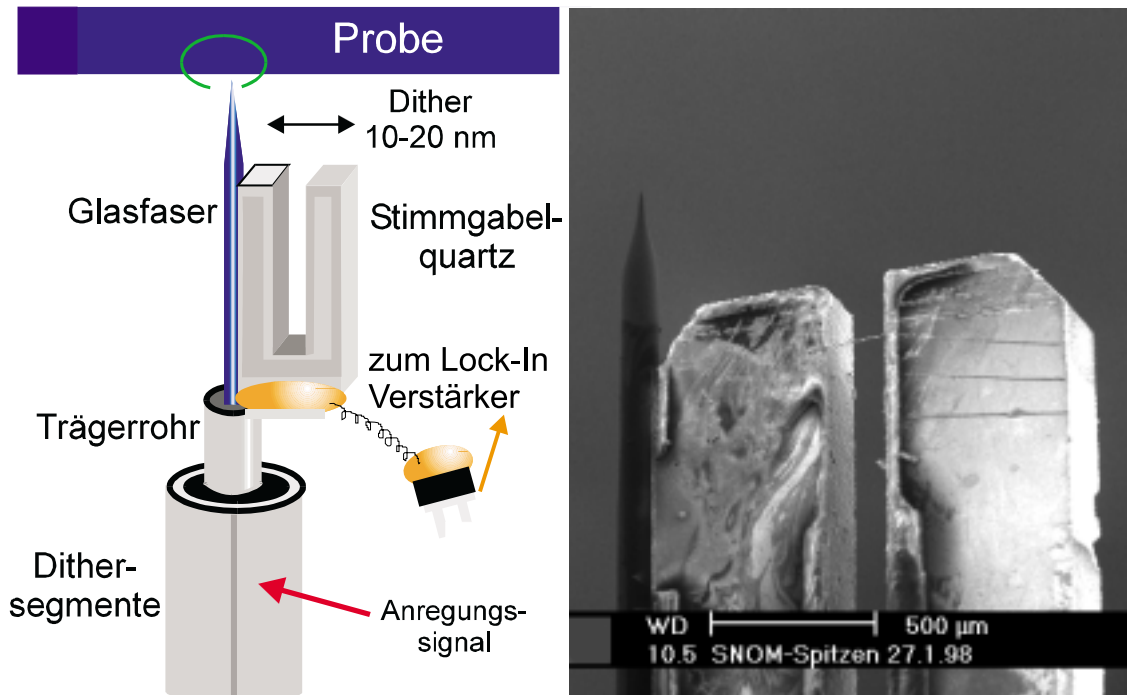


Abbildung 3.14: (links) Schema der Schwingungsanregung durch den zweifach segmentierten oberen Bereich des Z-Piezos (Grafik aus [Egge99]). (rechts) Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme: Quarzstimmgabel mit einer Glasfaser Spitze.

automatisch die Nahfeldapertur. Besonders bei Proben mit topographischen Strukturen führt dies zu Problemen.

3.2.2 Schwingungsanregung und Detektion

Die Detektion der Schwingungsamplitude der Glasfaser Spitze wird mit Hilfe einer Quarzstimmgabel durchgeführt [Karr95]. Hierzu wird die Stimmgabel, an der die Glasfaser befestigt ist, an ein Trägerrohr geklebt (Abbildung 3.14). Die gesamte Einheit wird durch einen Piezolinearantrieb, einen sogenannten Nanomotor [Kloc96], in z-Richtung bewegt. Der Motor besitzt im oberen Bereich zwei Metallelektroden. Mit Hilfe einer Wechselspannung an diesen Elektroden wird die Einheit zu einer Lateralschwingung angeregt (Abbildung 3.14 (links)). Eine Alternative zur Schwingungsanregung durch diese sogenannten Dithersegmente am Nanomotor ergibt sich, wenn ein Piezokristall direkt am Trägerrohr der Stimmgabel befestigt wird. Später wurde dieses Verfahren ausschließlich verwendet, da das gesamte Anregungssystem wesentlich unempfindlicher gegen elektrische Störungen wurde. Die Stimmgabel ist mit elektrischen Kontakten versehen, an denen eine zur Schwingungsamplitude proportionale Spannung im Bereich von $100 \mu\text{V}$ abgegriffen werden kann. Mit einem Lock-In-Verstärker

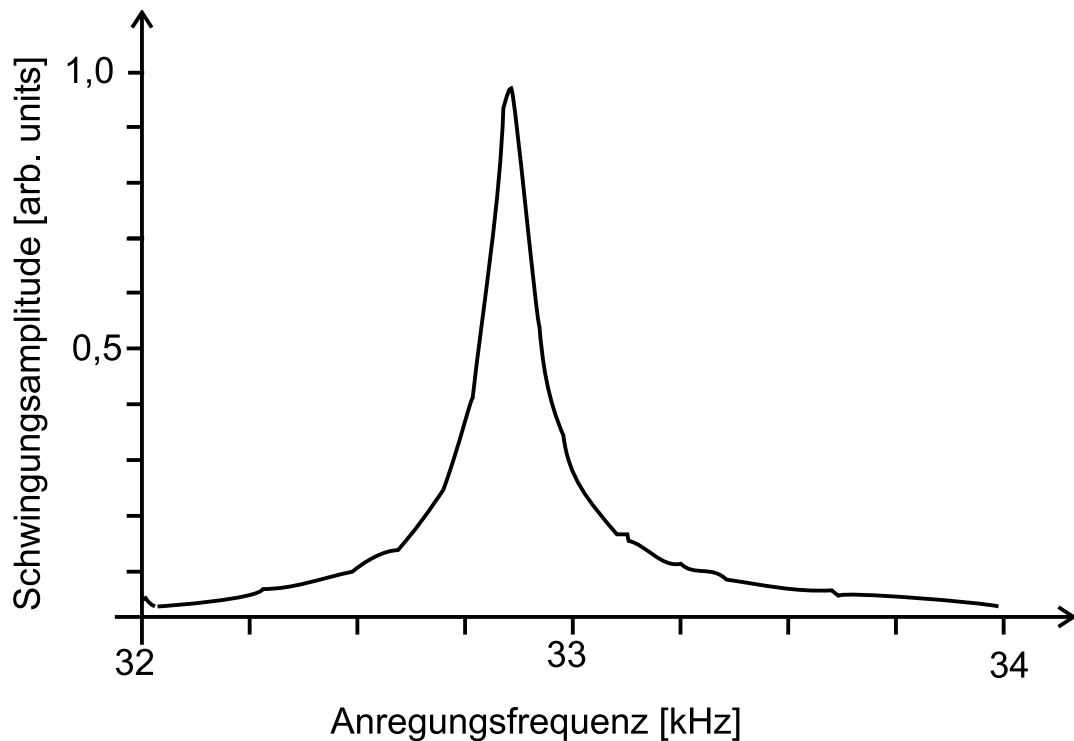


Abbildung 3.15: Resonanzkurve der frei schwingenden Einheit aus Stimmgabel und Glasfaserspitze.

wird das Signal ausgewertet und kann dann von der Regelelektronik weiterverarbeitet werden. Als Anregungsfrequenz wird die Resonanzfrequenz des frei schwingenden Systems bestehend aus Stimmgabel und Glasfaser gewählt. Abbildung 3.15 zeigt eine typische Meßkurve zur Bestimmung der Resonanzfrequenz.

Neben der Resonanzfrequenz ist die Güte eine wichtige Größe. Bei zu hoher Güte reagiert das Schwingungssystem zu langsam auf äußere Einflüsse wie etwa Dämpfung aufgrund der Scherkraftwechselwirkung. Im anderen Fall ist die Änderung der Schwingungsamplitude zu gering. Mit Hilfe von unterschiedlichen elastischen Eigenschaften der verwendeten Klebstoffe kann die Güte des Systems beeinflusst werden. Weiterhin können auf diesem Weg die Kopplung an die Schwingungsanregung und die Schwingungsdämpfung durch die Glasfaserspitze verändert werden.

3.2.3 Spitzenbewegung

Die topographische Auflösung und damit auch die Qualität der optischen Bilder hängt stark von der Stabilität und der Genauigkeit des mechanischen Spitzenpositioniermechanismus ab. Besondere Anforderungen werden an den Verfahrensbereich gestellt. Zum einen muß eine makroskopische Annäherung der Spitze an die Probe im Millimeterbereich möglich sein, zum anderen müssen topographische Unebenheiten im Bereich von Nanometern sicher abgetastet

werden. Zwischen Grob- und Feinpositionierung liegen also über sechs Größenordnungen. Diese Aufgaben werden mit piezoelektrischen Keramiken gelöst. Hierbei handelt es sich um Materialien, die unter dem Einfluß mechanischer Spannungen ihre elektrische Polarisierung verändern. In diesem Zusammenhang ist der umgekehrte piezoelektrische Effekt wichtig. Hier bewirkt ein außen angelegtes elektrisches Feld eine mechanische Deformierung. Für die Positionierung der Glasfaser Spitze wird ein leicht modifizierter Nanomotor der Firma Klocke Nanotechnik [Kloc] verwendet. Die Modifikation war nötig, um die Spitzenoszillationen mit den Dithersegmenten (Abbildung 3.14) zu ermöglichen. Bei dem Nanomotor handelt es sich um einen Hybrid - Linearmotor, der nach dem Pulswellenprinzip arbeitet [Kloc96]. Im Feinregelbereich wird die spannungsabhängige Ausdehnung des Piezos ausgenutzt. Bewegungen im Bereich von etwa $1\text{ }\mu\text{m}$ mit einer Präzision im sub-Nanometerbereich sind damit möglich. Zur Überbrückung von größeren Entfernungen können Grobschritte ausgelöst werden. Die Schrittweite kann im Bereich von 20 nm bis $1\text{ }\mu\text{m}$ gewählt werden. Laufgeschwindigkeiten von 5 mm/s sind im Extremfall möglich. Für die Verwendung im Rasternahfeldmikroskop müssen die Grobschritte wesentlich kleiner als der Feinpositionierungsbereich des Nanomotors sein, damit vor dem Auslösen eines Grobschrittes durch Ausloten im Feinregelbereich ausgeschlossen werden kann, daß der Grobschritt die Spitze in die Probe rammt. Ein großer Vorteil dieses Systems gegenüber anderen Verfahren liegt in der Kombination der beiden Bewegungsmechanismen. Wenn während der Bildaufnahme der Feinregelbereich nicht mehr ausreicht, wird von der Regelelektronik ein Grobschritt ausgelöst. Auf diese Weise können Probenstrukturen mit einer Rauigkeit größer als der Feinregelbereich von $1\text{ }\mu\text{m}$ abgebildet werden. Da für Grobschritte nur etwa 15 ms benötigt werden, ist bei einem Schritt während der Rasterbewegung in der Bildaufnahme nur eine kurze Störung zu sehen. Bei der Auswertung der Bilder müssen lediglich für relative Höhenmessungen die Schritte berücksichtigt werden.

3.2.4 Regelelektronik

Die verwendete Steuerelektronik wurde für ein Rastertunnelmikroskop konzipiert. Für die Regelelektronik ergibt sich hier ein prinzipieller Unterschied. Bei einem Rastertunnelmikroskop wird der Tunnelstrom gemessen, der mit kleinerem Spitzen-Probenabstand zunimmt. Im Falle der Scherkraftabstandsregelung ergibt sich ein umgekehrtes Verhalten. Die Schwingungsamplitude nimmt bei der Annäherung an die Probe ab. Aus diesem Grund durchläuft das vom Lock-In-Verstärker aufbereitete Amplitudensignal X der Spitzenoszillation erst eine Elektronik, deren Ausgangsspannung Y durch $Y = A - BX$ gegeben ist. A und B sind hierbei frei einstellbare Parameter. Dem Regler wird diese Ausgangsspannung als Istwert zur Verfügung gestellt. Die Einstellung des Sollwerts (SW) und der Bandweite (BW) erfolgt mit Hilfe des Meßrechners. Mit diesen Parametern wird die Position der Spitze vor der Probe und die Zeitkonstante des Reglers eingestellt. Das Ausgangssignal des Reglers wird über einen Hochspannungsverstärker an den für die z-Spitzenbewegung zuständigen Nanomotor weitergeleitet. Beim über- bzw. Unterschreiten von fest eingestellten Triggerschwellen wird ein Grobschritt zur Probe hin bzw. von der Probe weg ausgelöst. Der Generator für die entsprechenden Kurvenformen ist im Blockschaltbild (Abbildung 3.16) zu sehen. Das Regler-

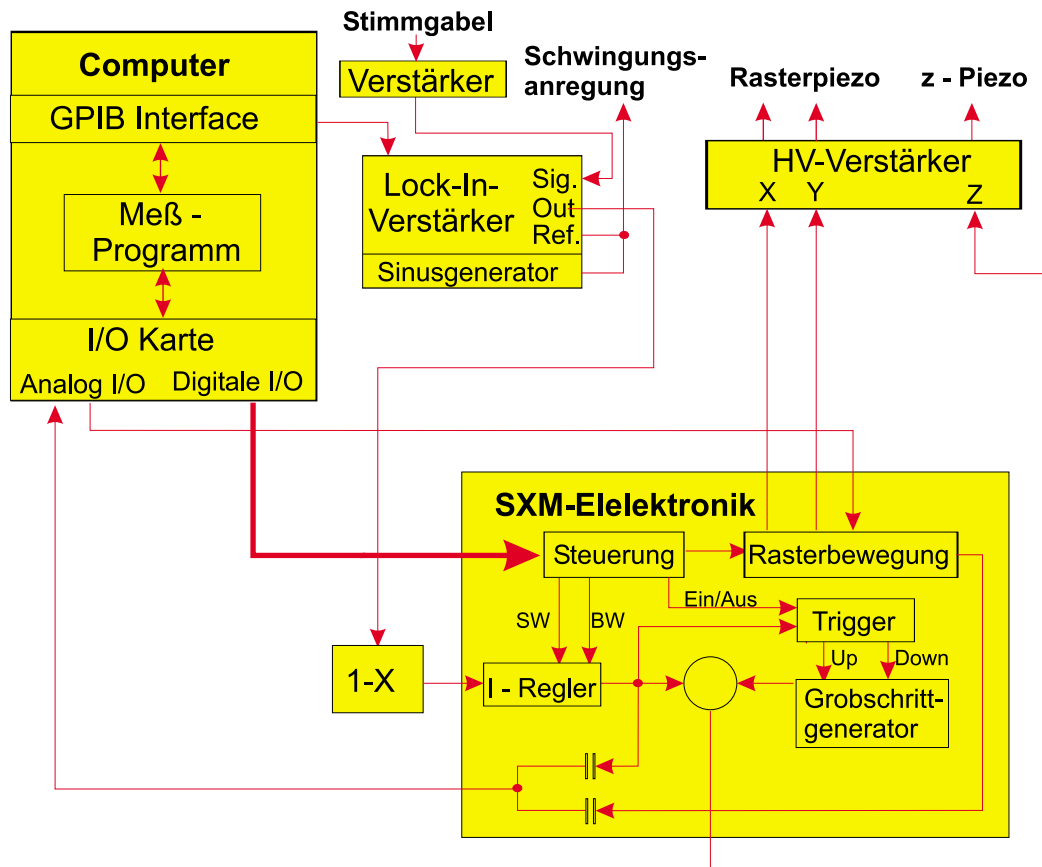


Abbildung 3.16: Blockschaltbild der Steuerelektronik.

signal wird über einen Kondensator, der als Hochpaß arbeitet, ausgekoppelt und über einen Analog-Digitalwandler dem Meßrechner für eine topographische Darstellung der Oberfläche zur Verfügung gestellt. Damit der Arbeitsbereich des Analog-Digitalwandlers optimal ausgenutzt wird, kann zur Beseitigung von schiefen Ebenen ein mit einem einstellbaren Faktor multiplizierter Teil des Rastersignals addiert werden.

3.3 Rasterkopf

Das Meßprinzip des Mikroskops verlangt, daß ein möglichst kleiner Bereich der Probenoberfläche von einer Nahfeldsonde beleuchtet wird, aus dem dann optische Informationen gesammelt werden können. Um ein Bild von einem größeren Gebiet zu erhalten, muß die Oberfläche abgerastert werden. Hierzu wird ein Mechanismus benötigt, der einen möglichst großen Bewegungsbereich der Probe vor der Nahfeldsonde mit einer hohen Präzision ermöglicht. Die Bewegung darf dabei nur lateral erfolgen. Die Mechanik muß so kompakt aufgebaut sein, daß von der Probe reflektiertes oder transmittiertes Licht ungehindert mit einer Optik detektiert

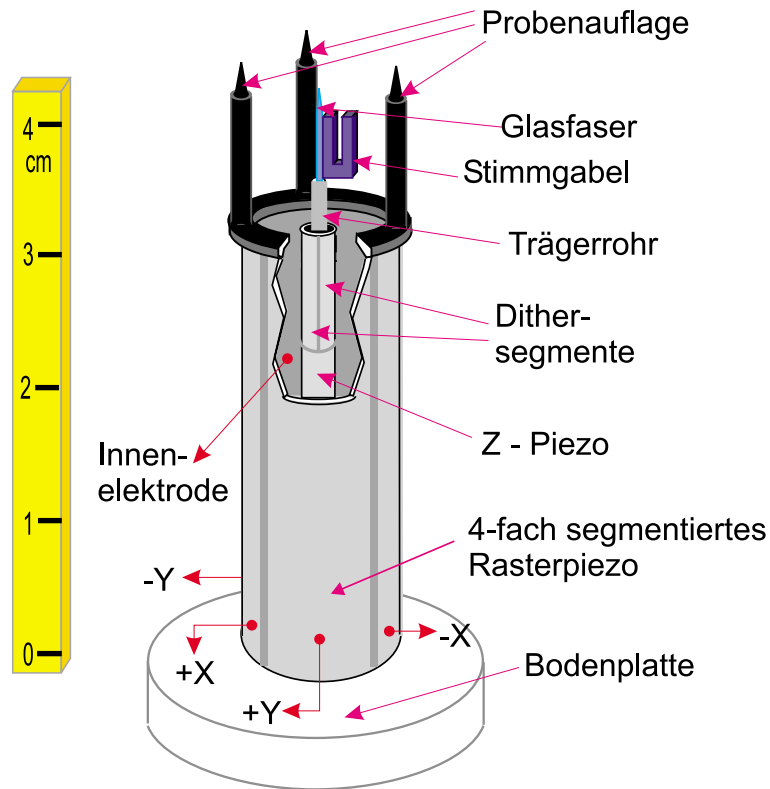


Abbildung 3.17: SNOM Rasterkopf

werden kann. Außerdem muß die Rastereinheit in der Lage sein, beliebige Punkte im Rasterbereich anzufahren, damit dort gezielt quantitative optische Messungen durchgeführt werden können. Die in Abschnitt 4.1 beschriebene Modulation des Spitzen–Probenabstands durch eine vertikale Bewegung der Probe soll ebenfalls von der Rastereinheit ausgeführt werden.

3.3.1 Rastermechanik

Als Rasterpiezo (Abbildung 3.17) wird ein radial polarisiertes piezoelektrisches Rohr verwendet, das auf der Innenfläche eine und auf der Außenfläche vier voneinander isolierte Elektroden besitzt. Legt man eine Spannung zwischen der inneren und allen vier äußeren Elektroden an, so wird eine Stauchung oder Streckung des gesamten Röhrchens bewirkt. Dies ermöglicht die in Abschnitt 4.1 beschriebene vertikale Modulation. Eine Verbiegung des Materials erreicht man, indem die sich gegenüberstehenden Außenelektroden auf entgegengesetztes Potential bezüglich der Innenelektrode gebracht werden. Hierbei streckt sich das Rohr im Bereich einer Elektrode und zieht sich zusammen im Bereich der gegenüberliegenden Elektrode,

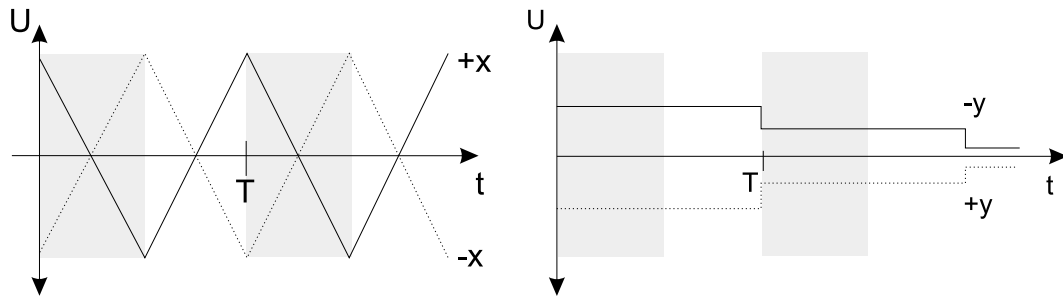


Abbildung 3.18: Spannungsverlauf an den Segmenten X^+, X^- (links), Y^+, Y^- (rechts) beim Rastervorgang. Im grau schraffierten Bereich werden Meßdaten aufgenommen.

woraus eine Verbiegung resultiert. Die Auslenkung ist dabei quadratisch von der Länge des Rohrs abhängig [Chen92]. Da sich aber die Schwingungsempfindlichkeit mit der Länge drastisch verschlechtert, wurde hier ein Kompromiß gewählt. Der maximale Rasterbereich beträgt $20 \times 20 \mu\text{m}$ und die Resonanzfrequenz liegt bei 10 kHz.

Am oberen Ende des Rasterpiezos ist ein Ring angebracht, an dem eine Probenaufgabe aus drei Stahlröhrchen befestigt ist (Abbildung 3.17). Der für die z -Spitzenbewegung zuständige Nanomotor ist im Zentrum des Rasterpiezos angebracht. Zur Kompensation von schräg an der Stimmgabel angebrachten Nahfeldsonden kann der Nanomotor verkippt werden, so daß die Spitzenachse parallel zur Probennormalen steht. Dies ist bei der Verwendung von mikrostrukturierten Spitzen wichtig, da im Falle einer minimalen Schräglage von $1,7^\circ$ nicht die Metallpyramide, sondern eine Ecke des Siliziumstegs den Probenkontakt herstellt. Der gewählte Aufbau mit den Stahlröhrchen ermöglicht weiterhin eine relativ freie Abstrahlung des von der Probenoberfläche reflektierten Lichts. Der Aufbau ist aufgrund des gleichen Materials und der gleichen Länge von Rasterpiezo und z -Antrieb thermisch kompensiert.

3.3.2 Rasterelektronik

Abbildung 3.18 zeigt den Spannungsverlauf an den Elektroden während des Rastervorgangs. Die Spannungen an X^+ und X^- bewirken eine periodische Bewegung in x -Richtung. Nach Ablauf einer Periode werden die Spannungen an Y^+ und Y^- schrittweise erhöht bzw. erniedrigt. Dies erzeugt die Rasterbewegung der Probe. Im grau schraffierten Bereich werden die optischen und topographischen Meßdaten aufgenommen. Die Spannungen werden im Meßrechner erzeugt und von der Meßelektronik verstärkt (Abbildung 3.16). Die Verstärkungsfaktoren werden vom Rechner vorgegeben und bestimmen so den Rasterbereich. Durch einen Hochspannungsverstärker gelangt das Rastersignal an die entsprechenden Kontakte des Rasterpiezos. Der Meßrechner steuert außerdem die am Innensegment des Rasterpiezos anliegende Spannung, wodurch die in Abschnitt 4.1 beschriebenen vertikalen Probenbewegungen möglich werden.

3.4 Optischer Aufbau

Mit dem Nahfeldmikroskop sollen neben lokalen Transmissions- und Reflexionseigenschaften auch mit Hilfe des Faraday- bzw. Kerreffektes quantitative Aussagen über die lokale Magnetisierung von beliebigen Proben und Oberflächen gemacht werden. Hierzu ist es notwendig, am Ort der Nahfeldapertur ein konstantes Lichtsignal mit stabilem Polarisationszustand zu besitzen. Dann ist es möglich, die Änderungen des an der Probenoberfläche reflektierten bzw. durch die Probe transmittierten Lichts quantitativ auszuwerten. Polarisationsveränderungen im Strahlengang auf dem Weg zur Probe müssen also möglichst korrigiert oder zumindest konstant gehalten werden. Aufgrund der geringen detektierbaren Lichtintensitäten ist es sinnvoll, eine Optik zu verwenden, die einen möglichst großen Raumwinkel des von der Probe abgestrahlten Lichts detektiert. Natürlich darf auch hier höchstens eine konstante Polarisations- bzw. Intensitätsänderung auftreten. Der optische Detektor muß in der Lage sein, Polarisationsdrehungen im Zehntelgradbereich mit möglichst großer Geschwindigkeit zu messen, wobei ein Verfahren verwendet werden sollte, das nicht sensitiv auf mögliche Intensitätsschwankungen ist. Mit der Apparatur soll auch versucht werden, magnetische Domänen auf der Probenoberfläche zu schreiben. Hierzu soll mit erhöhter Laserleistung die Probe am Ort der Spitze aufgeheizt und dort mit einem relativ kleinen Magnetfeld ummagnetisiert werden.

3.4.1 Lichteinkopplung

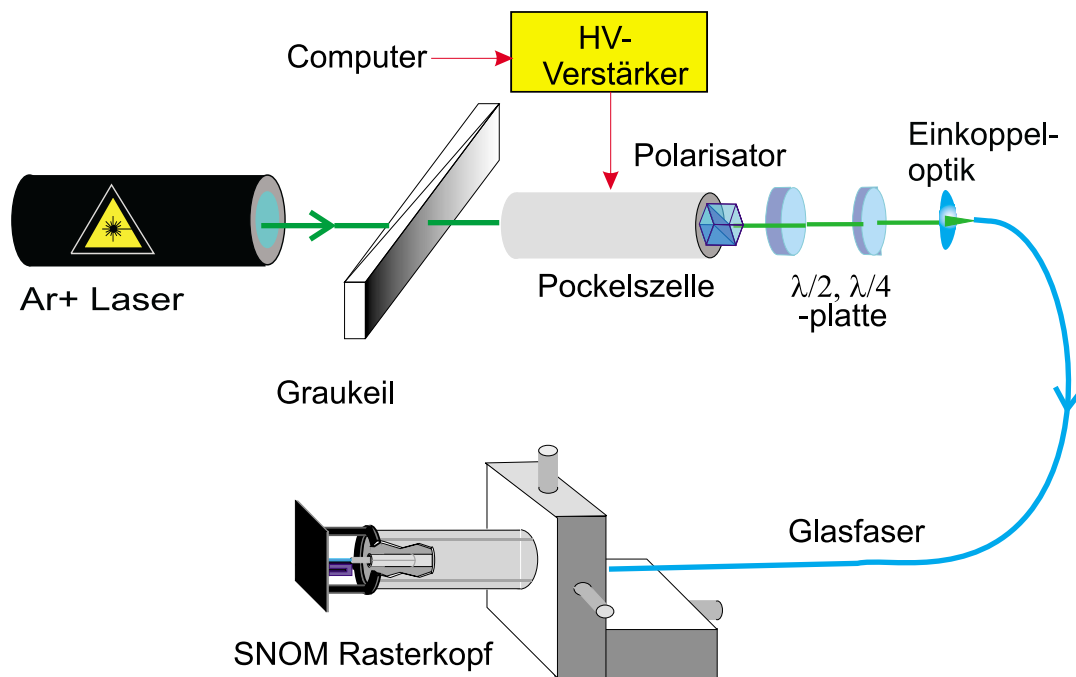


Abbildung 3.19: Schematische Darstellung des Strahlengangs vom Laser bis zur Glasfaserspitze.

Als Lichtquelle wird ein Argonionen-Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda=488$ nm verwendet. Ein Filterkeil ermöglicht die Voreinstellung der Lichtintensität (Abbildung 3.19). Mit Hilfe einer Pockelszelle kann die Intensität vom Meßrechner synchron zum Rastervorgang variiert werden (Schreibvorgang). Die $\lambda/2$ -Platte erlaubt es, die Polarisationsachse des Lichts zu drehen, um den Laserstrahl optimal an eine mögliche Vorzugspolarisationsrichtung der Nahfeldsonde anzupassen. Mögliche Doppelbrechungen in der Glasfaser können mit der $\lambda/4$ -Platte korrigiert werden. Die Glasfaser erzeugt eine druck- und temperaturabhängige Doppelbrechung [Egge99]. Die hieraus resultierende Polarisationsdrehung hängt von der Länge der Faser ab. Sie muß daher so kurz wie möglich gewählt werden. Eine vibrationsfreie Lagerung an einem Ort konstanter Temperatur ist außerdem notwendig.

3.4.2 Transmissionsmodus

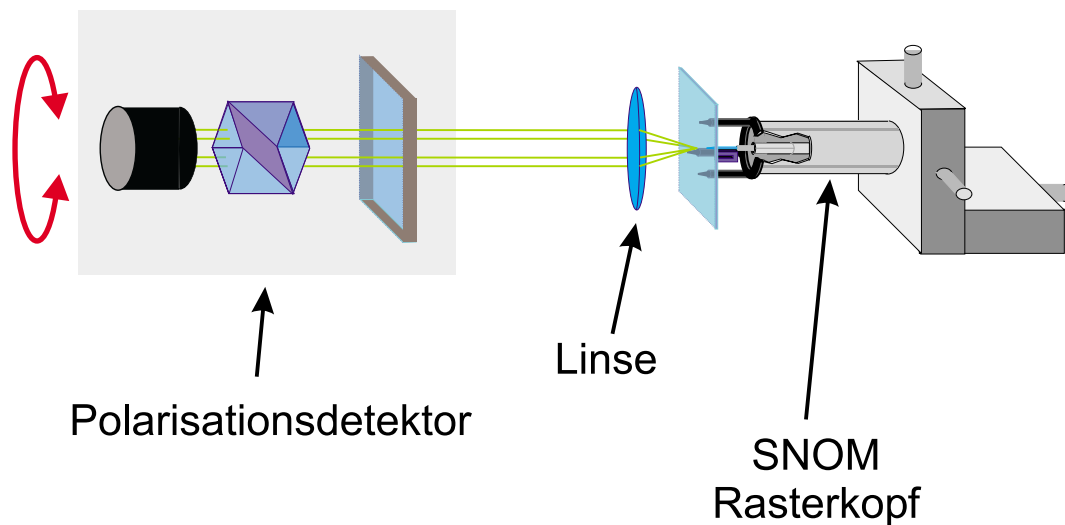


Abbildung 3.20: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus im Transmissionsmodus.

Eine Sammellinse, deren Brennpunkt am Ort der Lichtaustrittsöffnung der Nahfeldsonde liegt, befindet sich hinter der Probe. Der auf diese Weise entstehende parallele Strahl wird an einen Detektor weitergeleitet. Die Linse ist ortsfest auf der optischen Achse des Detektors angebracht. Eine Justage erfolgt durch Verschieben des Rasternahfeldmikroskops. Hierzu ist das Mikroskop auf einem mechanischen x,y,z-Positionierer befestigt, der mit Mikrometerschrauben ausgestattet ist.

3.4.3 Reflexionsmodus

Der Rasterkopf ermöglicht eine freie Lichtabstrahlung des reflektierten Lichts in einem Winkelbereich von 30° bis 90° bezüglich der Probennormalen. Lediglich an der Position der drei

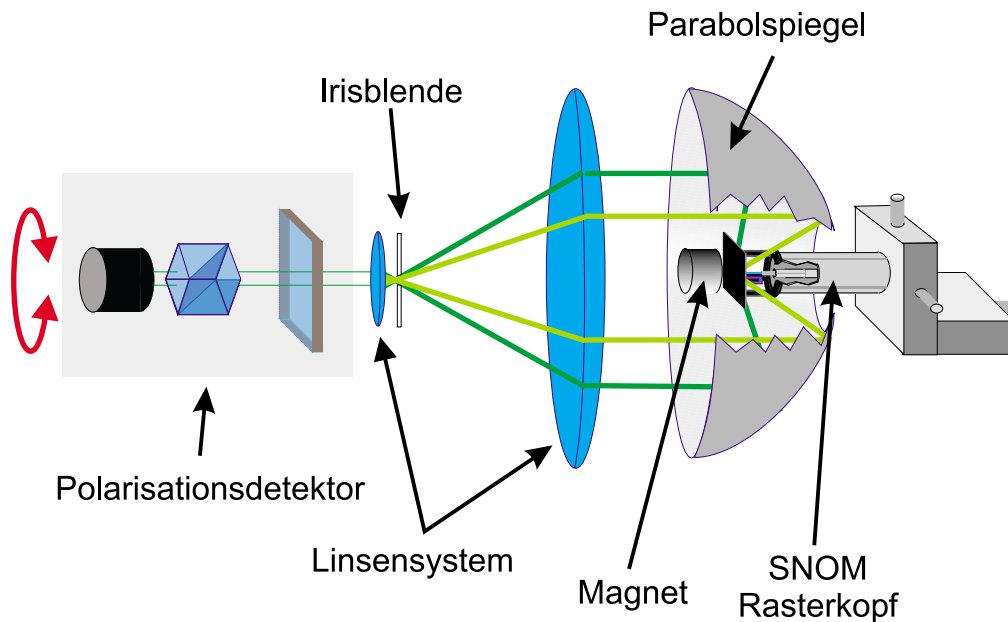


Abbildung 3.21: Schematische Darstellung des optischen Aufbaus im Reflexionsmodus

Halterohre wird ein kleiner Bereich abgeschattet. Da nur geringe Intensitäten zu erwarten sind, bietet es sich an, zur Lichtsammlung ein System zu verwenden, welches diesen großen Raumwinkelbereich abdeckt. Eine einzelne ortsfeste Linse kommt hierfür nicht in Frage, da in diesem Fall nicht einmal sichergestellt ist, daß sie sich bei inhomogener Lichtabstrahlung der Nahfeldsonde an einer optimalen Position befindet. Mögliche Aufbauten können aus einem sphärischen, elliptischen oder parabolischen Spiegel bestehen. In diesem Aufbau wurde ein Parabolspiegel verwendet, da in diesem Fall alles Licht, welches im Fokuspunkt des Spiegels von der Probenoberfläche ausgesandt wird, in einem parallelen Strahlengang die Apparatur verläßt (Abbildung 3.21). Mit Hilfe zweier Konvexlinsen kann der Strahldurchmesser an die Detektionsoptik angepaßt werden. Im Brennpunkt zwischen den Linsen werden mit einer Irisblende Randstrahlen ausgeblendet. Bei diesem Verfahren werden die von der Probe reflektierten Strahlen je nach Auftreffpunkt auf die Spiegeloberfläche in unterschiedlichen Winkeln reflektiert. Aufgrund der Fresnelschen Formeln ergibt sich besonders bei flachen Winkeln eine nicht vernachlässigbare Polarisationsdrehung. Die hieraus resultierenden Probleme werden in Anhang B behandelt.

Die Verwendung eines sphärischen Spiegels reduziert diese Effekte, da das Licht an jeder Position des Spiegels mit relativ steilen Winkeln reflektiert wird. Nachteile liegen in der aufwendigeren Optik hinter dem Spiegel, da für den Polarisationsdetektor ein paralleler Strahlengang unumgänglich ist. Ein elliptischer Spiegel führt aufgrund unterschiedlicher Einfallswinkel zu ähnlichen Problemen wie der Parabolspiegel. Der Parabolspiegel befindet sich ortsfest

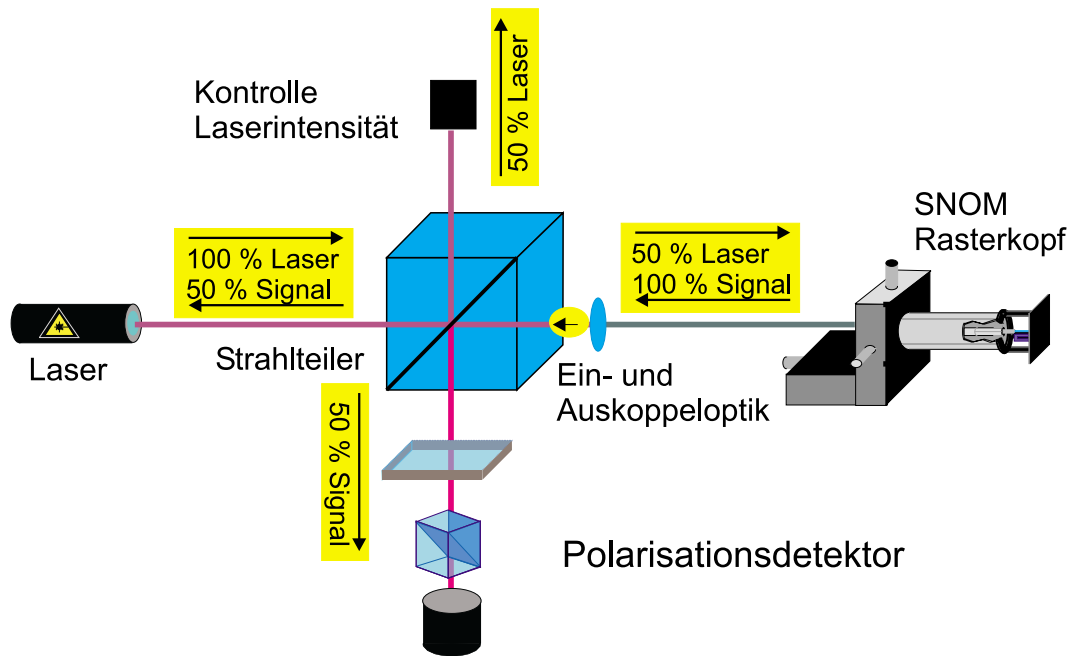


Abbildung 3.22: Schema der internen Reflexion.

auf der optischen Achse des Detektionssystems. Mit Hilfe einer mechanischen x,y,z - Positioniereinheit kann das Rasternahfeldmikroskop innerhalb des Parabolspiegels bewegt werden. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist eine optimale Justage des Rasterkopfes unerlässlich.

3.4.4 Interne Reflexion

Dieser Abschnitt soll einen Ausblick geben, wie die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Schwierigkeiten bei der externen Detektion des reflektierten Lichts umgangen werden können. Bei der internen Reflexion wird das Licht detektiert, welches nach der Wechselwirkung mit der Probe wieder durch die Apertur der Nahfeldsonde in die Glasfaser eingekoppelt wird. Abbildung 3.22 zeigt den Strahlengang eines Aufbaus zur Detektion des intern reflektierten Lichts. Die Intensität des rückreflektierten Lichts ist aufgrund des zweimaligen Durchtritts durch die Nahfeldapertur je nach Art der verwendeten Spitze 10^6 bis 10^{12} mal kleiner als das in die Glasfaser eingekoppelte Licht. Weiterhin wird das Nutzsignal überlagert von dem in der Spitze an der Metallschicht oder an der Position des Abbruchs der Lichtleitung rückreflektierten Licht. Außerdem liefert bei der Einkopplung die Rückreflexion am Glasfaserende einen nennenswerten Beitrag. Rückreflexe von den optischen Bauteilen im freien Strahlengang können durch leichtes Verkippen in Verbindung mit einer Blende eliminiert werden. Die Aufgabe besteht nun darin, den unerwünschten Untergrund herauszufiltern, bevor er den optischen Detektor erreicht. Problematisch ist der Rückreflex am Glasfaserende. Eine Verkipfung oder ein schräg abgeschnittenes Faserende reduziert zwar den Rückreflex, aber verringert auch

drastisch die Auskoppelleffizienz des aus der Faser austretenden Nutzsignals. Insgesamt kann so also keine Verbesserung erzielt werden. Wenn ein Strahlteiler innerhalb der Faser in Form von zwei angeschliffenen und miteinander verklebten Glasfasern verwendet wird, kann für die Ein- und Auskopplung ein getrenntes optisches System verwendet werden. So liefern nur noch Rückreflexe aus der Spitze selbst einen unerwünschten Beitrag. Die Nachteile liegen bei diesem Verfahren an der mangelnden Polarisationserhaltung, wodurch hochauflösende magnetooptische Messungen unmöglich gemacht werden. Gründe hierfür liegen an den unweigerlich größeren Glasfaserlängen, der Kopplungsstelle der Fasern und der Verbindungsstelle zwischen den Glasfasern des Kopplers und der Nahfeldsonde. Daher wurde eine Glasfaserweiche als Lösung verworfen. Alternativ kann eine Reflexminderung durch eine Antireflexschicht erreicht werden. Hierzu eignet sich eine dielektrische Schicht mit einer Dicke von $\lambda/4$. Eine wesentlich elegantere Möglichkeit zur Separation des Nutzsignals ergibt sich, wenn man eine Eigenschaft findet, die nur dem Nutzsignal zugeordnet werden kann und auf die eine Filtermethode sensitiv ist. Es bietet sich daher an, die Abstandsabhängigkeit der Nahfeldintensität auszunutzen. Durch eine Modulation des Spitzen–Proben–Abstands kann daher mit Hilfe der Lock-in–Technik das Signal separiert werden. Wichtig ist dabei aber trotzdem eine möglichst gute Elimination des Untergrunds, da sonst die dynamische Reserve des Photomultipliers und des Lock-In–Verstärkers für eine Signalauswertung nicht ausreicht.

3.5 Magnetooptische Detektionsverfahren

Linear polarisiertes Licht wird nach der Wechselwirkung mit einer magnetischen Probe im allgemeinen elliptisch polarisiert. Hier ist der Rotationswinkel θ zwischen der ursprünglichen Polarisationsrichtung und der großen Hauptachse von Bedeutung. In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, daß in erster Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen θ und der Magnetisierung der Probe besteht. Zusätzlich wird das Licht durch die Elliptizität η und einen unpolarisierten Anteil charakterisiert. Der unpolarisierte Anteil ist im externen Reflexionsmodus etwa um den Faktor tausend größer als der polarisierte. Typische Kerr–Rotationen liegen im Bereich einiger zehntel Grad. Zusätzlich kommt erschwerend die geringe Lichtintensität aufgrund des starken Intensitätsabfalls von 10^{-3} – 10^{-6} beim Durchtritt durch die Apertur hinzu. Weitere Anforderungen ergeben sich aus dem Wunsch, quantitative Messungen der Polarisation durchzuführen.

Eine ausführliche Beschreibung und Berechnung verschiedener magnetooptischer Detektionsverfahren ist unter [Egge99] zu finden. Hier werden nur die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse zusammengefaßt.

3.5.1 Quotientenmethode

Der zu vermessende Lichtstrahl wird in einem polarisierenden Strahlteiler in zwei zueinander senkrecht polarisierte Teilstrahlen zerlegt (Abbildung 3.23). Die gesamte Einheit ist um die optische Achse rotierbar ϕ .

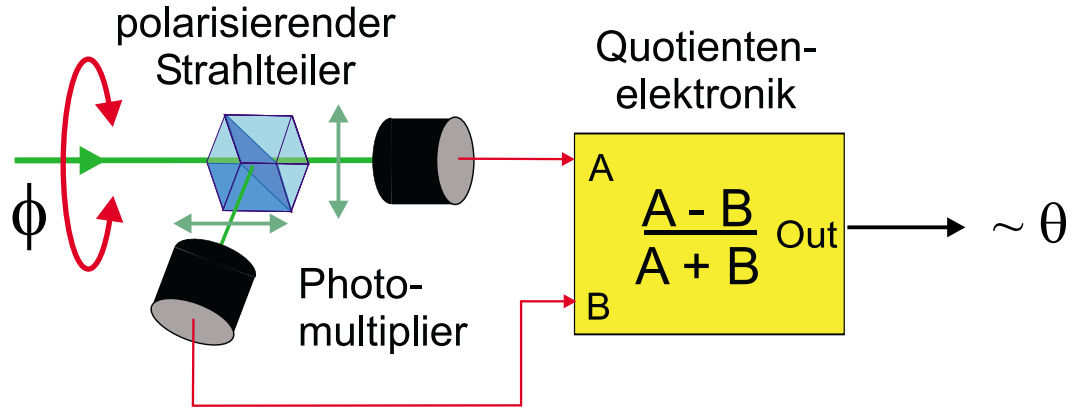


Abbildung 3.23: Schema der Polarisationsdetektion mit dem Quotientenverfahren

Für die Intensität der beiden Teilstrahlen gilt [Egge99]

$$I_A(\phi, \theta) = \frac{1}{2}(E_{Pol}^2(1 + \cos(2(\phi - \theta))) + E_{UnPol}^2) \quad (3.7)$$

$$I_B(\phi, \theta) = \frac{1}{2}(E_{Pol}^2(1 + \cos(2(\phi + \frac{\pi}{2} - \theta))) + E_{UnPol}^2).$$

Zur Auswertung wird elektronisch der Quotient aus der Differenz und der Summe der beiden Signale gebildet, so daß sich am Ausgang der Quotientenelektronik folgendes Meßsignal ergibt [Egge99]

$$I_{Ausgang}(\phi, \theta) = \frac{E_{Pol}^2 \cos(2(\phi - \theta))}{E_{Pol}^2 + E_{UnPol}^2}. \quad (3.8)$$

Vernachlässigt man den unpolarisierten Anteil E_{UnPol} , kürzt sich die Amplitude des polarisierten Signals E_{Pol} heraus, und das Ausgangssignal ist nur noch abhängig von der Kerr- bzw. Faradayrotation θ . Intensitätsschwankungen aufgrund von Abstandsänderungen zwischen Apertur und Probenoberfläche oder lokal unterschiedliche Reflexions- bzw. Transmissionseigenschaften der Probe sowie Intensitätsschwankungen des Lasers sind nicht mehr von Bedeutung. Für die Messung wird ein Detektorwinkel ϕ von 45° eingestellt, so daß beide Signale in etwa gleich sind. Unter Vernachlässigung des unpolarisierten Anteils und für kleine Kerr- bzw. Faradaywinkel θ ergibt sich dann für das Ausgangssignal [Egge99]

$$I_{Ausgang}(\phi = 45^\circ, \theta) \approx 2\theta. \quad (3.9)$$

Für qualitative Messungen von Kerr- und Faradayrotationen ist dieses Verfahren durchaus geeignet. In Abschnitt 4.4.2 wird die magnetooptische Abbildung einer Co/Pt Speicherschicht gezeigt, an der mit Hilfe der Quotientenmethode Kerrwinkel in der Größenordnung von $0,4^\circ$

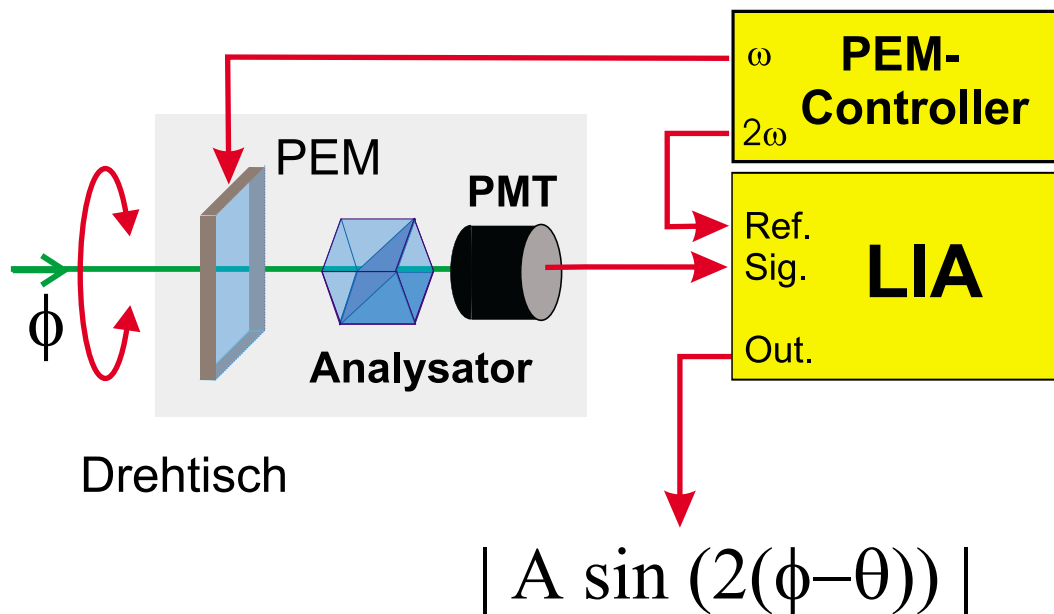


Abbildung 3.24: Schematische Darstellung der Polarisationsdetektoreinheit mit Modulationstechnik.

abgebildet wurden. Für quantitative Messungen ist sie nicht geeignet, da die hier verwendete Näherung $E_{UnPol} \ll E_{Pol}$ sicher nicht gilt. Somit kann auch nicht mehr von einer intensitäts-unabhängigen Messung gesprochen werden. Die großen Vorteile dieser Methode liegen in der hohen Meßgeschwindigkeit und im geringeren apparativen Aufbau, da kein Lock-In-Verstärker notwendig ist. Speziell für Anwendungen in der magnetooptischen Datenspeicherung, wo nur zwischen zwei unterschiedlich magnetisierten Zuständen unterschieden werden muß, können diese Vorteile genutzt werden.

3.5.2 Modulationstechnik

Die insgesamt sehr geringe detektierbare Lichtintensität und der hohe unpolarisierte Anteil im Lichtsignal legen nahe, ein Modulationsverfahren zu verwenden, da hier das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich verbessert werden kann. Wir modulieren daher die Polarisations-eigenschaften des Lichts mit Hilfe eines photoelastischen Modulators (PEM) [Hind]. Hier wird ein durch mechanische Deformation doppelbrechender Kristall zu einer Schwingung mit $\omega \approx 50 \text{ kHz}$ angeregt. Die Amplitude wird so gewählt, daß der Gangunterschied zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl sinusförmig zwischen $\pm\lambda/2$ variiert. Abbildung 3.26 zeigt den Einfluß dieser Modulation auf linear polarisiertes Licht.

Der Aufbau der Detektoreinheit ist in Abbildung 3.24 zu sehen. Hinter dem PEM sind ein Analysator und ein Photomultiplier auf einem Drehtisch rotierbar um die optische Achse angeordnet. Der Rotationswinkel ϕ kann vom Meßrechner eingestellt werden. Ein Lock-In-Verstärker, der als Referenzsignal die doppelte Modulationsfrequenz ω des PEM erhält, wertet

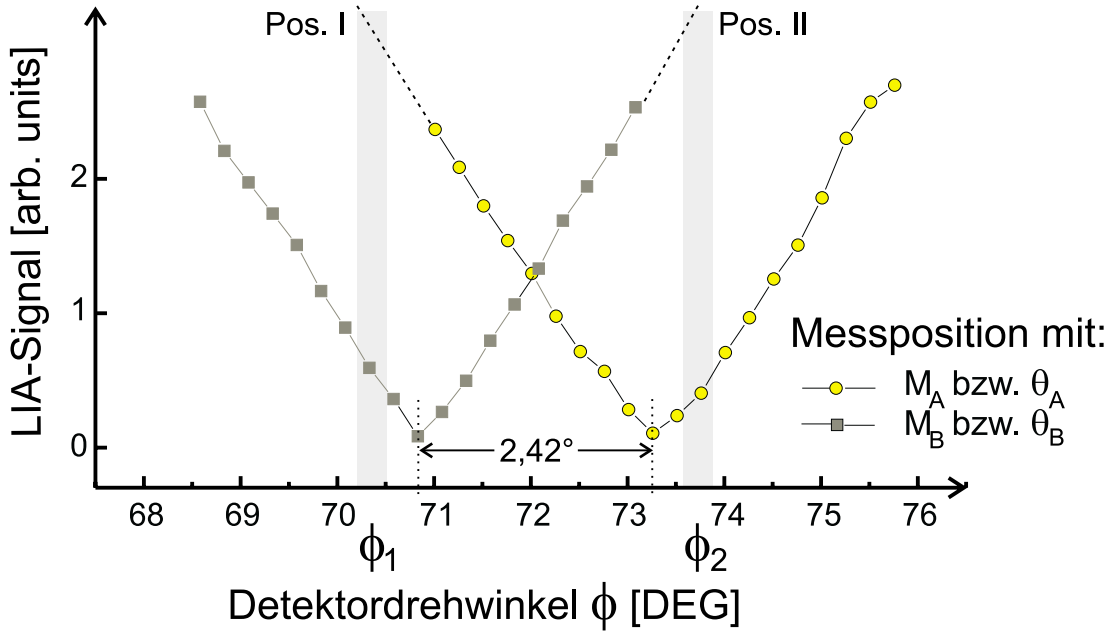


Abbildung 3.25: V-Kurven gemessen in Transmission an zwei unterschiedlich magnetisierten Probenpositionen zur Verdeutlichung des Kontrastmechanismus.

das Ausgangssignal des Photomultipliers aus und liefert eine Ausgangsspannung $U_{Aus}^{2\omega}$ abhängig vom Detektorrotationswinkel ϕ und dem Kerr- bzw. Faradaywinkel θ von [Egge99,Egge98]:

$$U_{Aus}^{2\omega}(\phi) \propto |E_{Pol}^2 \sin(2(\theta - \phi))| \quad (3.10)$$

Trägt man die Ausgangsspannung U_{Aus} gegen den Rotationswinkel ϕ der Detektoreinheit in der Nähe ihres Minimums, also um $\phi = \theta$ auf, so ergibt sich eine V-förmige Kurve. Die Flanken sind innerhalb des kleinen betrachteten Intervalls annähernd linear. Diese V-Kurven können nun an jeder gewünschten Probenposition innerhalb des Rasterbereichs aufgenommen werden. Abbildung 3.25 zeigt hierzu ein Beispiel. Die beiden Meßkurven entstanden an zwei Probenpositionen A und B mit unterschiedlichen Magnetisierungen M_A, M_B und damit unterschiedlichen Faradayrotationen θ_A und θ_B . Die Minima wurden mit einem „least squares“-Verfahren angefitet [Fuma90,Egge99]. Ihre Differenz auf der ϕ -Achse ergibt eine relative Polarisationsdrehung von in diesem Fall $\theta_B - \theta_A = 2,42^\circ$ zwischen den beiden Positionen. Die hohe Auflösung dieses Verfahrens ergibt aus der guten Statistik, da viele Datenpunkte zur Bestimmung der Minima ausgewertet werden. Dieses Meßverfahren ist im Gegensatz zum Quotientenverfahren weitgehend unabhängig von Intensitätsschwankungen, da nur die Rotationswinkel in die Bestimmung der Minima eingehen. Um systematische Fehler auszuschließen, muß lediglich sichergestellt sein, daß die gemessene Polarisationsänderung aufgrund des Kerr- oder Faradayeffektes am Ort der Probe zustandekommt und nicht auf Einflüsse des Aufbaus bestehend aus Laser, Glasfaser und optischen Elementen zurückzuführen ist. Kapitel 4

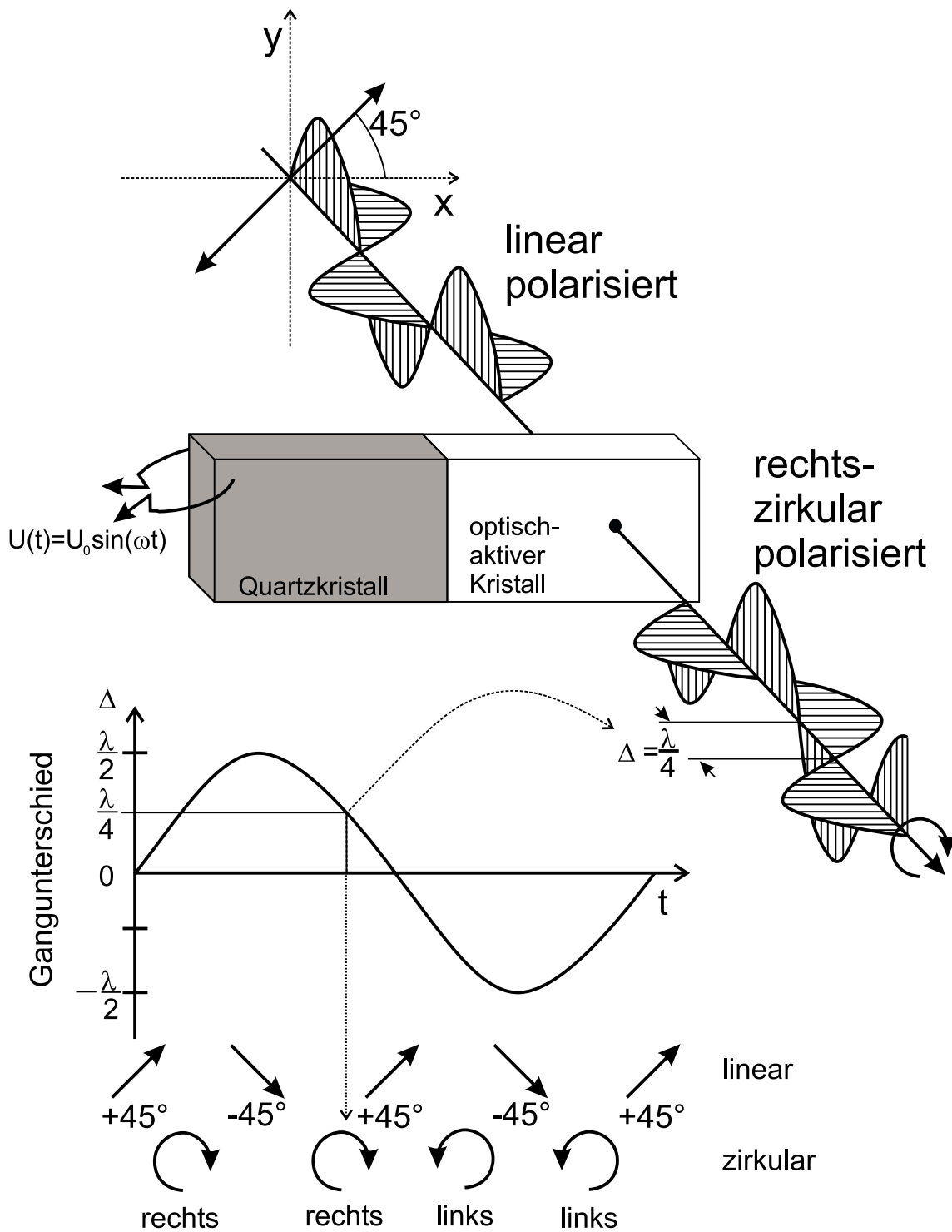


Abbildung 3.26: Einfluß des Photoelastischen Modulators (PEM) auf linear polarisiertes Licht.

beschäftigt sich mit diesen Problemen. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt in der relativ langen Meßdauer. Begrenzender Faktor ist hier zunächst die Modulationsfrequenz, die durch die Abmessungen und die Resonanzfrequenz des PEM festgelegt ist. Weiterhin wird jeder Meßpunkt der V-Kurve 200 mal gemessen und dann gemittelt. Der Zeitbedarf für eine komplette V-Kurve liegt etwa bei einer Minute. Diese Messmethode eignet sich also nicht zur Bestimmung der Polarisationsdrehung während einer kompletten Bildaufnahme, da hier in der Regel ein Bereich aus 128×128 Punkten abgefahren wird. Es bietet sich daher an, ein Verfahren zu verwenden, welches pro Bildpunkt nur eine Messung durchführt.

Betrachtet man in Abbildung 3.25 bei einem festen Detektorwinkel ϕ_1 das dazugehörige Meßsignal, so erkennt man, daß unterschiedliche Polarisationsdrehungen auch zu unterschiedlichen Ausgangsspannungen führen. Durch eine Intensitätsmessung bei fester Detektorposition ist eine Messung der Magnetisierung also möglich. Die Zeit für die Datenaufnahme reduziert sich dabei drastisch. Bei diesem Verfahren verliert man allerdings die Unabhängigkeit des Meßsignals von Intensitätsschwankungen. Um sicherzustellen, daß ein Kontrast in einem auf diese Weise aufgenommenen Bild tatsächlich magnetooptischer Herkunft ist, können anschließend an den fraglichen Stellen V-Kurven oder ein weiteres Bild mit verdrehtem Detektor aufgenommen werden. Aus Abbildung 3.25 ist ersichtlich, daß eine Messung mit Detektorwinkel ϕ_2 eine Kontrastumkehr hervorruft, die durch eine reine Intensitätsschwankung nicht erreicht werden kann. In diesem Fall würde sich lediglich die Steigung der V-Kurvenflanken verändern.

Betreibt man den Lock-In-Verstärker mit der einfachen Modulationsfrequenz ω des PEM, so erhält man ein Ausgangssignal, das die Bestimmung der Elliptizität ermöglicht [Egge99].

4 Meßergebnisse

Die Meßergebnisse, die ein magnetooptisches Nahfeldmikroskop liefert, können in drei Bereiche eingeteilt werden:

- Topographische Abbildung
- Abbildung lokaler Reflexions- oder Transmissionseigenschaften
- Abbildung lokaler Magnetisierungen

Wie sich zeigen wird, sind die Bereiche sehr stark miteinander verknüpft. Eine eindeutige Zuordnung der sichtbaren Kontraste ist daher nicht einfach und eine Diskussion der Meßdaten unumgänglich. Hierzu müssen die Mechanismen der gegenseitigen Beeinflussung untersucht werden.

Die Grundvoraussetzung für erfolgreiche Messungen ist ein konstanter Abstand zwischen Apertur und Probenoberfläche. Die Abstandsregelung ist damit die Basis für die optischen Messungen. Daher wird zunächst das topographische Auflösungsvermögen der Apparatur behandelt.

Nach einer Untersuchung der Einflüsse von topographischen Effekten auf das optische Meßsignal sind dann die Grundlagen für die Interpretation von magnetooptischen Bildaufnahmen geschaffen, die im letzten Teil dieses Kapitels vorgestellt werden.

4.1 Topographisches Auflösungsvermögen der Apparatur

Die topographische Abbildung einer Oberfläche ergibt sich immer aus einer Faltung der Proben-topographie mit der Spitzenform. Um die Eigenschaften des Abstandregelsystems unabhängig von topographischen Gegebenheiten und der Spitzenform untersuchen zu können, bietet unser Aufbau die Möglichkeit, die Probenposition bezüglich der Nahfeldsonde in z- Richtung zu variieren (Abschnitt 3.3.1). Es können verschiedene Kurvenformen wie Rechteck, Sinus oder Dreieck mit unterschiedlichen Frequenzen und Amplituden zur Bewegung der Probe verwendet werden. Die z-Modulation ist synchron zur Rasterbewegung möglich. Wird bei der Bildaufnahme auf eine Rasterbewegung der Probe verzichtet, so ist dieses Verfahren für die Bestimmung des vertikalen Auflösungsvermögens des gesamten Aufbaus geeignet. Die Spitze befindet sich also während der Bildaufnahme immer auf derselben Position der Probenoberfläche, die ausschließlich in z-Richtung bewegt wird. Damit ist die Messung unabhängig von der Spitzenform und der Topographie. Abbildung 4.1 zeigt eine Rechteckmodulation mit einer

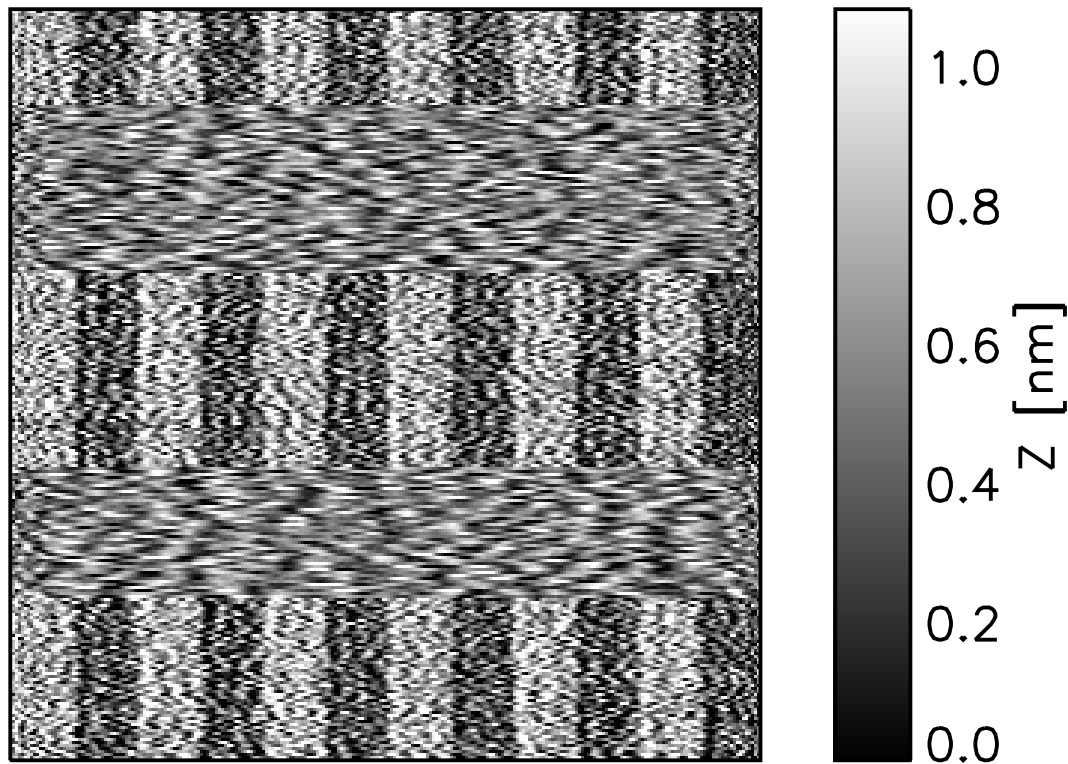


Abbildung 4.1: Abbildung einer zur Rasterbewegung synchronen z-Modulation der Probe mit einer Amplitude von 0,5 nm. In den beiden Zwischenbereichen wurde die Modulation ausgeschaltet.

Amplitude von 0,5 nm. Deutlich ist das Streifenmuster zu erkennen. Die vertikale Auflösung der Apparatur ohne Berücksichtigung der Spitzenform oder der Probestopographie liegt also im sub-Nanometerbereich.

Für topographische Testmessungen stand ein in Glas gekratztes Strichgitter [Curt] zur Verfügung. Die Stufenhöhe beträgt 8 nm und die Periode 383 nm. Aus dem Linescan in Abbildung 4.2 läßt sich eine Linienbreite von 190 nm ablesen.

4.1.1 Schlußfolgerungen

Für den Scherkraftmodus kann die Abbildungsqualität durch Vergleiche mit Oberflächenmessungen durch andere Geräte wie Rasterelektronen-, Rasterkraft- oder Rastertunnelmikroskop beurteilt werden. Hierbei ist die Größe der noch abbildbaren Struktur nur ein Anhaltspunkt bei der Beurteilung des Gerätes. Eigenschaften wie Rastergeschwindigkeit, Störanfälligkeit, Austauschbarkeit der Sonden und die universelle Funktion auf verschiedenen Probenoberflächen sind von ebenso großer Bedeutung. Der Meßkopf selber hat im Rastertunnelmikroskop bereits gezeigt, daß atomare Auflösung möglich ist [Egge99]. Der begrenzende Faktor bei dem Scherkraftabstandsregelverfahren ist die Spitzenform, da eine als Nahfeldapertur genutzte Spitze eine räumliche Mindestausdehnung hat. Außerdem geht es in der Rasternahfeldmikroskopie

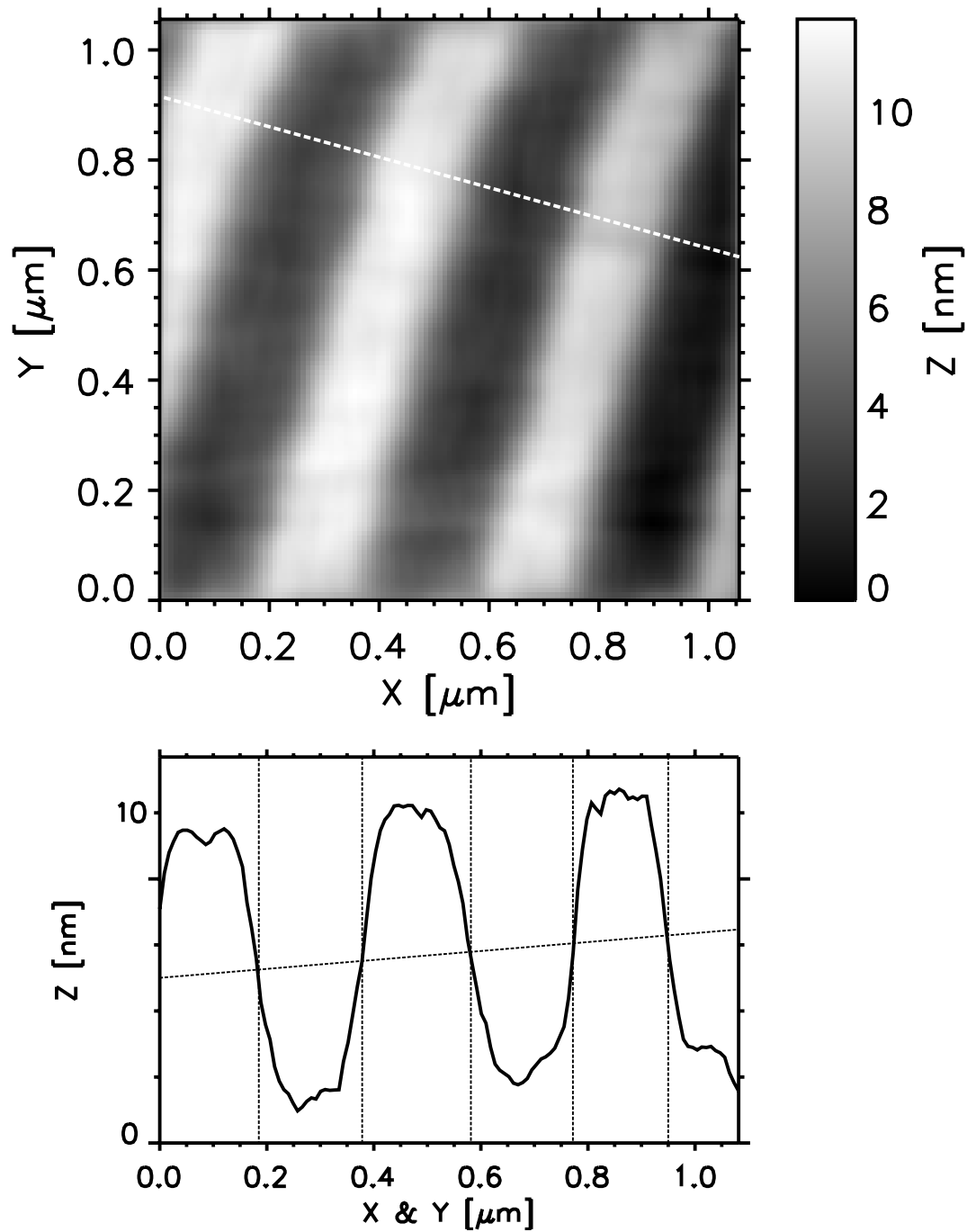


Abbildung 4.2: Topographische Abbildung eines Strichgitters eingekratzt in Glas [Curt]. Periode: 383 nm, Stufenhöhe: 8nm. Der Linescan wurde an der gestrichelt eingezeichneten Stelle entnommen.

nicht primär um die Abbildung der Oberfläche aufgrund der Scherkraftwechselwirkung, sondern um optische Messungen. Scherkraftbilder sind also Zusatzinformationen aufgrund der notwendigen Bedingung eines konstanten Abstands zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche. Daher ist eine Optimierung der Scherkraftabbildung nur in soweit sinnvoll, wie Auswirkungen auf die Qualität der optischen Abbildung feststellbar sind. Unser Scherkraftabbildungsmechanismus ist bezüglich Rastergeschwindigkeit und Größe der abbildbaren Strukturen ausreichend für den Einsatz in einem Rasternahfeldmikroskop.

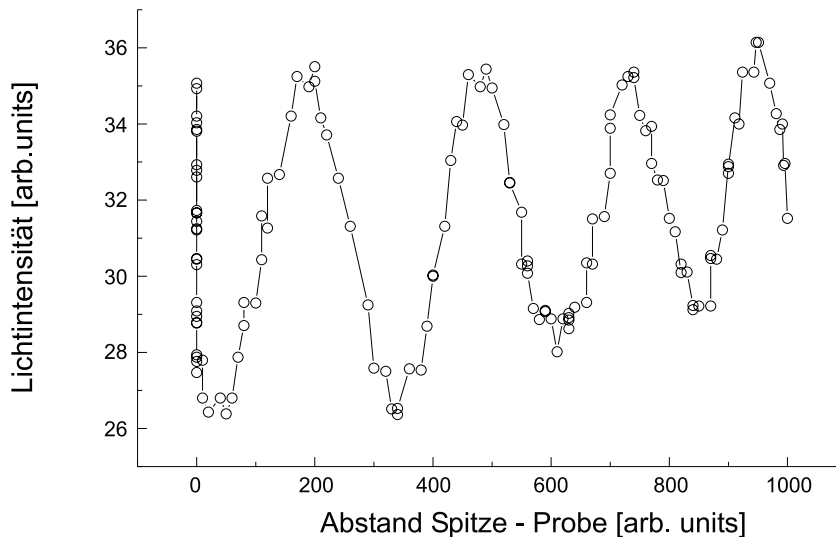


Abbildung 4.3: Intensität des von der Probe transmittierten Lichts in Abhängigkeit vom Spitze–Probe–Abstand.

4.2 Topographische Abbildungseffekte im optischen Bildsignal

Betrachtet man die von uns thermisch gezogenen und mit Aluminium bedampften Glasfaser-spitzen, so fällt auf, daß der vordere Teil der Spitze bereits Licht aussendet, wenn die Nahfeldsonde noch weit von der Probenoberfläche entfernt ist. Das bedeutet, daß Licht nicht nur im Nahfeld ausgesandt wird, sondern auch ein Teil als Fernfeldlicht die Apertur verläßt. Detaillierte Untersuchungen des Abstrahlverhaltens von Nahfeldsonden im Fernfeld wurden von Obermüller und Karrai [Ober95] durchgeführt. In ihren Experimenten wurde die Winkelverteilung des abgestrahlten Lichts im Abstand von 5 cm in einem Winkelbereich zwischen -165° und 165° bezüglich der Symmetrieachse der Spitze untersucht. Außerdem wurde die Winkelverteilung für senkrecht und parallel zur Meße-bene polarisiertes Licht getrennt gemessen. Bei diesen Messungen zeigte sich, daß auch Licht mit Winkeln größer $|90^\circ|$ abgestrahlt wird. Dies deckt sich ebenfalls mit unseren qualitativen Beobachtungen. Das rückgestrahlte Licht führt bei Messungen im Reflexionsmodus zu Schwierigkeiten, da es den Detektor ohne vorherige Wechselwirkung mit der Probe erreicht. Betrachtet man die gemessenen Winkelverteilungen für unterschiedliche Aperturdurchmesser, so sieht man, daß mit einer Verkleinerung der Apertur die Winkelverteilung breiter wird [Ober95].

Bereits 1944 wurde von Bethe vorgeschlagen, die Lichtabstrahlung kleiner Öffnungen als Überlagerung von einem elektrischen und einem dazu parallelen magnetischen Dipol zu betrachten [Beth44]. Die Annahme von zwei senkrechten Dipolen führt zu einer guten Beschreibung des hier betrachteten Fernfeldlichts im Winkelbereich kleiner $|90^\circ|$ [Ober95a].

Ein anderer Hinweis auf zu berücksichtigende Fernfeldeffekte ergibt sich aus der Betrachtung von Annäherungskurven. In Abbildung 4.3 wurde bei der Annäherung der Spitze an die Probe die durch die Probe transmittierte Lichtintensität gemessen. Schon bei Abständen außer-

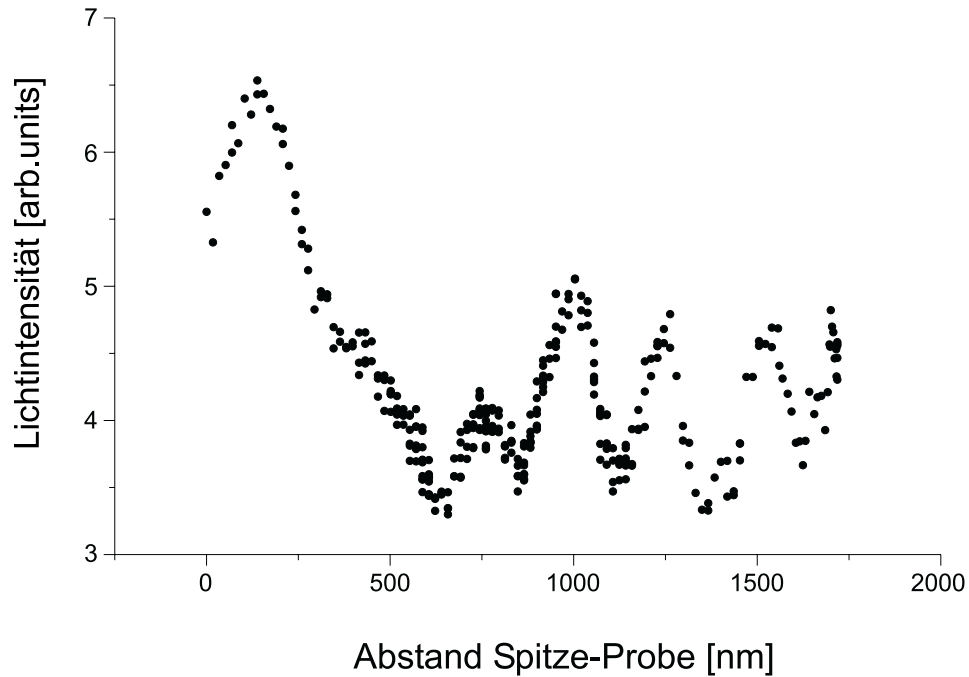


Abbildung 4.4: Intensität des von der Probe rückreflektierten Lichts in Abhängigkeit vom Spitze-Probe-Abstand.

halb des Nahfeldbereichs ist eine periodische Veränderung der Lichtintensität zu erkennen, die auf eine Interferenz zwischen dem Licht aus der Nahfeldsonde und ihrem Spiegelbild auf der Probe zurückzuführen ist [Ober95a]. Die Periodenlänge entspricht mit $\lambda/2$ diesem Modell. Im Nahfeldbereich steigt die Intensität exponentiell an. Das hat zur Folge, daß bei Messungen im Transmissionsmodus Fernfeldeffekte bei genügend kleinem Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche nur noch eine untergeordnete Rolle spielen. Entscheidender ist hier ein konstanter Abstand, da sonst topographische Eigenschaften der Probe eine Messung der lokalen optischen Eigenschaften der Oberfläche verhindern [Hech97].

Bei Messungen im Reflexionsmodus sind wie bei Transmissionsmessungen Interferenzerscheinungen bei der Variation des Apertur-Probenabstands sichtbar (Abbildung 4.4). Zur Erklärung können wir wieder eine Interferenz zwischen Modelldipolen an der Apertur und den dazugehörigen Bilddipolen auf der Probe heranziehen. Bei den Überlegungen für den Transmissionsmodus wurde nur eine Lichtausbreitung in 0° Richtung bezüglich der Spitzenachse betrachtet. Der Detektionsaufbau ist im Transmissionsmodus gerade so gewählt, daß Licht unter wesentlich größeren Winkeln nicht beachtet wird. Bei anderen Abstrahlwinkeln ergibt sich eine Periodizität von $\lambda/(2 \cos \alpha)$. Mit unserem Parabolspiegel als Detektor betrachten wir nun nicht nur einen Abstrahlwinkel, sondern viele im Bereich von 30° bis 90° . Eine Integration über diesen Winkelbereich führt zu einer periodischen Interferenzerscheinung, wie sie in Abbildung 4.4 zu sehen ist [Durk98]. Es fällt auf, daß sich die Lichtintensität bei kleinen Abständen nach einem anfänglichen Anstieg verringert. Ursache hierfür ist die Nahfeldsonde

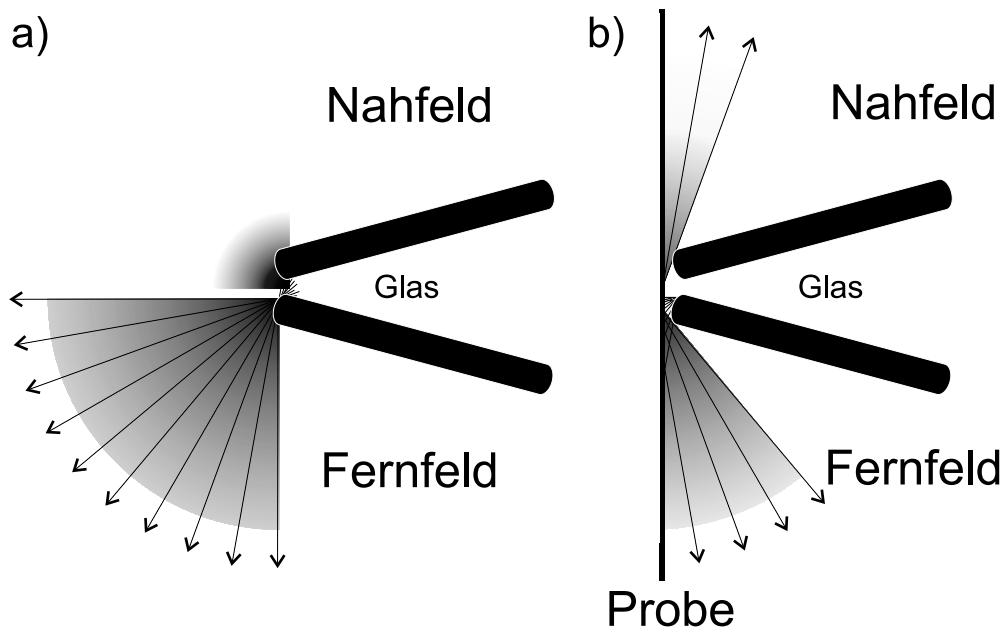


Abbildung 4.5: Skizze der Lichtabstrahlung von Nah- und Fernfeldlicht für verschiedenen Konstellationen: a) Beschichtete Spitze in großer Entfernung zur Probenoberfläche und b) Spitze in unmittelbarer Nähe der Probe.

selbst, die einen Teil des rückreflektierten Lichts abschattet. Auch wird ein Teil des Lichts, wie Messungen anderer Gruppen zeigen [Berg95], in die Spitze rückreflektiert.

Zur Verdeutlichung wird das Abstrahlverhalten einer beschichteten Spitze für unterschiedliche Apertur–Proben–Abstände und topographische Strukturen in Abbildung 4.5 und Abbildung 4.6 skizziert. Es wurde hierzu die Abstrahlung für Fernfeld- und Nahfeldlicht getrennt betrachtet. Die Bezeichnung Nahfeld bezieht sich auf Licht, dessen Ursprung im evaneszenten Nahfeld der Spitze liegt. Nach dem Kontakt mit der Probe kann dies allerdings auch propagationsfähig sein. In den Abbildungen ist propagationsfähiges Licht mit Pfeilen in Ausbreitungsrichtung gekennzeichnet. Die unterlegte Schraffur ist ein schematisches Maß für die Lichtintensität. Schwarz bedeutet dabei eine hohe und weiß eine niedrige Intensität. Ohne Probenkontakt (Abbildung 4.5a) nimmt die Nahfeldintensität exponentiell ab ohne die Aussendung propagierender Wellen. Die oben beschriebene Abstrahlung von propagierendem Fernfeldlicht wird in dieser Skizze homogen angenommen. Die Lichtabstrahlung in einen Winkelbereich größer 90° bzgl. der Spitzenachse wird nicht betrachtet, da dieses Licht keine Informationen über die Probe enthält.

Befindet sich die Spitze in unmittelbarer Nähe der Probenoberfläche (Abbildung 4.5b), so wird evaneszentes Nahfeldlicht in propagierende Lichtwellen umgewandelt. Gleichzeitig verhindert die Bedampfung eine ungestörte Abstrahlung des Lichts. Von dieser Abschattung ist sowohl das Fernfeldlicht als auch die Strahlung aus dem Nahfeld der Spitze betroffen. Der entscheidende Unterschied zwischen Nah- und Fernfeldlicht liegt im unterschiedlichen Ursprung

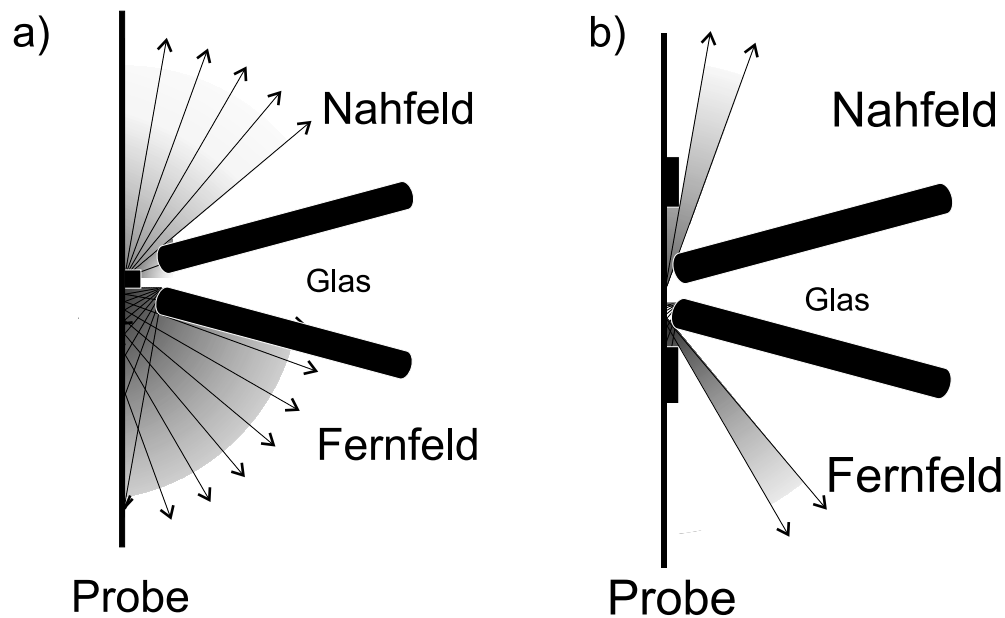


Abbildung 4.6: Skizze der Lichtabstrahlung von Nah- und Fernfeldlicht für verschiedenen Konstellationen: a) topographisch bedingter vergrößerter Spitze–Probe–Abstand und b) Abschattung durch benachbarte topographische Strukturen.

der propagationsfähigen und damit detektierbaren Strahlung. Das aus dem Nahfeld resultierende propagierende Licht stammt aus dem lokal begrenzten Bereich direkt unter der Apertur. Das von der Spitze ausgesandte Fernfeldlicht beleuchtet zunächst die Probenoberfläche großräumig und wird dann nach der Reflexion von der Sammeloptik an den Detektor weitergeleitet. Die Ortsauflösung wird dabei durch die Sammeloptik bestimmt. Diese unterliegt den Gesetzen der klassischen Optik und kann daher das Beugungslimit nicht unterschreiten. Für hochauflösende Messungen ist also nur das Licht aus dem Nahfeldbereich der Spitze geeignet, da in diesem Fall die $\text{sub-}\lambda$ große Apertur die Größe des Bereichs bestimmt, aus dem optische Informationen gesammelt werden.

Abbildung 4.6a zeigt die Lichtabstrahlung bei vergrößertem Abstand zwischen Apertur und Probenoberfläche. Dieser Fall tritt ein, wenn an einer kleinen topographischen Struktur oder einer Strukturflanke die Spitze angehoben wird. Die Lichtabschattung durch die Bedampfung der Spitze verringert sich und die detektierbare Intensität steigt an (vgl. Abbildung 4.4). Im Fernfeldbereich ist dieser Intensitätsanstieg nicht nur in unmittelbarer Nähe der Spitze sondern auch in weiter entfernten Probenbereichen zu beobachten. Ist der Fokusbereich der Sammeloptik bzgl. der Apertur verschoben, so ergeben sich rein topographisch bedingte optischen Kontraste. Die im optischen Bild sichtbaren Strukturen haben dann die selbe Größe wie in der topographischen Scherkräftabbildung. Von einer hochauflösenden Messung der optischen Eigenschaften direkt am Ort der Apertur unter Ausnutzung des Nahfeldeffekts kann aber in diesem Fall keine Rede sein. Selbst wenn nach erfolgreicher Justage kein Versatz zwi-

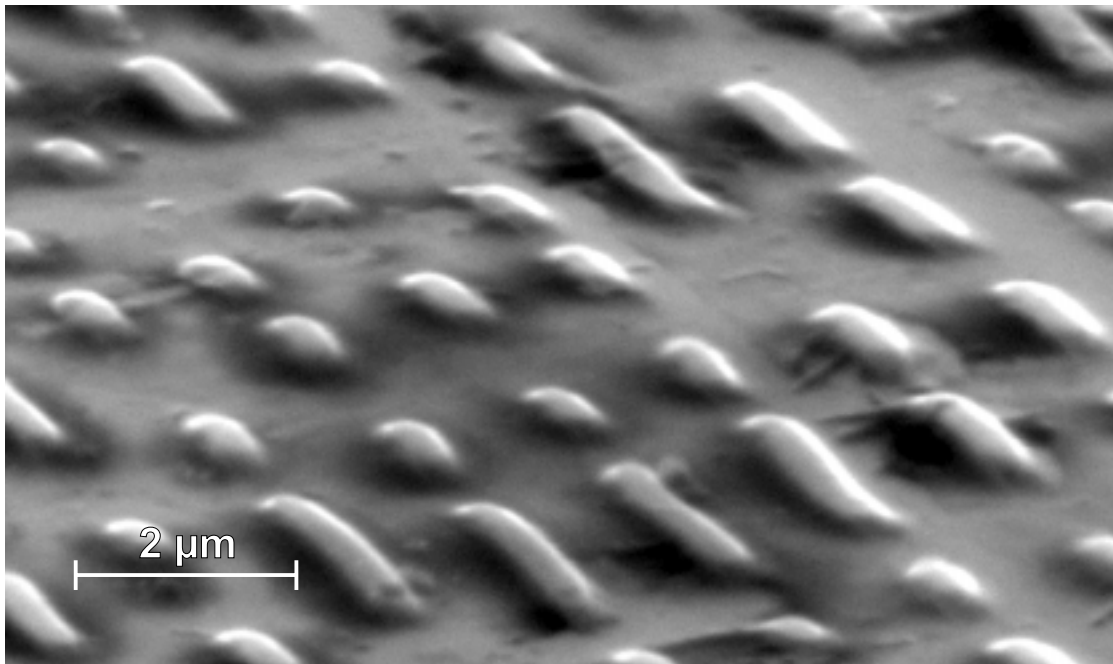


Abbildung 4.7: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme einer CD - Preßmatrize.

schen dem Fokusbereich der Sammeloptik und der Apertur besteht, zeigt das optische Bild Intensitätsänderungen aufgrund der variierenden Abschattung (Abschnitt 4.2.2).

Befindet sich die Nahfeldsonde in unmittelbarer Nähe einer topographischen Struktur (Abbildung 4.6b), so kommt es zu einer Abschattung im Nah- und Fernfeldbereich. Dieser Effekt ist auch wieder an weit von der Apertur entfernten Probenpositionen zu beobachten. Dies führt bei der externen Reflexion wieder zu Problemen bei der Justage der Apparatur (Abschnitt 4.2.1, 4.2.2).

4.2.1 Messungen an einer CD - Preßmatrize

Auf einem Nickelsubstrat befinden sich 110 nm hohe Erhebungen, die 500 nm breit sind und in der Länge zwischen 0,8 μm und 4 μm variieren. Diese Bits sind in einer spiralförmigen Spur angeordnet mit einem Spurbstand von 1,6 μm (Abbildung 4.7). Solche Matrizen werden in einen Kunststoff gepreßt, der anschließend mit Aluminium bedampft wird. Auf diese Weise entstehen die herkömmlichen CD's. Diese Struktur ist aufgrund der bekannten geometrischen Form und Größe zum einen für Eichmessungen und zum anderen für erste optische Testmessungen besonders gut geeignet.

Da die Bits und die restliche Probenoberfläche aus dem gleichen Material mit identischen optischen Eigenschaften hergestellt sind, sollten im optischen Bildsignal zunächst keine Strukturen erkennbar sein. Die im optischen Bild Abbildung 4.8 deutlich sichtbaren Bits können also nur durch topographische Effekte hervorgerufen worden sein.

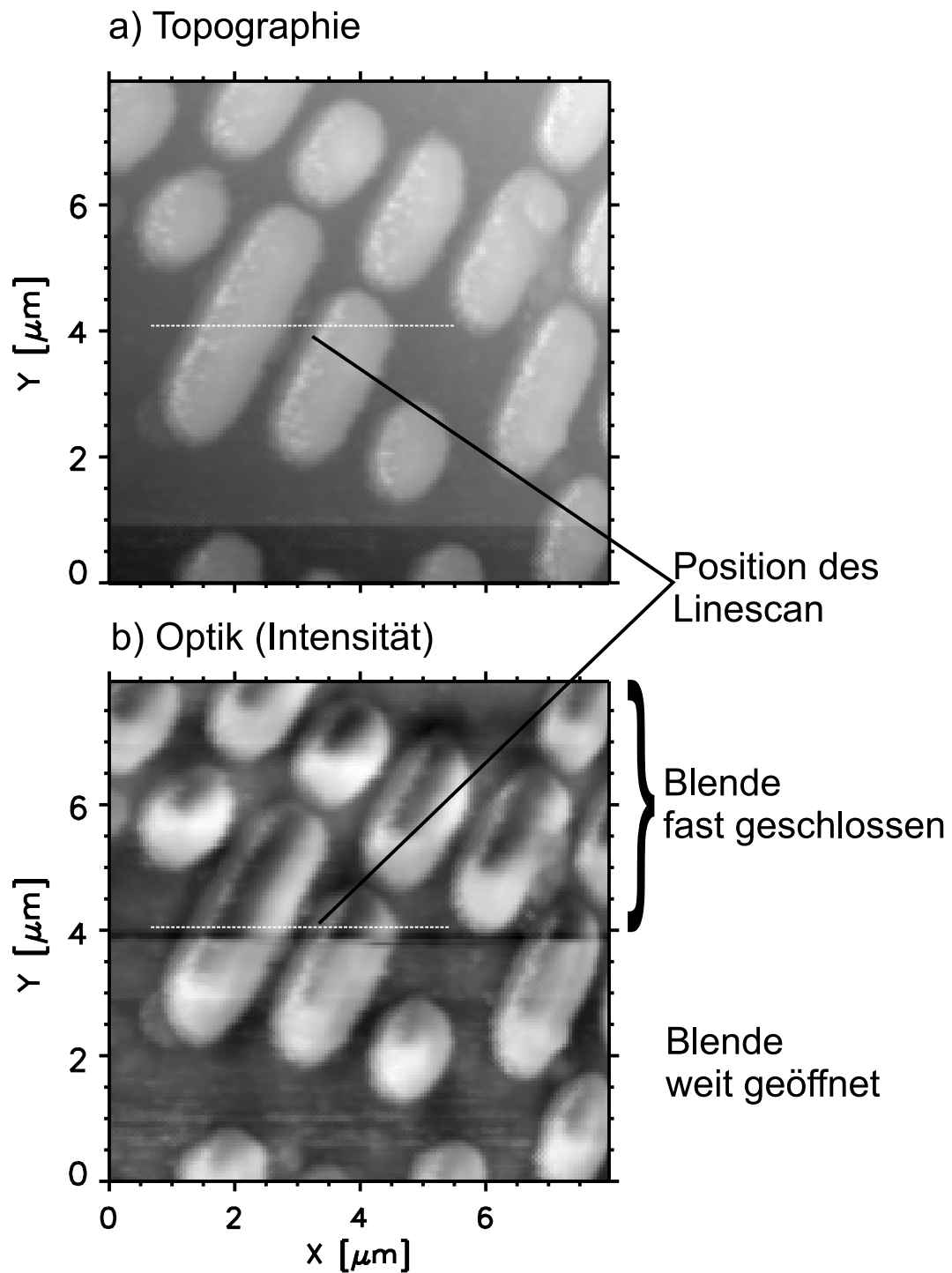


Abbildung 4.8: Topographische und optische Bildaufnahme einer CD - Preßmatrize im Reflexionsmodus ohne Berücksichtigung der Polarisation. Optische Intensitätsmessung mit Variation der Blendeneröffnung.

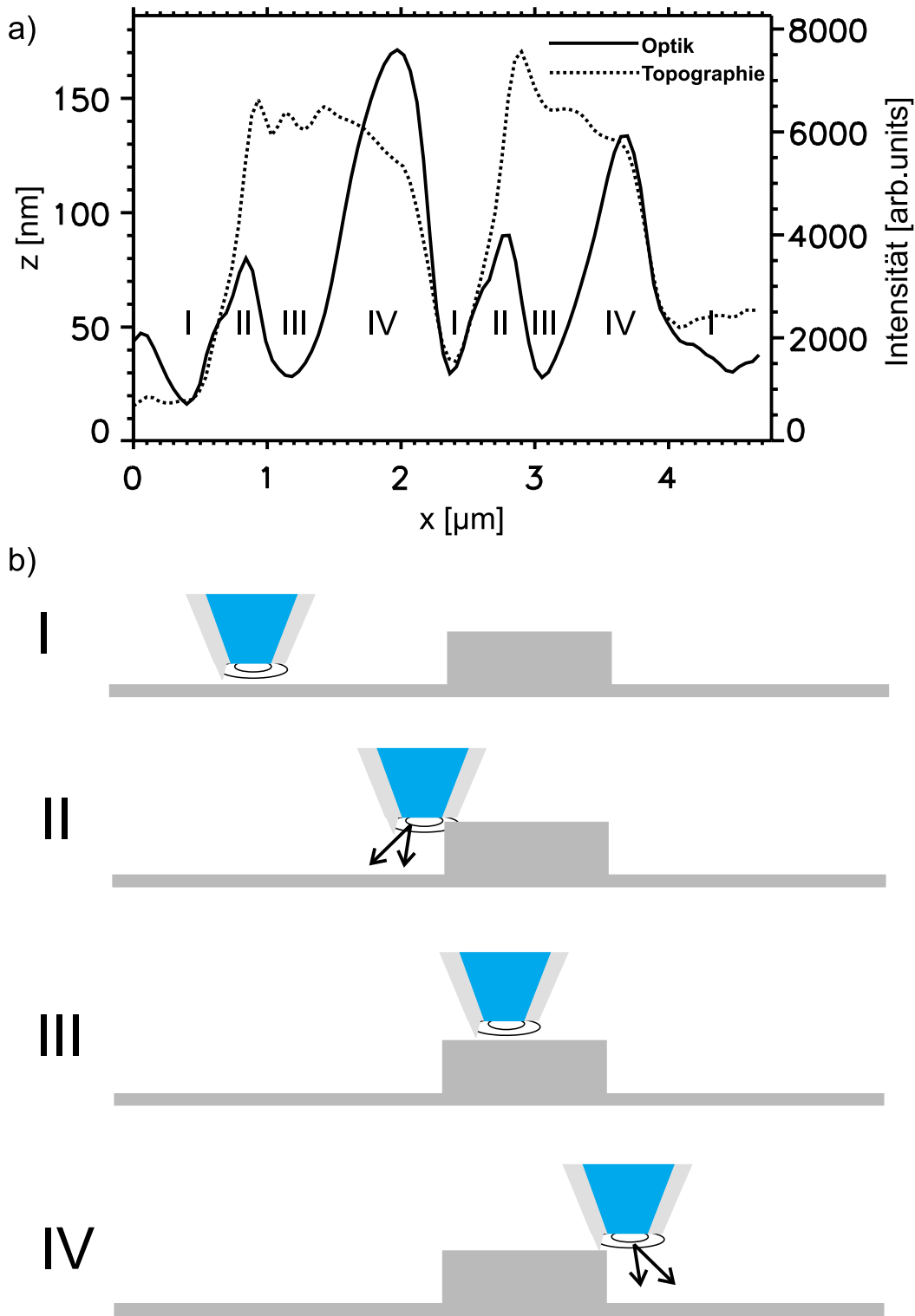


Abbildung 4.9: a) Optischer und topographischer Linescan entnommen aus Abbildung 4.8. b) Modell zur Verdeutlichung des Abbildungsmechanismus in Abbildung 4.8.

Bei der Betrachtung des Linescans Abbildung 4.9 über die Struktur ist erkennbar, daß nur an den Kanten der Bits eine höhere Lichtintensität gemessen werden konnte. Abbildung 4.9 soll den hier auftretenden Abbildungsmechanismus verdeutlichen.

Auf den Bits und in den Zwischenbereichen (Pos. I u. III) ist die Intensität nahezu identisch. Dies ist verständlich, da aufgrund der lateralen Größe der Struktur bei der Verwendung einer Spitze mit einem relativ kleinen Abstrahlbereich kein optischer Unterschied zwischen den beiden Positionen besteht. An den Flanken der Struktur (Pos. II u. IV) vergrößert sich beim Abrastern der Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche. Aus der Intensitäts - Abstandskurve Abbildung 4.4 für Abstände < 150 nm ist ersichtlich, daß dies zu einem Intensitätsanstieg des reflektierten Lichts führt. Aufgrund der unterschiedlichen Lichtintensitäten bei Position II und IV können wir in diesem Fall von einer nicht symmetrischen Abstrahlcharakteristik der Spitze ausgehen. Bei Position IV führt vermutlich ein Loch in der Bedampfung auf der rechten Seite der Spitze dazu, daß eine höhere Intensität detektiert wird. An Position II wird dieses Licht durch die Bitstruktur abgeschattet. Ähnliche Effekte können erzielt werden, wenn durch geeignete Wahl der Parameter die z-Abstandsregelung mit unterschiedlicher Geschwindigkeit auf Erhebungen oder Vertiefungen reagiert. Hier kommt dies als Erklärung allerdings nicht in Frage, da im topographischen Linescan alle Flanken den gleichen Winkel zeigen, und außerdem durch diesen Mechanismus nur die unterschiedliche Breite der Signale an Pos II und IV, aber nicht die unterschiedliche Höhe erklärt werden kann. Zusätzlich kann sich dieser Effekt nur in Scanrichtung (x-Richtung) auswirken. Das optische Bild in Abbildung 4.8 zeigt aber auch ein asymmetrisches Verhalten in y-Richtung.

Aus der Bitbreite in der topographischen Abbildung der Oberfläche in Abbildung 4.8 können Rückschlüsse auf den Durchmesser der Spitze gezogen werden. Mit $1,3\text{ }\mu\text{m}$ wird die Struktur 800 nm breiter dargestellt als erwartet. Der Durchmesser der Spitze liegt hier also bei etwa 400 nm . Es handelt sich um eine relativ große Spitze mit entsprechend großer Lichtaustrittsöffnung.

Verkleinert man die Lichtaustrittsöffnung, so führt dies zu einer Verbreiterung der Fernfeldabstrahlcharakteristik [Ober95]. Die hieraus resultierenden Schwierigkeiten sollen im folgenden diskutiert werden. Wir können davon ausgehen, daß der von uns verwendete optische Aufbau mit dem Parabolspiegel nicht in der Lage ist, Licht ausschließlich aus dem räumlich sehr kleinen Bereich der Glasfaserspitze zu detektieren. Selbst wenn man bei optimistischer Schätzung von einem etwa $1\text{ }\mu\text{m}^2$ großen Fokusbereich ausgeht, wird bei einer Spitzengröße im sub- μm -Bereich auch bei optimaler Justage der Apparatur ein Teil des von der Spitze abgestrahlten Fernfeldlichts mit ausgewertet. Während der Aufnahme des optischen Bildes (Abbildung 4.8) wurde die Größe des Detektionsbereichs mit einer Irisblende (s. Abbildung 3.21) variiert. Im unteren Bereich des Bildes wurde mit geöffneter Iris, also großem Detektionsbereich des Parabolspiegels, gemessen; ab der Mitte des Bildes bei $4\text{ }\mu\text{m}$ wurde die Blende nahezu geschlossen. Als Folge wird der Bereich hoher Intensität an den Flanken der Struktur kleiner, und die Bits erscheinen wesentlich schärfer. Befindet sich der Fokusbereich des Parabolspiegels nicht am Ort des Spiegelbilds der Nahfeldsonde, so ist der vom Nahfeld direkt am Ort der Apertur herrührende Lichtanteil - falls überhaupt noch vorhanden - sehr klein. Es ist dann möglich, daß die optischen Informationen über die Oberfläche aus Bereichen gesam-

melt werden, die von der Spitze erst viel später erreicht werden. Dies führt zur Abbildung von sogenannten "Geisterstrukturen". Ein Beispiel für diesen Effekt ist in Abbildung 4.10 und Abbildung 4.11 dargestellt. Das topographische Bild (Abbildung 4.10a) zeigt aufgrund eines kleineren Spitzenradius eine wesentlich bessere Abbildung der Oberfläche als in Abbildung 4.8. Die topographische Position der Bits wird in den optischen Bildern durch weiße Umrißlinien angedeutet. Deutlich ist zu erkennen, daß die Bits im optischen Bild (Abbildung 4.11 c) an einer anderen Stelle erscheinen als in der topographischen Abbildung. Ursache hierfür ist die noch nicht optimale Justage des Fokusbereichs. Für die Aufnahme des Bildes wurde der Kopf so justiert, daß sich eine maximale optische Intensität am Detektor ergab. Durch Feinjustage des SNOM-Meßkopfes im Parabolspiegel war es möglich, Topographie und Optik zur Deckung zu bringen (Abbildung 4.11 d). Die optische Bildaufnahme (Abbildung 4.10 b) während der Justage zeigt, daß bei der Verschiebung des Rasterkopfes im Parabolspiegel die Bitstruktur mit unterschiedlichem Kontrast an verschiedenen Positionen sichtbar ist.

Im folgenden wird mit einem einfachen Modell eine Erklärung für die Ausbildung von Geisterstrukturen gegeben. Interferenzeffekte spielen hier noch keine Rolle und werden in Anhang A im Zusammenhang mit periodischen Strukturen betrachtet. Berücksichtigt wird lediglich, daß eine Variation der Position der Apertur eine Intensitätsveränderung des reflektierten Lichts hervorruft. Folgende Effekte sind hierfür verantwortlich:

- Die Variation des Abstands zwischen Apertur und Probenoberfläche beim Abfahren einer Struktur führt aufgrund der Abstandskennlinie (Abbildung 4.4) unabhängig von der Fokusposition des Detektors zu Intensitätsunterschieden (Abbildung 4.8). Dieser Effekt beschränkt sich auf die Kanten von topographischen Strukturen und ist deckungsgleich zur topographischen Abbildung im optischen Bild sichtbar. Er wird beeinflusst durch das Verhältnis von Aperturdurchmesser, Gesamtdurchmesser und Größe der Struktur.
- Die topographische Struktur schattet einen Teil des Lichts aus der Apertur ab. Befindet sich beispielsweise zwischen Fokusbereich des Detektors und Apertur ein Bit so wird ein Großteil des Lichts abgeschattet. Während der Rasterbewegung der Probe kann das Bit zur Seite treten und den Lichtweg freigeben; hierdurch steigt die detektierte Intensität an, auch ohne eine Veränderung der z-Position der Apertur. In diesem Fall kann eine Geisterstruktur entstehen. Dieser Effekt hängt von der Position des Fokusbereichs ab und tritt nur auf, wenn er sich bereits sehr nahe an der Apertur befindet. Sonst wird wegen der Dichte der Bits immer irgendein Teil der Struktur den Lichtweg abschatten.
- Aufgrund der topographischen Abschattung nimmt die Intensität an relativ weit von der Apertur entfernten Bereichen deutlich zu, wenn die Apertur sich auf einem Bit befindet. Diese Intensitätsveränderungen sind synchron zur topographischen Bildaufzeichnung.

Somit ist einsichtig, daß in Abhängigkeit von der Justage des Aufbaus, im optischen Bild Strukturen mit unterschiedlicher Deutlichkeit an Positionen erkennbar sind, an denen nach der topographischen Abbildung kein optisches Signal zu erwarten wäre. Bei einer optimal justierten Apparatur sind alle Effekte synchron zur topographischen Abbildung. Während der

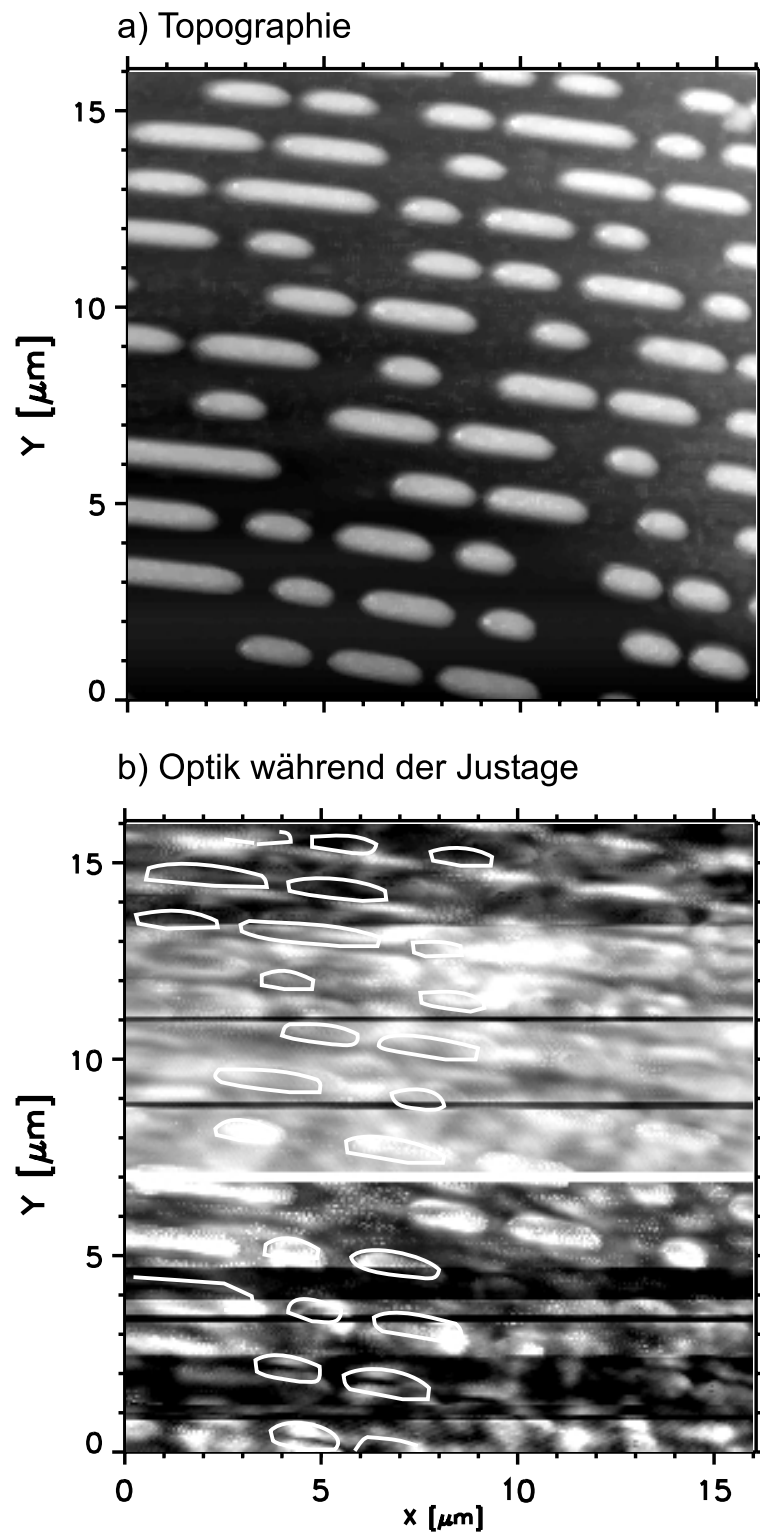


Abbildung 4.10: a) Topographische Aufnahme einer CD - Pressmatrize. b) Optische Intensitätsmessung während der Justage der Apparatur.

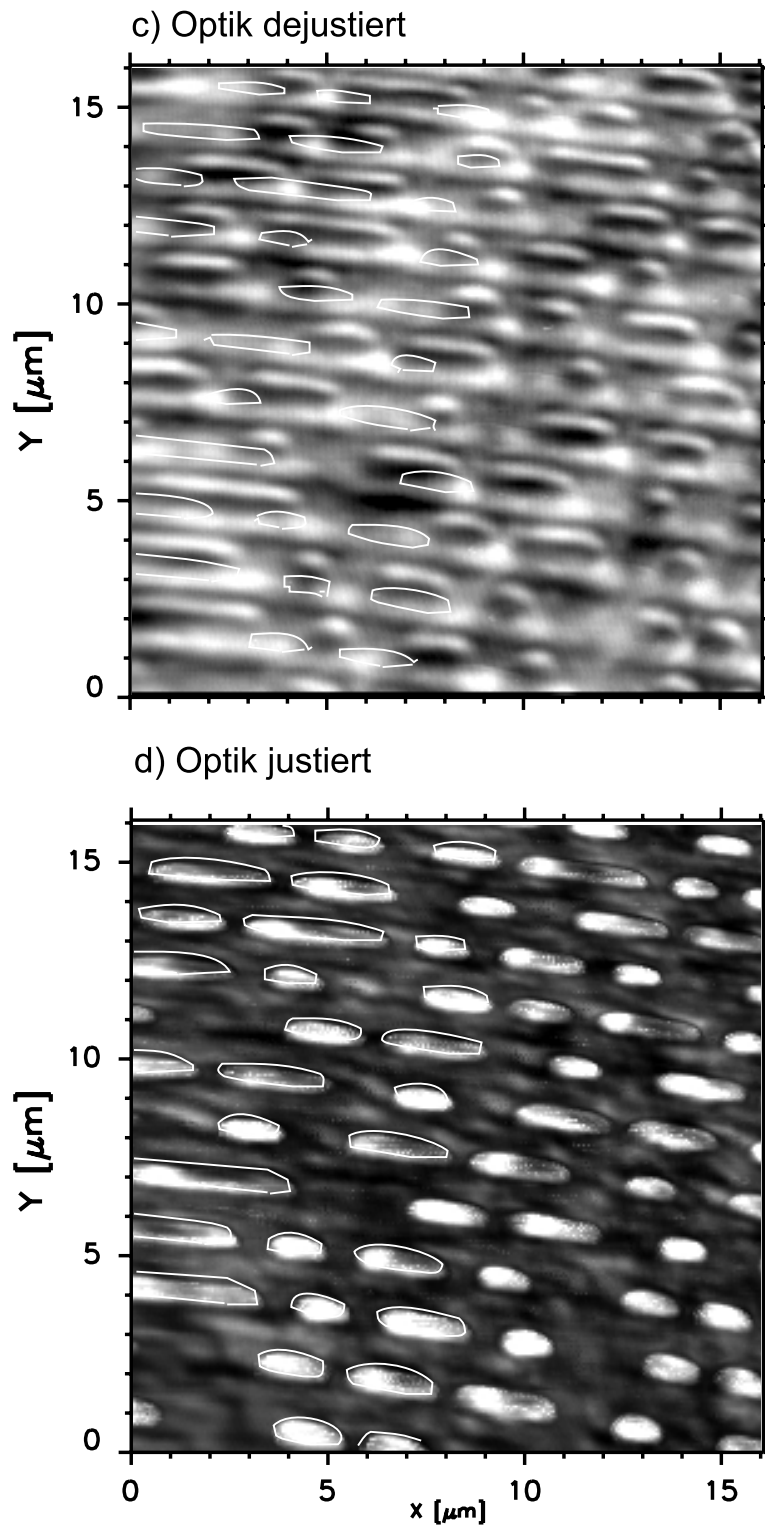


Abbildung 4.11: Optische Intensitätsmessung synchron zu Abbildung 4.10 mit dejustierter (c) und justierter (d) Apparatur.

Justage der Apparatur können sich die Effekte so überlagern, daß deutlich Strukturen an unerwarteten Positionen auftauchen oder Intensitätsmaxima mit Minima eines anderen Effekts zusammenfallen und somit keine Oberflächenstruktur im optischen Bild erkennbar ist (Abbildung 4.10 b).

Ein Beispiel für den Abschattungseffekt durch die topographische Struktur in unmittelbarer Nähe der Nahfeldsonde zeigt Abbildung 4.12. Befindet sich die Sonde direkt neben einer Erhebung, so sinkt die detektierte Lichtintensität, da Licht nur noch in den Raumwinkelbereich abgestrahlt werden kann, der nicht von der Struktur verdeckt wird. Bei der Bildaufnahme von Abbildung 4.12 wurde der Fokusbereich des Parabolspiegels um etwa eine Bitbreite nach links verschoben. In der optischen Abbildung sind daher nur die linken Flanken der Struktur sichtbar. Der oben beschriebene Intensitätsanstieg durch eine Vergrößerung des Abstandes zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche an Strukturkanten ist an den rechten Flanken der Struktur nicht sichtbar. Hier schattet das jeweilige Bit aufgrund der bewußten Justage das reflektierte Licht vollständig ab. Das obere Drittel der Bilder von Abbildung 4.12 zeigt diesen Effekt noch deutlicher. Hier wurde die Scherkraftabstandsregelung durch geeignete Wahl der Parameter so beeinflußt, daß die Spitze schnell auf Oberflächenerhebungen reagiert, dagegen bei Vertiefungen nur langsam der Struktur folgt. Dies führt dazu, daß beim Erreichen eines Bits die Spitze möglichst genau an der Flanke herauffährt, und beim Verlassen eines Bits für eine gewisse Zeit ein großer Abstand zwischen Oberfläche und Lichtaustrittsöffnung entsteht. Beim Rastern der Oberfläche von links nach rechts sollten also die rechten Flanken der Bits sowohl im topographischen als auch im optischen Bild wesentlich breiter erscheinen. Abbildung 4.12 zeigt diesen Effekt nur in der Topographie. Im optischen Bild ist nahezu unverändert auf der rechten Seite der Schatten durch die Bitstruktur zu sehen. Wie Messungen gezeigt haben, bewirkt ein Verschieben des Rasterkopfes im Parabolspiegel eine Vergrößerung bzw. Verkleinerung des Schattens. Der Schatteneffekt wirkt sich insbesondere bei magnetooptischen Messungen und der Verwendung des Parabolspiegels nachteilig aus (Anhang B).

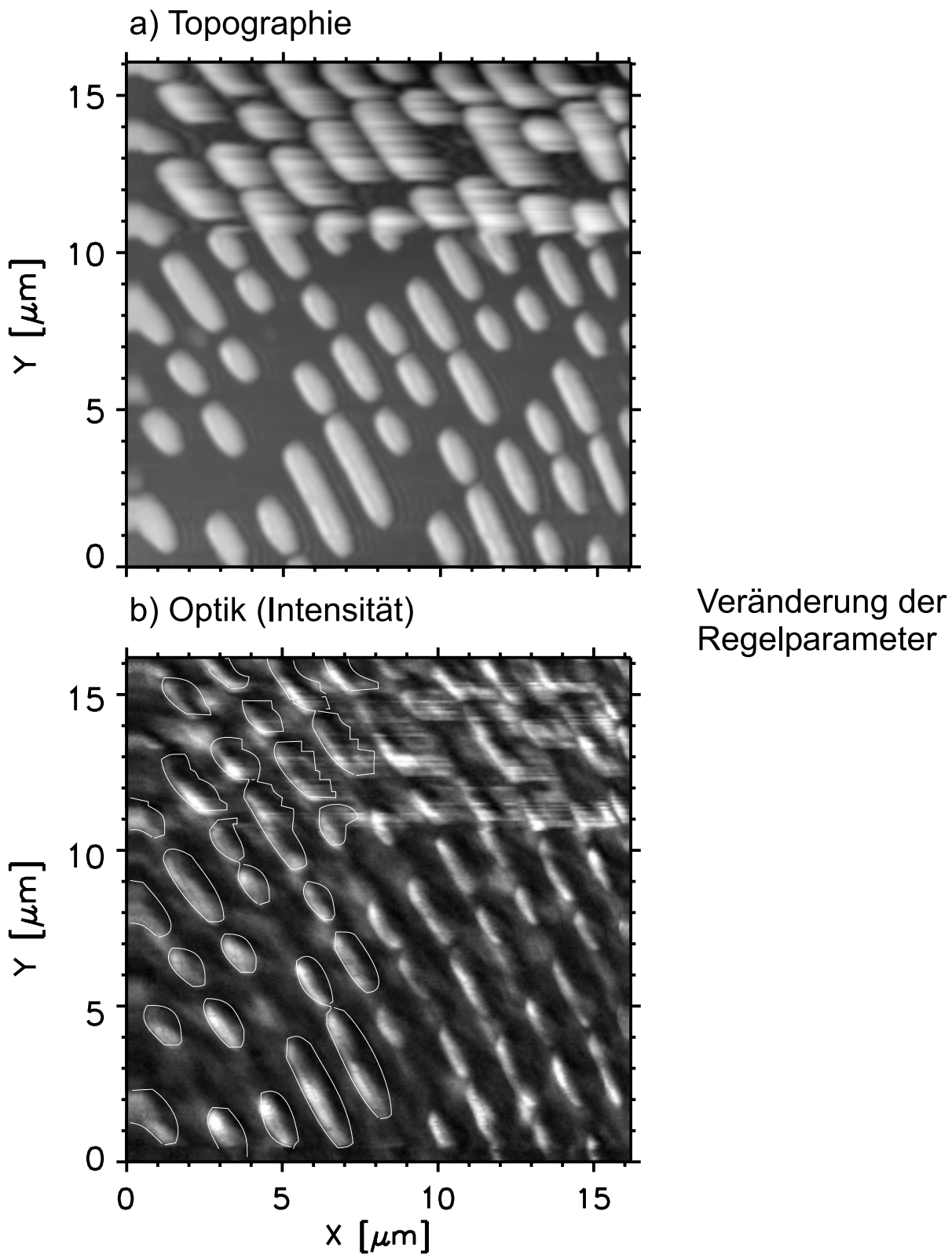


Abbildung 4.12: Topographischer Schatteneffekt am Beispiel einer CD - Preßmatrize.

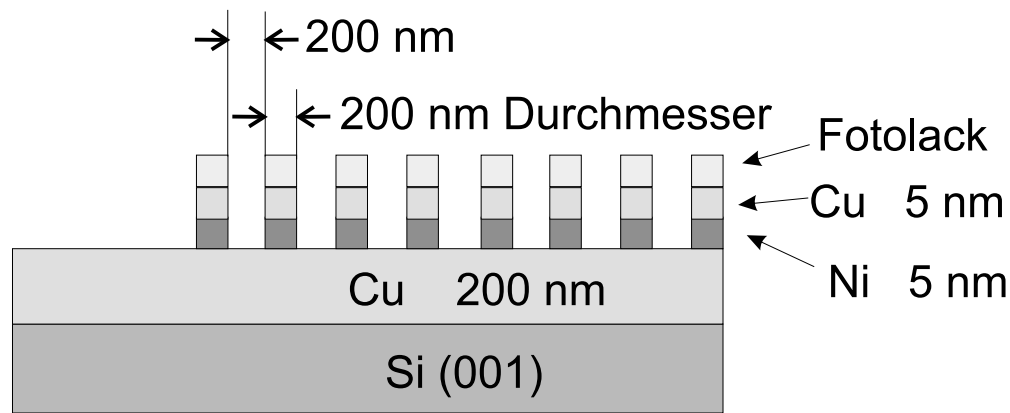


Abbildung 4.13: Querschnitt durch die Teststruktur.

4.2.2 Messungen an einer Ni-Teststruktur

Bei den bisher vorgestellten Messungen handelt es sich um Oberflächen mit Strukturen, deren laterale Ausdehnung größer ist als die verwendete Lichtwellenlänge. Messungen an sub- λ Strukturen sollen zeigen, ob die im vorherigen Abschnitt gezeigten Effekte hier ebenfalls auftreten. Eine geeignete Teststruktur erhielten wir von J.A.C. Bland [Bland1]; es handelt sich hierbei um eine Cu/Ni/Cu - Schicht auf einem Si - Substrat mit 200 nm großen Dots, die im Abstand von 200 nm angeordnet sind (Abbildung 4.13). Die Struktur wurde durch Elektronenstrahlolithographie und Ionenätzen hergestellt.

Da die Teststruktur ein ferromagnetisches Verhalten zeigt und im Fernfeld Kerr-Winkel im Bereich von $0,2^\circ$ auftreten (Abbildung 4.14), sollten bei magnetooptischen Rasternahfeldmessungen Kontrastunterschiede bei der Abbildung der Dots auftreten. Abbildung 4.15 scheint diese Kontrastunterschiede auch tatsächlich zu liefern. Hier wurde bei dem oberen optischen Bild (b) lediglich die Intensität des von der Probe reflektierten Lichts aufgenommen. Bei der unten gezeigten optischen Messung (c) wurde mit Hilfe der Quotientenmethode (Abschnitt 3.5.1) eine Drehung der Polarisationsrichtung in einen Helligkeitskontrast umgewandelt. Die Dotstrukturen treten hier wesentlich deutlicher in Erscheinung. Dies wird aber nicht nur durch die magnetischen Eigenschaften der Probe hervorgerufen, sondern vielmehr ist hierfür der oben beschriebene Schatteneffekt in Verbindung mit den in Anhang B gezeigten Folgen für die magnetooptische Abbildung verantwortlich. Die Polarisation des ausgestrahlten Lichts ist abhängig vom Abstand zwischen Probenoberfläche und Lichtaustrittsöffnung. Wie später gezeigt wird, ist dieser bei der Bildaufnahme trotz Scherkraftabstandsregelung nicht immer konstant. Auffällig ist die in beiden optischen Bildern sichtbare Überstruktur. Diese Struktur tritt auch bei Abbildungen der Oberfläche mit einem konventionellen Lichtmikroskop auf (Abbildung 4.16).

Bei Messungen im Rasterelektronenmikroskop ist die Überstruktur nicht sichtbar. Es handelt sich daher vermutlich um einen Interferenzeffekt, der auftritt, wenn die verwendete Lichtwellenlänge in der Größenordnung der Struktur ist. Da die Überstruktur auch bei einer Beob-

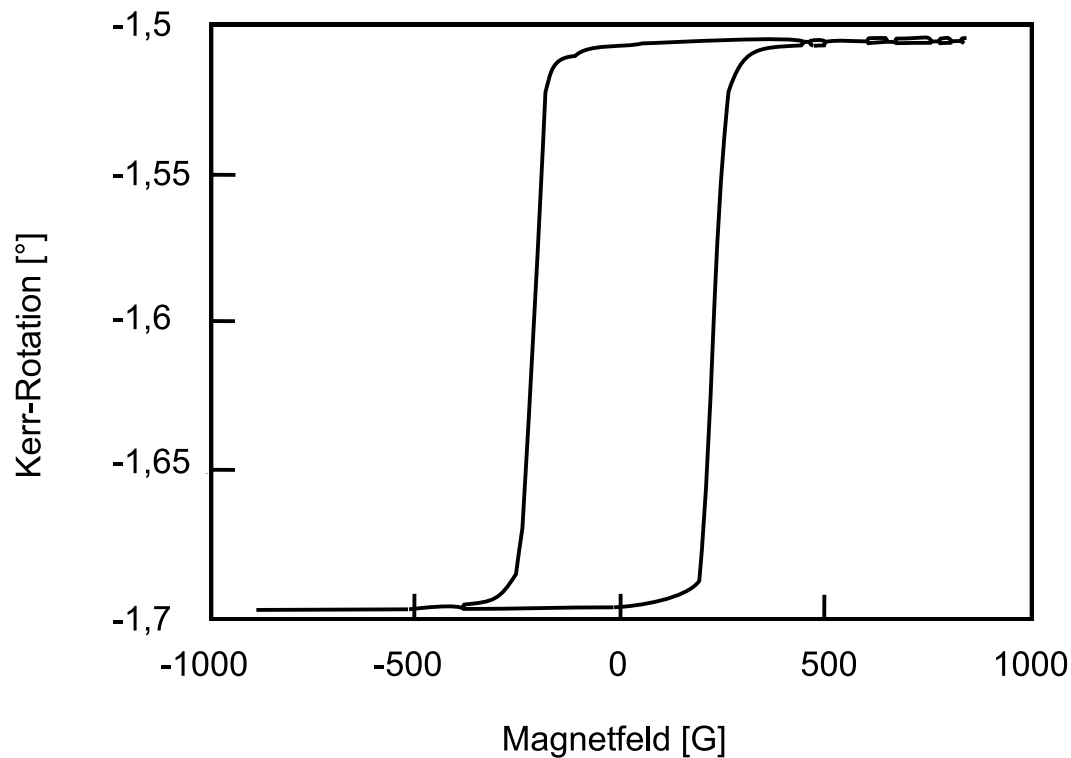
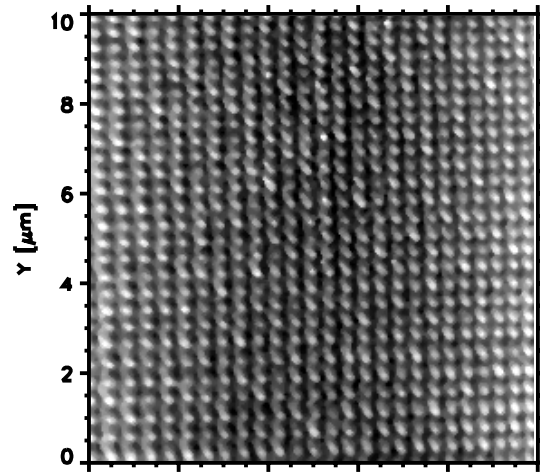


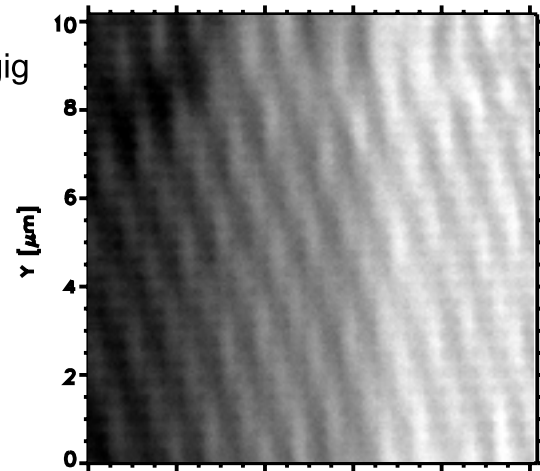
Abbildung 4.14: Kerr-Hysteresekurve des unstrukturierten Cu/Ni/Cu - Filmes gemessen im Fernfeld [Rose1].

achtungsmethode auftritt, bei der Nahfeldeffekte keine Rolle spielen, bedeutet dies, daß auch in diesem Fall bei der optischen Abbildung mit dem Rasternahfeldmikroskop Fernfeldeffekte eine Rolle spielen. Bei einer periodischen Struktur ist es schwer zu entscheiden, inwieweit die optische Abbildung „Geisterstrukturen“ wie bei der Messung an der CD - Preßmatrize zeigt. Um diese Frage besser untersuchen zu können, wurden Messungen am Rand des strukturierten Bereiches durchgeführt. Die Ergebnisse hängen von der Spitzenform und dem Spitzendurchmesser ab. Daher wird im folgenden unterschieden zwischen Messungen mit Nahfeldsonden, bei denen der Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche größer bzw. kleiner als die Probentopographie ist.

a) Topographie



b) Optik
polarisationsunabhängig



c) Optik
polarisationsabhängig

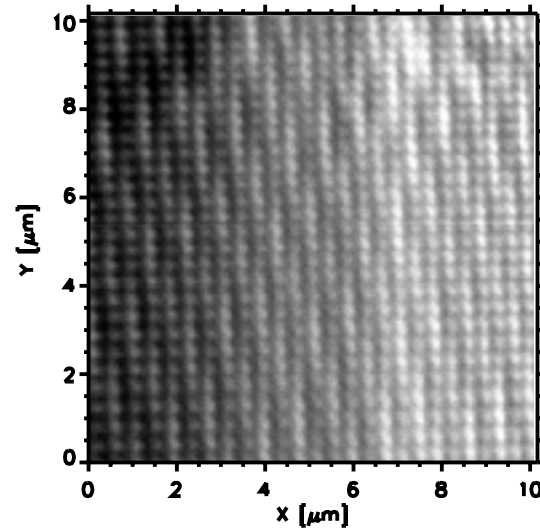


Abbildung 4.15: Topographische (a) und optische Aufnahmen einer Matrix von Ni-Dots mit 200nm Durchmesser. b) optische Intensitätsmessung c) magnetooptische Messung mit der Quotientenmethode.

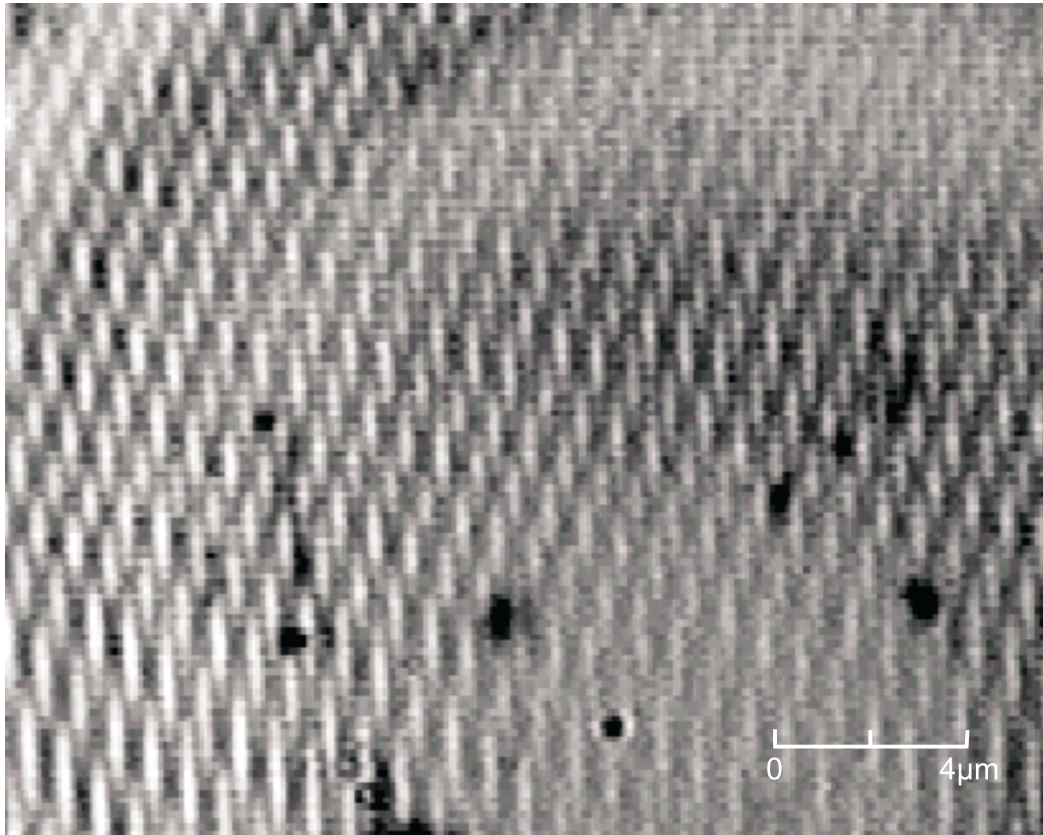


Abbildung 4.16: Abbildung des Probenbereiches mit der Matrix von 200 nm Dots durch ein konventionelles Lichtmikroskop bei 1000facher Vergrößerung (Objektiv: 100x/0,9)

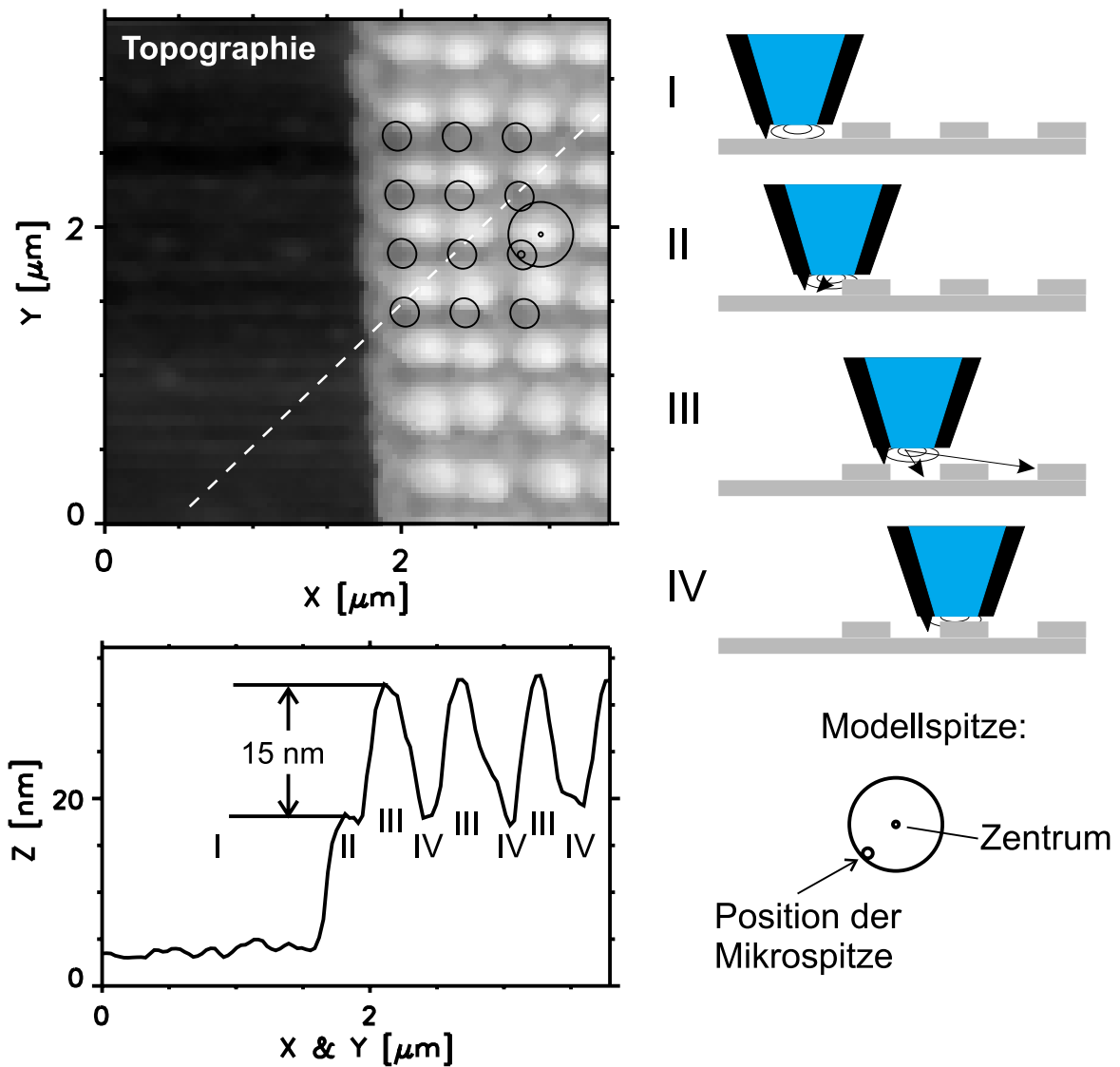


Abbildung 4.17: (oben links) Topographische Abbildung der 200 nm Ni - Dotstruktur. Eingezeichnet sind maßstabsgerecht die tatsächlichen Positionen der Dots sowie der Durchmesser und die Gestalt der Modellspitze; (oben rechts) Modell der Abbildungsverhältnisse; (unten links) Linescan durch die Struktur entlang der gestrichelten Linie (oben links); (unten rechts) Gestalt der Modellspitze.

Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche kleiner als die Probentopographie

Die topographische Abbildung (4.17, oben links) zeigt zunächst wie erwartet im Abstand von 200 nm Erhebungen (weiße Bereiche) mit 200 nm Durchmesser. Verglichen mit dem dunklen, unstrukturierten Bereich in der linken Bildhälfte wird diese Struktur auf einem helleren Hin-

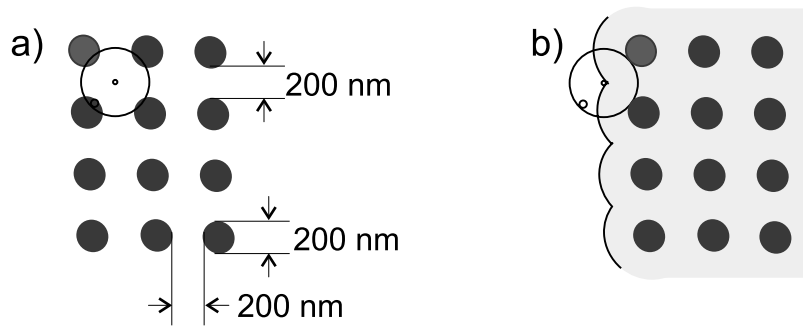


Abbildung 4.18: Skizzen zur Verdeutlichung des Abbildungsmechanismus in Abbildung 4.17. a) Die Modellspitze erreicht aufgrund ihres großen Durchmessers nicht den Boden zwischen den Dots. b) Der Mittelpunkt der Modellspitze zeichnet die kreisbogenförmige Grenze des grau eingezeichneten Absatzes nach, wenn mindestens ein Punkt des Spitzenrandes Kontakt zur Struktur hat.

tergrund (mittelgrauer Absatz) abgebildet. Dieser mittelgraue Absatz ist im Rasterelektronenmikroskop nicht sichtbar. Demnach handelt es sich um ein Artefakt des hier verwendeten Abstandsregelmechanismus. Bevor Aussagen über das simultan aufgenommene optische Bild getroffen werden können, müssen zunächst die Kontraste im Scherkraftbild untersucht werden. Im folgenden werden daher Schritt für Schritt aus den Bildinformationen Rückschlüsse auf die Spitzenform und die tatsächliche Position der Nickel Dots gezogen.

- Der Boden zwischen den Dots wird von der Spitze nicht mehr erreicht. Daher muß der Spitzendurchmesser größer als der Abstand zwischen den Dots sein. In Abbildung 4.18a ist maßstabsgerecht die Dotstruktur und der Durchmesser einer Modellspitze eingezeichnet, die aufgrund ihres Durchmessers ein Eindringen in den Bereich zwischen den Dots verhindert.
- Der Beginn des mittelgrauen Absatzes in der topographischen Abbildung (Abbildung 4.17, oben links) hat die Form von aneinandergereihten Kreisbögen. Abbildung 4.18b zeigt diesen Bereich schematisch. Für die weiteren Überlegungen wird angenommen, daß sich im Zentrum jedes Kreisbogens ein Nickel Dot befindet. Wird die Spitze beim Abrastern bewegt, so wird sie vom Abstandsregelmechanismus angehoben sobald der Spitzenrand die Struktur erreicht. Fährt man die Spitze an der Struktur entlang mit der Bedingung, daß immer mindestens ein Punkt des Spitzenmantels die Dotstruktur berührt, so wird der Mittelpunkt der eingezeichneten Modellspitze genau die durch Kreisbögen beschriebene Grenze des Absatzes abfahren. Helligkeitswerte in der topographischen Abbildung beziehen sich immer auf die Position des Spitzenmittelpunktes. Überträgt man diese Überlegung auf Abbildung 4.17, so befinden sich die Nickel Dots an den schwarz eingezeichneten Positionen genau im Zentrum der Kreisbögen. Diese Positionen weichen ab von den weißen Bereichen.
- Mit den bisherigen Überlegungen kann die im topographischen Bild deutlich sichtbare

weiße periodische Struktur nicht erklärt werden. Die bisher als plan angesehene Modellspitze würde wie beschrieben den Beginn der Struktur kreisbogenförmig abbilden, die Struktur selber aber mit einer konstanten Höhe darstellen, da die Zwischenräume der Dots für diese große Spitze nicht sichtbar sind.

Wird die Modellspitze mit einem kleinen etwas hervorstehenden Bereich versehen, so kann diese Mikrospitze die Dotstruktur sichtbar machen. Abbildung 4.17, oben rechts zeigt maßstabsgerecht die Bewegung der Modellspitze beim Rastern über die Dotstruktur.

An Position I wird die Scherkraftwechselwirkung von der Mikrospitze übertragen, da sie den kleinsten Abstand zur Probenoberfläche hat. Bei Position II übernimmt der rechte Teil der Spitze diese Aufgabe wodurch sie auf die Höhe des Absatzes angehoben wird.

Erreicht die Mikrospitze die Dotstruktur, so wird die Spitze noch einmal um die Höhe der Mikrospitze angehoben (Position III). Im weiteren Verlauf des Rastervorgangs verläßt die Mikrospitze die Dotstruktur (Position IV). Sie kann aber aufgrund ihrer geringen Länge den Boden zwischen den Dots nicht erreichen. Daher übernimmt der rechte Teil der Spitze die Scherkraftwechselwirkung und das Scherkraftbild zeigt wieder den selben Grauwert wie bei Position II.

Aus dem Linescan (Abbildung 4.17, unten links) der bewusst entlang der weißen Struktur im topographischen Bild (Abbildung 4.17, oben links) entnommen wurde kann die z-Bewegung der Spitze noch einmal nachvollzogen werden. Die Höhe der Mikrospitze kann wie beschrieben aus der Höhendifferenz zwischen Position III und IV zu 15 nm abgelesen werden.

- Jetzt fehlt nur noch eine Erklärung für den Versatz zwischen der eingezeichneten Position der Dotstruktur und der weißen Struktur im topographischen Scherkraftbild. Als Erklärung bietet sich ein Versatz zwischen der Mikrospitze auf der Bedampfung und dem Spitzenmittelpunkt an. Im folgenden wird die Position der Mikrospitze anhand der topographischen Abbildung 4.17 bestimmt.

Befindet sich die Spitze an Position III so hat sie ihre höchste Höhe erreicht. Im Scherkraftbild wird dies durch helle Bereiche angezeigt. Befindet sich der Mittelpunkt der Spitze in der Mitte eines weißen Bereichs im Scherkraftbild so muß sich auch die Mikrospitze im Zentrum eines eingezeichneten Dots befinden. Damit ist die Position der Mikrospitze festgelegt. Im Scherkraftbild (Abbildung 4.19) ist dies zur Verdeutlichung in Form einer schwarzen Modellspitze eingezeichnet. Der Mittelpunkt der Spitze und die Position der Mikrospitze sind schwarz markiert.

Anhand dieser Überlegungen wird klar, daß der Scherkraftwechselwirkungsbereich der Spitze je nach den topographischen Gegebenheiten wechselt. Der Abstandsregelmechanismus kann nur dafür sorgen, daß der Wechselwirkungsbereich sich auf einem konstanten Abstand zur Probenoberfläche befindet. Da sich die verschiedenen Scherkraftwechselwirkungsbereiche bzgl. der Apertur auf unterschiedlichen Höhen befinden, variiert damit auch

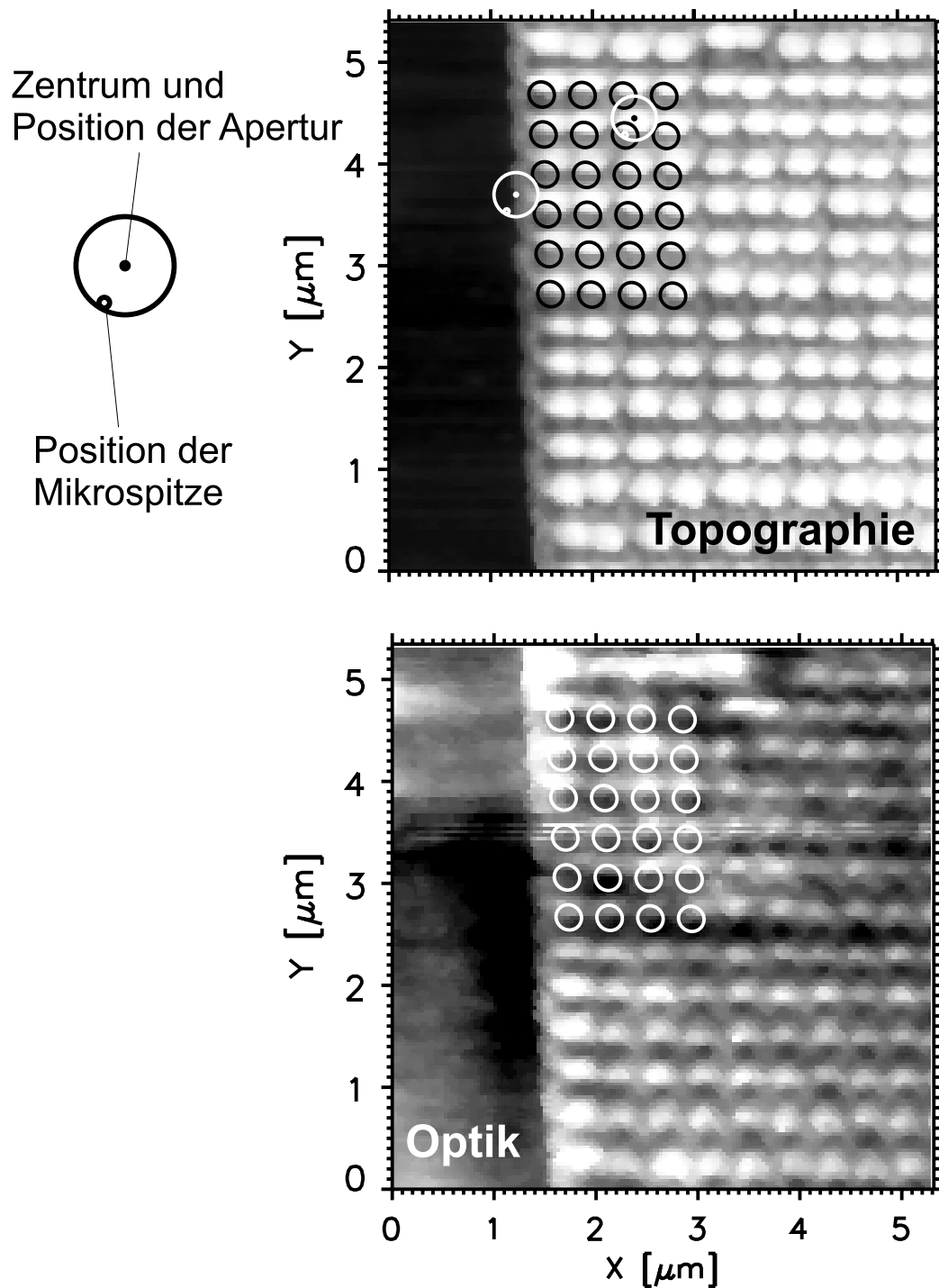


Abbildung 4.19: Topographische und optische Abbildung einer Ni - Teststruktur durch eine Spitze mit zu großem Durchmesser im Vergleich zum Abstand zwischen den Rändern der Dots (vgl. Abbildung 4.18a).

der Abstand zwischen Apertur und Probenoberfläche. Dies führt nach Abbildung 4.4 zu einer Intensitätsmodulation. Topographieunabhängige optische Messungen sind unter diesen Umständen nicht möglich.

Aus Abbildung 4.17 rechts ist ersichtlich wie der Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche variiert. Es sind drei unterschiedliche Abstände erkennbar:

- kleiner Abstand:
Die Lichtaustrittsöffnung befindet sich genau über einem Dot. Der Scherkraftwechselwirkungsbereich liegt bei der Lichtaustrittsöffnung (Pos. II u. IV).
- mittlerer Abstand:
Die Mikrospitze ist das Scherkraftwechselwirkungszentrum. Dieser Fall ergibt sich, wenn die Spitze den unstrukturierten Bereich abrasiert (Pos. I).
- großer Abstand:
Die Mikrospitze befindet sich auf einem Dot. Licht kann ohne Abschattung durch die Struktur auch auf weiter entfernt liegende Teile der Probe abgestrahlt werden. Hier können Fernfeldeffekte wieder eine größere Rolle spielen (Pos III).

Das optische Bild in Abbildung 4.19 zeigt einen Intensitätskontrast, der diesen Überlegungen entspricht. Der optische Kontrast entstand also nur aus der topographisch bedingten Variation des Apertur–Proben– Abstands. Dieses topographische Übersprechen kann durch eine Verringerung des Spitzendurchmessers reduziert werden. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, muß der Gesamtdurchmesser reduziert werden. Ein einzelner vorstehender Bereich in Form einer langen schmalen Mikrospitze führt zu keinen befriedigenden Ergebnissen.

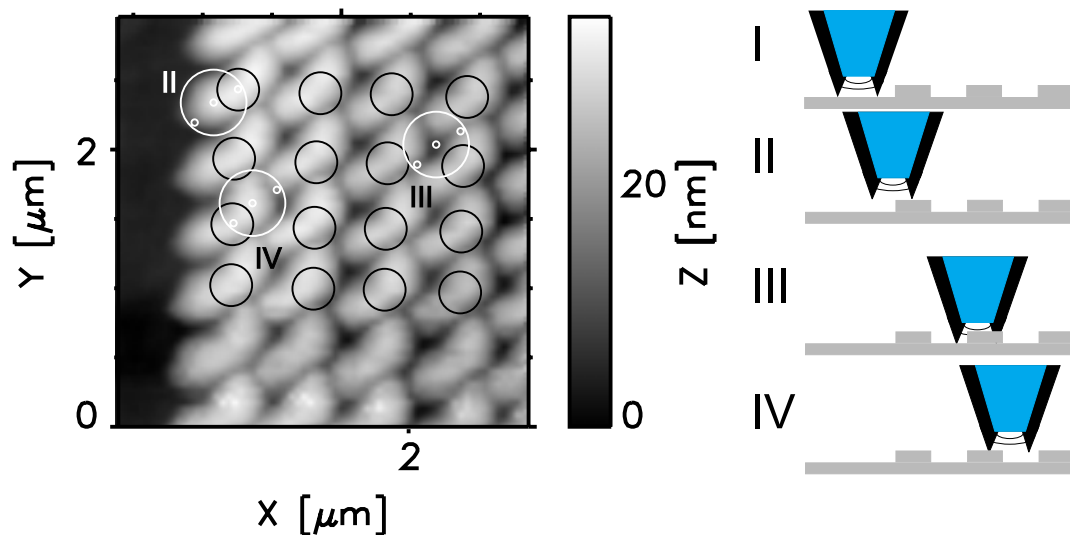


Abbildung 4.20: (links) Topographische Abbildung der 200 nm Ni - Dotstruktur. (rechts) Modell der Abbildungsverhältnisse. Bei Pos. III befindet sich die rechte Mikrospitze hinter der Struktur)

Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche größer als die Probentopographie

Wie im vorherigen Abschnitt können wir anhand der topographischen Abbildung auf bestimmte Eigenschaften der verwendeten Nahfeldsonde schließen (Abbildung 4.20):

- Es muß mindestens ein Teil der Spitze lang und schlank genug sein, um in dem Bereich zwischen den Dots den Grund der Probe zu erreichen.
- Die Struktur wird zweimal abgebildet. Es müssen also zwei Mikrospitzen vorhanden sein, die bei der Scherkraftabbildung miteinander konkurrieren.
- Aus der Verschiebung der beiden Bilder ergibt sich, daß die beiden Mikrospitzen diagonal im Abstand von etwa 300 nm angeordnet sind.

Die Positionen, an denen sich die Dots nach diesen Überlegungen tatsächlich befinden, sind im topographischen Bild eingezeichnet. Zur Verdeutlichung ist hier ebenfalls an den entsprechenden Positionen eine Modellspitze eingezeichnet. Es ist bereits ersichtlich, daß aufgrund der langen Mikrospitzen die Fernfeldanteile des aus der Apertur austretenden Lichts durch die Probenstruktur nicht abgeschattet werden können und den Detektor erreichen. Die daraus resultierenden Folgen zeigt Abbildung 4.21.

Bei der optischen Bildwiedergabe kommt es nicht wie in der topographischen zur Ausbildung einer Doppelstruktur. Die Dots erscheinen auf den ersten Blick wie zu erwarten als runde dunkle Strukturen mit einem Durchmesser von etwa 200 nm. Betrachtet man allerdings im linken Bildausschnitt den Randbereich, so ist im optischen Bild die Dotstruktur schon

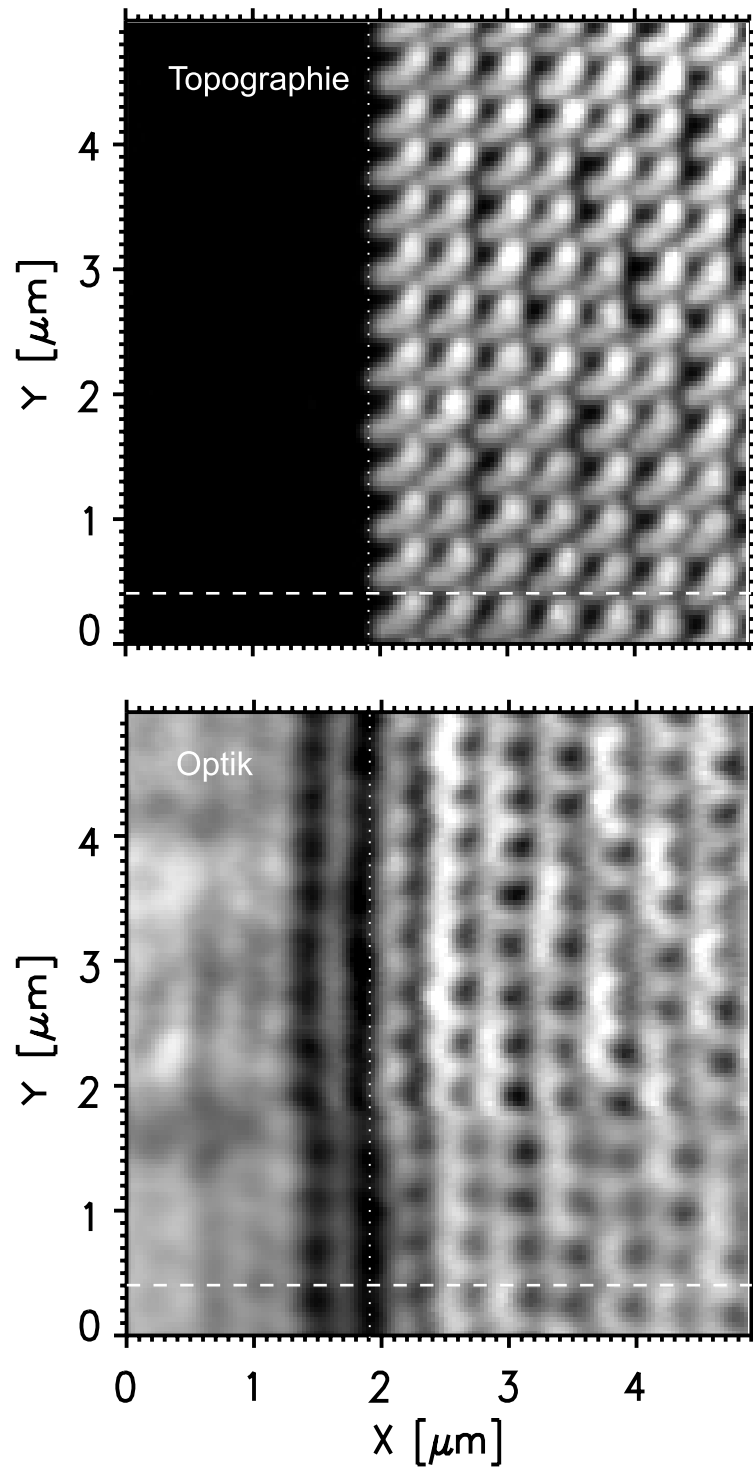


Abbildung 4.21: Topographische und optische Abbildung einer Ni - Teststruktur durch eine Nahfeldsonde mit Mikrospitzen auf der Beschichtung, die länger als die Strukturhöhe sind. Die gepunktete Linie markiert den Beginn des strukturierten Bereichs. Entlang der gestrichelten Linien wurden Line-scans entnommen (Abbildung 4.22).

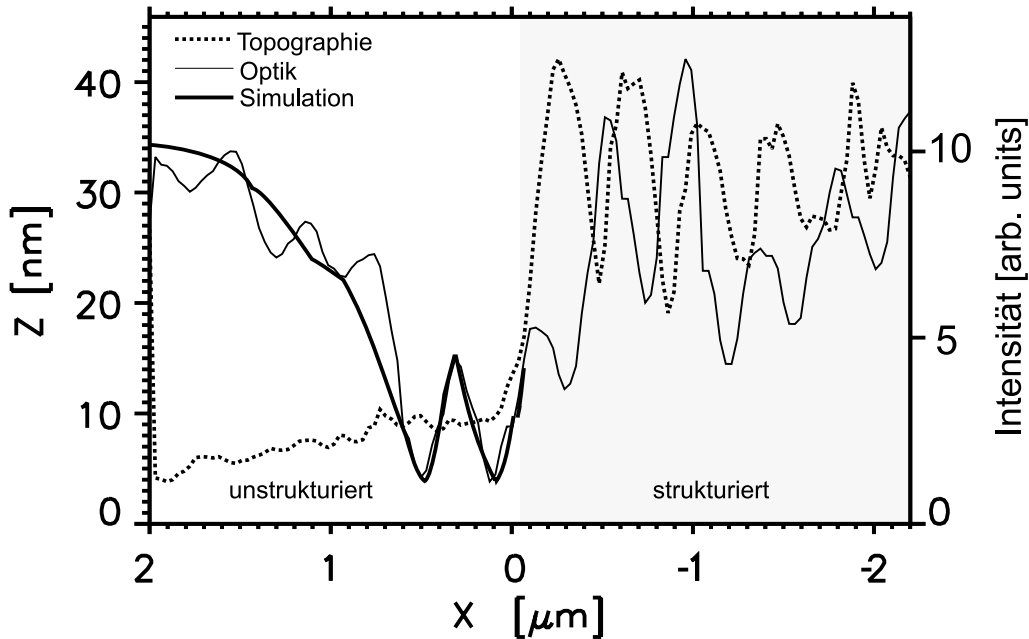


Abbildung 4.22: Berechneter und gemessener Linescan entlang der gestrichelt eingezeichneten Linie in Abbildung 4.21.

sichtbar bevor die Spitze diese erreicht hat. Es sind also wieder „Geisterstrukturen“ aufgrund einer Fehljustage des optischen Aufbaus zu sehen. Wäre die Messung in einem Bereich mit vollständiger Strukturierung durchgeführt worden, so hätte man sie problemlos für eine topographieunabhängige optische Abbildung halten können. Dies zeigt, wie schwierig die richtige Interpretation optischer Bilddaten ist.

Anhand des in Abbildung 4.22 gepunktet eingezeichneten Linescans durch die topographische Messung aus Abbildung 4.21 läßt sich der Beginn des strukturierten Bereichs eindeutig identifizieren. Der Linescan durch die optische Abbildung (durchgezogene Linie) zeigt deutlich im unstrukturierten Bereich eine Intensitätsmodulation. Mit Hilfe der in Anhang A beschriebenen Modellrechnung konnte der fett eingezeichnete Intensitätsverlauf berechnet werden. Bei der Simulation wurde ein Apertur - Probenabstand von 150 nm und ein Fokusbereich des Parabolspiegels von 1000 nm, der um 500 nm lateral zur Lichtaustrittsöffnung verschoben wurde, verwendet. Die relativ gute Übereinstimmung zeigt, daß die Simulation trotz der in Anhang A beschriebenen Vereinfachungen die optische Abbildung recht gut beschreiben kann. Abbildung 4.23 zeigt eine maßstabsgerechte Skizze der der Simulation zugrundeliegenden Abbildungsverhältnisse.

Bei der Simulation können neben der Größe und der Periodizität der Struktur drei Parameter eingegeben werden. Es handelt sich um den Fokusbereich f des Parabolspiegels, den Abstand sh zwischen Apertur und Probenoberfläche und den horizontalen Versatz x_0 zwischen Apertur und Beginn des Fokusbereichs. Abbildung 4.24 zeigt welchen Einfluss die Parameter

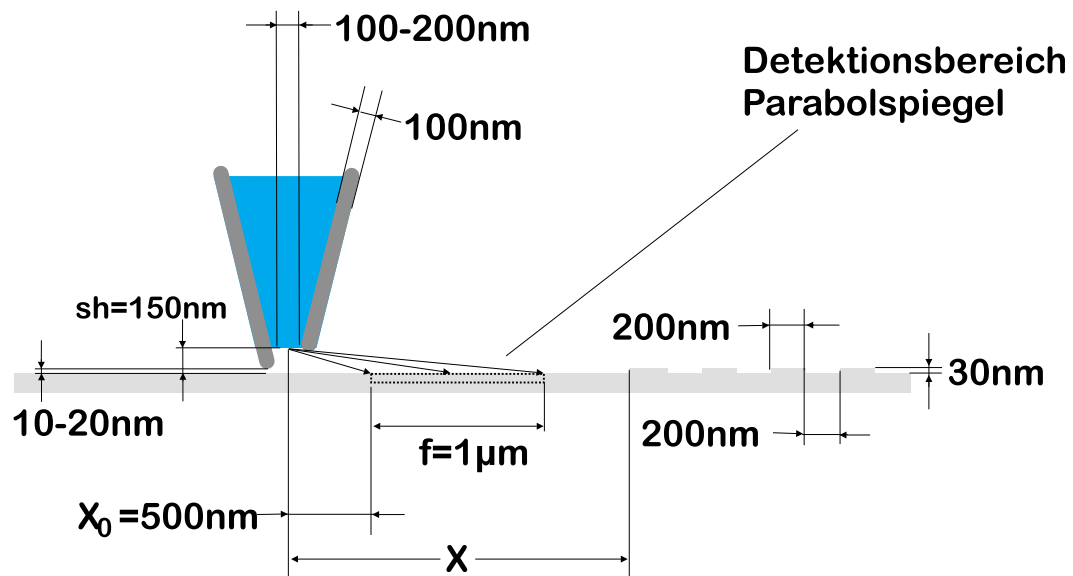


Abbildung 4.23: Maßstabsgerechte Skizze der der Simulation zugrundeliegenden Abbildungsverhältnisse.

auf das Ergebnis der Simulation haben. Die durchgezogene Linie in allen drei Diagrammen entspricht der in Abbildung 4.22 fett eingezeichneten Kurve und kommt dem gemessenen Linescan am nächsten. In Abbildung 4.24a wurde der Fokusbereich des Parabolspiegels variiert, b) zeigt unterschiedliche Apertur-Proben-Abstände und in c) wurde der Versatz zwischen Apertur und Fokusbereich verändert. Alle Kurven haben die gleiche charakteristische Form. Auf der x -Achse ist der horizontale Abstand zwischen der Apertur und dem Beginn der Struktur eingezeichnet. Beim Annähern an die Dots wird immer mehr Licht durch die Struktur abgeschattet wodurch die Intensität absinkt. Zunächst zeigen die Kurven daher von links nach rechts einen Abfall mit kleinen Modulationen. Nach einem Minimum ist eine deutliche Modulation sichtbar, deren Periode mit 400 nm genau der Periode der Dotstruktur entspricht. In diesem Bereich spielen Interferenzeffekte eine große Rolle.

Die Variation des Fokusbereichs f (Abbildung 4.24a) zeigt den kleinsten Effekt. Lediglich die Intensität nimmt mit der Vergrößerung von f zu. Ein Fehler bei der Abschätzung von f hat demnach nur geringe Auswirkungen auf das Ergebnis der Simulation und auf optische Messungen. Bei unterschiedlichen Apertur-Proben-Abständen sh bleibt die Form der Kurven ebenfalls erhalten. Die Intensitätsabnahme in Verbindung mit einer Verkleinerung von sh deckt sich mit Abbildung 4.4.

Abbildung 4.24c zeigt neben einer Intensitätsänderung auch eine Verschiebung der Modulation im rechten Bereich der Kurven. Die Periode ist dabei allerdings unverändert. Der Fokusbereich des Parabolspiegels erreicht mit zunehmendem x_0 früher den Beginn des strukturierten Bereichs. Dadurch ergeben sich im optischen Signal die interferenzbedingten Modulationen bereits bei größeren horizontalen Abständen zwischen Apertur und Struktur.

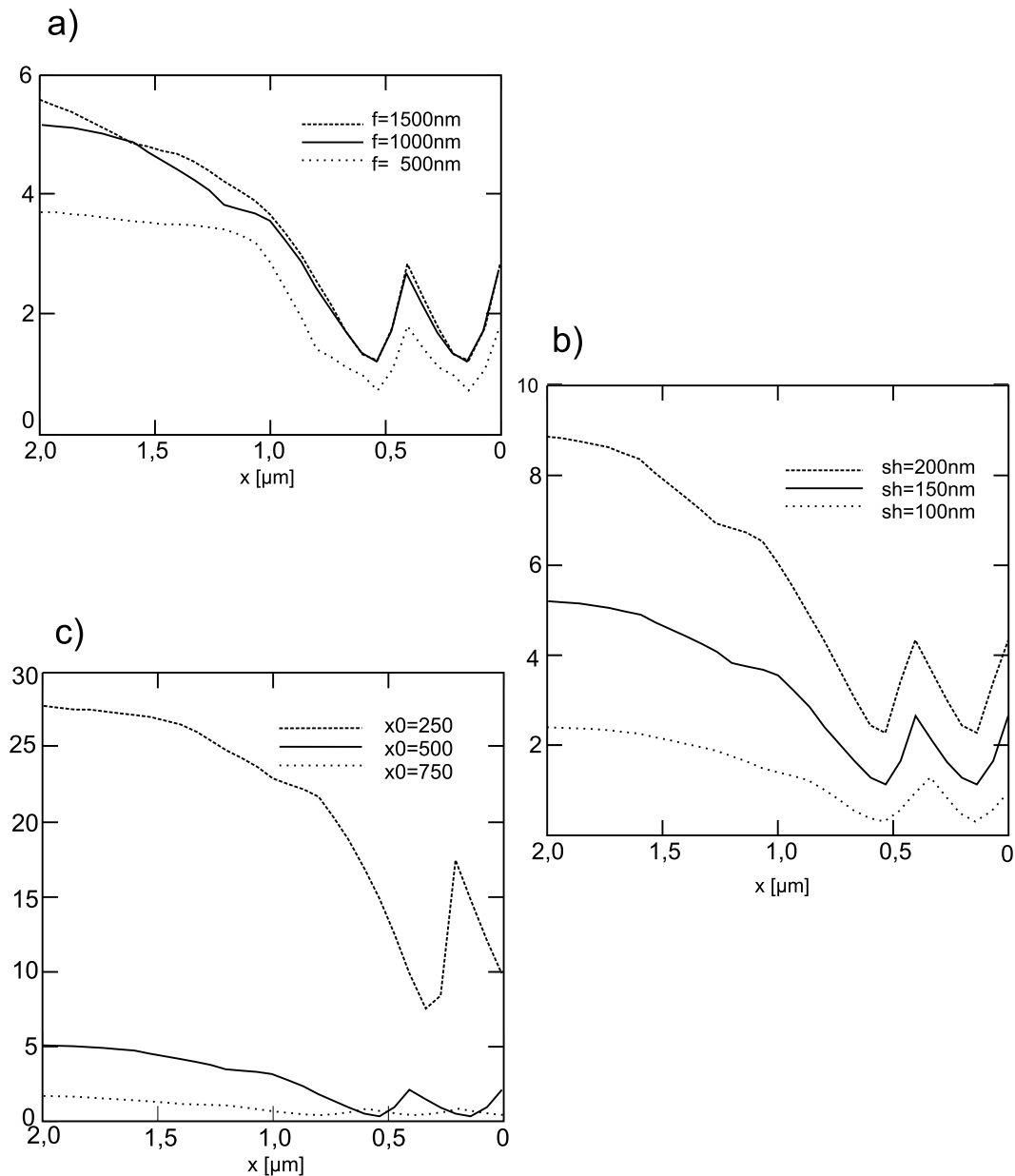


Abbildung 4.24: Einfluss der Variation verschiedener Parameter auf die Simulation eines Linescans. Die durchgezogene Linie entspricht dem in Abbildung 4.22 fett eingezeichneten Linescan. Variation von a) Fokusbereich f , b) Apertur–Proben–Abstand sh und c) lateraler Abstand zwischen Apertur und Fokusbereich x_0 .

Die experimentellen Erfahrungen bei der optischen Bildaufnahme decken sich mit den Folgerungen aus der Variation der verschiedenen Parameter in der Simulation. Die Verschiebung des Fokusbereichs zeigt auch hier die deutlichsten Effekte.

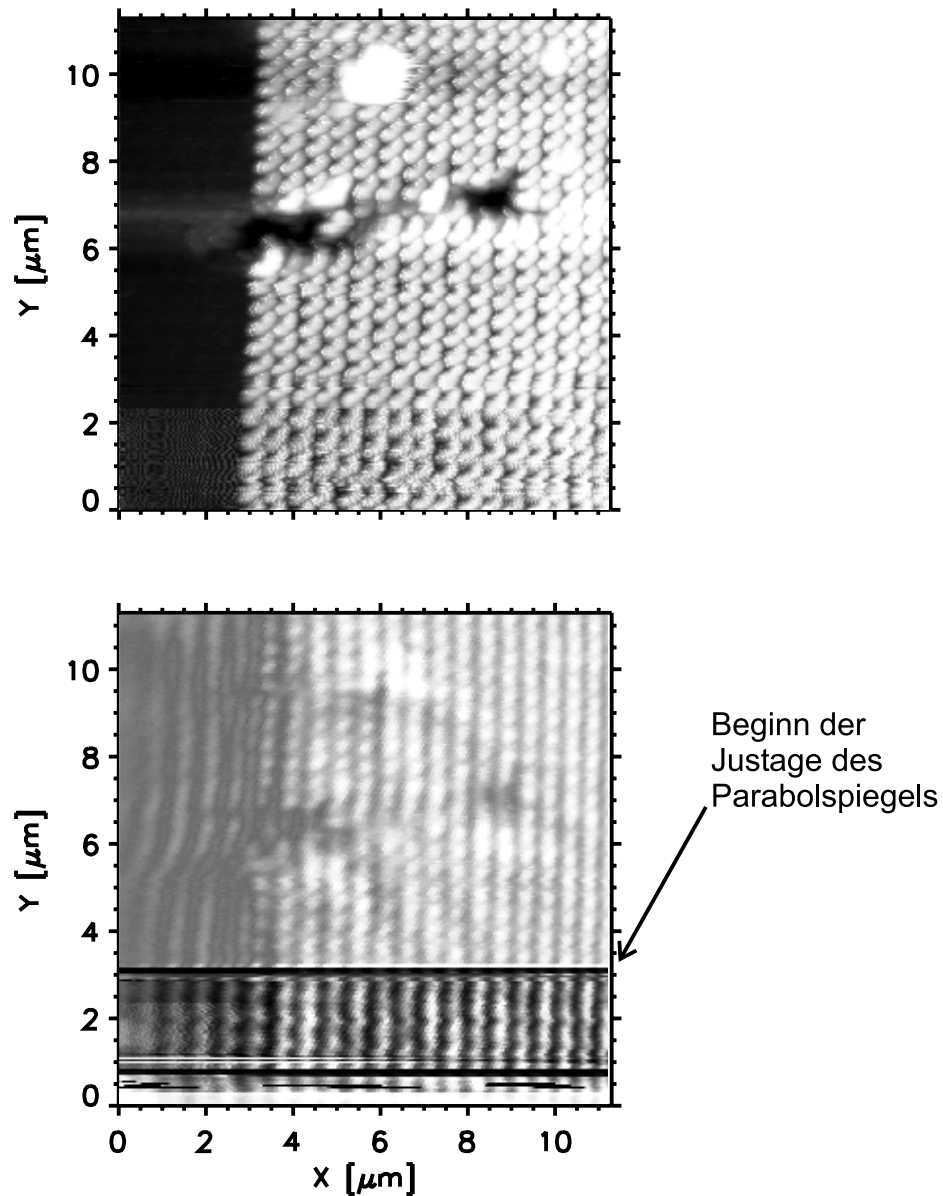


Abbildung 4.25: Topographische (oben) und optische (unten) Abbildung einer Ni-Teststruktur während der Justage des optischen Aufbaus.

In Abbildung 4.25 wurde im Verlauf der Bildaufnahme von unten nach oben $x0$ durch ein Verschieben des Rasterkopfs im Parabolspiegel verändert. Neben einer Intensitätsveränderung nach dem Beginn der Justage ist auch eine Verschiebung der optischen Modulation im unstrukturierten Bereich zu sehen.

4.2.3 Schlußfolgerungen für die Abbildung topographischer Strukturen im Reflexionsmodus

In den folgenden Punkten sind die Schwierigkeiten bei der Justage der Apparatur noch einmal zusammengefaßt:

- Bei Messungen im Reflexionsmodus kann der Fernfeldanteil des abgestrahlten Lichts nicht vernachlässigt werden, da aufgrund der Abschattung des Nahfelds durch die Sonde selbst der Anstieg des Nahfeldanteils in der Nähe der Probe verhindert wird (Abschnitt 4.2).
- Eine Justage der Apparatur auf ein maximales optisches Signal führt in der Regel nicht zu einem optimalen Bild, da die Abstrahlcharakteristik der Spitze nicht homogen ist (Abschnitt 4.2.1).
- Der Fokusbereich des Parabolspiegels und die Apertur müssen für eine möglichst topographieunabhängige Messung zur Deckung gebracht werden. Die Minimierung von Geisterstrukturen ist dabei ein gutes Kriterium (Abschnitt 4.2.1, Abschnitt 4.2.2). Die optische Justage wird erschwert, wenn keine geeigneten topographischen Strukturen vorhanden sind.
- Mikrospitzen in Form von überstehenden Bereichen der Metallbeschichtung können zu Doppelspitzeneffekten führen. Außerdem begünstigen sie die Abstrahlung von Fernfeldlicht, da der Abstand zwischen Probenoberfläche und Lichtaustrittsöffnung durch Mikrospitzen vergrößert wird (Abschnitt 4.2.2).

Eng verknüpft mit diesen Problemen ist die Frage nach dem optischen Auflösungsvermögen der Apparatur. Dieser Begriff muß zunächst einmal definiert werden. Betrachtet man zur Beurteilung nur die Größe der im optischen Bild sichtbaren Erscheinungen oder lediglich die Flankensteilheit sichtbarer Strukturen, so ist noch keine Aussage möglich, inwieweit tatsächlich optische Eigenschaften der Probe meßbar sind.

Bei der Vermessung von topographischen Eigenschaften bringt die zusätzliche Auswertung von optischen Signalen keine Verbesserung, die den technischen und finanziellen Aufwand eines Rasternahfeldmikroskops rechtfertigt. In den vorherigen Abschnitten wurde gezeigt, daß vermeintlich hochauflösende Bilder zunächst wenig mit den optischen Eigenschaften der Probe zu tun haben, sondern nur topographische Effekte sichtbar gemacht wurden. Es geht also darum, ein Verfahren anzuwenden, bei dem ein stärkeres Gewicht auf die optischen Eigenschaften der Probe gelegt wird. Neben der Intensität muß eine zusätzliche Eigenschaft des Lichts, wie z.B. die Polarisation, ausgewertet werden, um die optischen von den topographischen Informationen zu trennen. Zu diesem Zweck sollen in den nächsten Abschnitten qualitative und quantitative magnetooptische Messungen betrachtet werden.

4.3 Magnetooptische Nahfeldmessungen in Transmission

Der Hauptteil dieser Arbeit bestand aus dem Aufbau eines Rasternahfeldmikroskops für Messungen im Reflexionsmodus. In diesem Kapitel werden zunächst Messungen im Transmissionsmodus vorgestellt, die die Funktion des magnetooptischen Detektionssystems zeigen. Hierzu wurden magnetooptische Strukturen abgebildet, deren Größen teilweise im sub- λ Bereich liegen. Bei Messungen in Transmission spielen topographisches Übersprechen und Fernfeldeffekte eine geringere Rolle, da hier der Detektor wesentlich besser auf die Apertur fokussiert werden kann. Die Metallisierung der Probe schattet zudem das Nahfeld nicht ab. Der exponentielle Anstieg der Intensität des Nahfeldlichts bei kleinen Apertur-Proben Abständen (Abbildung 4.3) sorgt dafür, daß Fernfeldeffekte vernachlässigt werden können.

Außerdem sind die auftretenden Polarisationsrotationen im Transmissionsmodus im Bereich einiger Grad, also wesentlich größer als die Kerr-Rotationen im Reflexionsmodus. Für letztere liegen die Rotationswinkel im Bereich einiger zehntel Grad. Dies liegt daran, daß bei der Reflexion das Licht nur auf einer Strecke mit der Länge der doppelten Eindringtiefe Kontakt zur Probe hat, bei der Transmission aber die gesamte Schichtdicke durchlaufen wird. Detaillierte Untersuchungen zum Rasternahfeldmikroskop im Transmissionsmodus sind in der parallel entstandenen Dissertation von G. Eggers zu finden [Egge99,Egge97,Egge98,Fuma98]. Alle in diesem Kapitel gezeigten magnetooptischen Aufnahmen entstanden mit dem Modulationsverfahren (Abschnitt 3.5.2).

4.3.1 Transmissionsmessung an einer magnetooptischen Speicherplatte aus Co/Pt

Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen wurden ausschließlich mikrostrukturierete Spitzen verwendet. Die topographischen und magnetooptischen Eigenschaften der in diesem Abschnitt vorgestellten Probe sind durch eine Vielzahl von Messungen mit verschiedenen Methoden gut bekannt [Well92,Brän92]. Daher eignet sie sich besonders gut als Testobjekt für magnetooptische Messungen mit dem Rasternahfeldmikroskop. Es handelt sich hierbei um eine Co/Pt Vielfachschicht, die lagenweise auf einem Glassubstrat aufgedampft wurde (18 mal Doppelschicht aus 0,3 nm Co und 1 nm Pt). Die gesamte Schichtdicke von etwa 25 nm erlaubt neben Transmissionsmessungen auch Messungen im Reflexionsmodus (Abschnitt 4.4.2) des Nahfeldmikroskops. Die Testschicht wurde von D. Weller [Well1] zur Verfügung gestellt. Die Filme zeichnen sich durch eine sehr glatte Oberfläche aus, wodurch ein Übersprechen der Topographie in die optische Bildaufnahme keine große Rolle spielt.

Die Probe besaß bereits eine definierte magnetische Struktur. Mit einem Prototypen - Schreibgerät wurden magnetische Bits mit einer Breite von 500 nm in einzelnen Reihen eingeschrieben. Die Bitlänge variiert zwischen 500 nm und 4000 nm. Der Abstand zwischen den Reihen beträgt 5000 nm. Die Struktur liegt damit teilweise noch in einem Größenordnungsbereich, der mit einem konventionellen Lichtmikroskop gerade noch aufgelöst werden kann (Abbildung 4.26). Durch den Einbau von zwei nahezu gekreuzten Polarisatoren in den Strahlengang wurden Faradayrotationen in Form von Intensitätsunterschieden sichtbar gemacht.

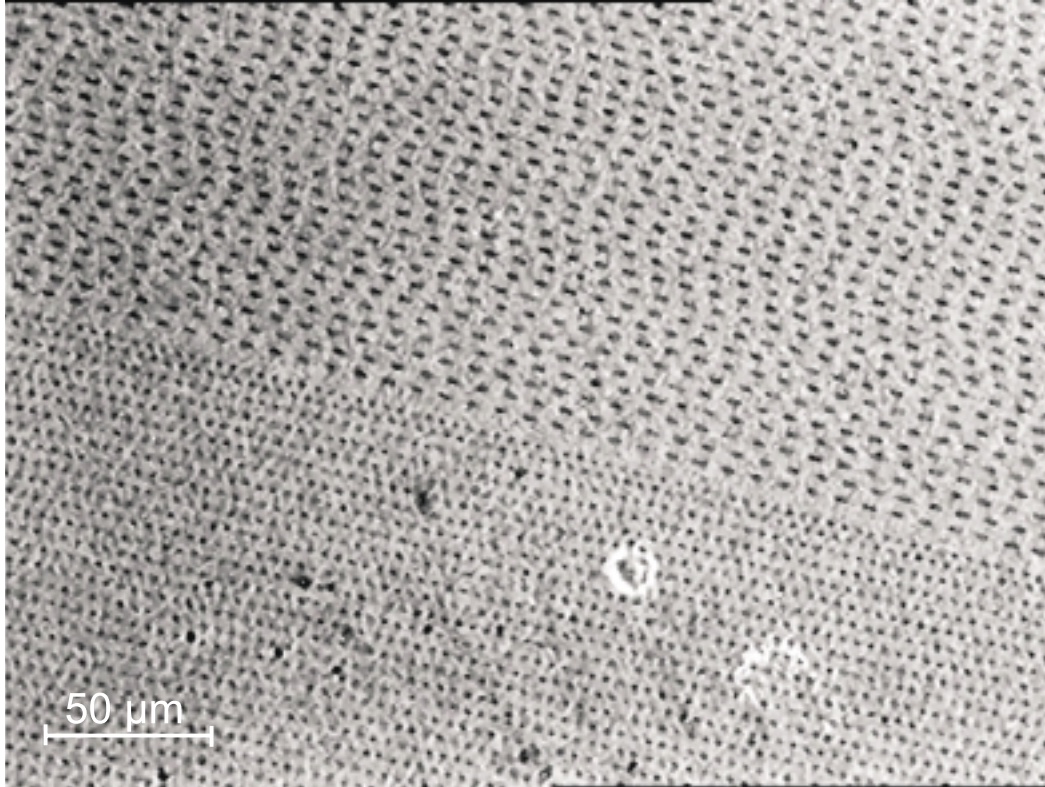


Abbildung 4.26: Abbildung der Co/Pt Speicherschicht mit einem konventionellen Lichtmikroskop. Durch den Einbau von zwei nahezu gekreuzten Polarisationsfiltern wurden die Magnetisierungen der Bits mit Hilfe der Faraday - Rotation sichtbar gemacht.

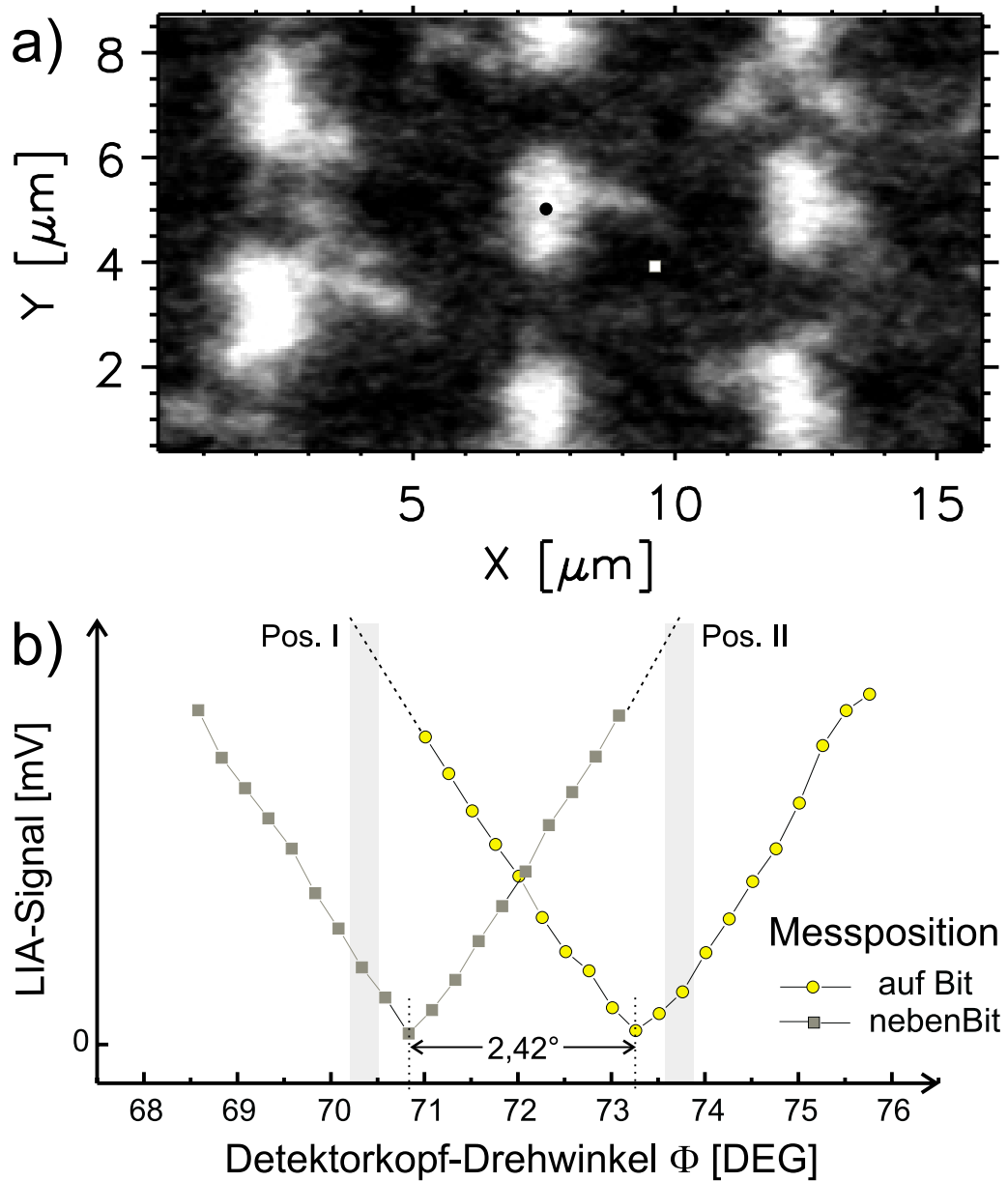


Abbildung 4.27: Co/Pt-Speicherschicht nach Ummagnetisierungsversuchen. a) Aufnahme im Transmissionsmodus mit Modulationstechnik. b) V-Kurven gemessen an den mit Quadrat und Kreis bezeichneten Stellen in a). Detektorposition bei der Aufnahme von a) in dem mit Pos. I bezeichneten Bereich.

Abbildung 4.27a zeigt einen Ausschnitt der Probe, aufgenommen mit dem magnetooptischen Rasternahfeldmikroskop im Transmissionsmodus. Deutlich ist die Bitstruktur zu erkennen. An den beiden mit Kreis und Quadrat markierten Positionen wurden quantitative Messungen der Faradayrotation durchgeführt. Die hierbei entstandenen „V-Kurven“ sind in Abbildung 4.27b zu sehen. Aus der Differenz der Minima auf der x-Achse lässt sich eine Faradayro-

tation von $2,42^\circ$ ablesen. Die ungefähre Position des Detektors ist zur Veranschaulichung des Kontrasts im magnetooptischen Bild im V-Kurven-Diagramm eingezeichnet (Pos. I). Es ist ersichtlich, daß unterschiedliche Faradayrotationen zu unterschiedlichen Intensitäten führen. Die Bits erscheinen nicht als rechteckige Domänen mit geraden glatten Grenzen, sie besitzen vielmehr fraktalähnliche Strukturen mit zum Teil $\text{sub-}\lambda$ großen „Armen“. Für das Verständnis der Form der Domänengrenzen ist die Vorgeschichte der Probe wichtig. Sie wurde bereits mehrfach mit Hilfe eines Permanentmagneten einem senkrecht zur Oberfläche stehenden Magnetfeld unterschiedlicher Stärke ausgesetzt.

Durch Veränderung des Abstands zwischen Magnet und Probenoberfläche kann auf diese Weise ein Magnetfeld bis zu 0,1 T angelegt werden. Der Einfluss auf die Probenmagnetisierung wurde zunächst mit einem Lichtmikroskop beobachtet. Hierzu wurde es durch den Einbau von zwei nahezu gekreuzten Polarisatoren für Faradayrotationen sensitiv gemacht. Ein zur Bitmagnetisierung entgegengesetztes Magnetfeld führte zu einer Verkleinerung der Domänenstruktur, während mit einem umgekehrt gepolten Magnetfeld die Struktur vergrößert wurde. Selbst nach einer Verkleinerung der magnetischen Struktur unter die Auflösungsgrenze des Mikroskops konnte nach dem Anlegen eines geeigneten Felds die magnetische Struktur wieder hergestellt werden. Dies gelang allerdings nur, solange die Probe nicht zuvor vollständig gesättigt worden war.

Die magnetooptische Aufnahme aus Abbildung 4.27 entstand nach einer kleinen Variation des Magnetfelds, die eine Verschiebung der Domänenwände bewirkt hatte. Die Bitstruktur ist daher an den Rändern leicht ausgefranst und zeigt nicht wie in Abschnitt 4.4.2 glatte gerade Grenzen. Kerr-Mikroskopie und theoretische Simulationen von Kleinfeld et al. haben gezeigt, daß Domänen in Co/Pt Legierungen beim Wachsen Strukturen aufweisen, die in der Form den hier gezeigten Strukturen an Co/Pt Vielfachschichten ähnlich sind [Klein95,Vale96].

Durch eine weitere Erhöhung des Magnetfelds in Richtung der Bitmagnetisierung kommt es neben einer Vergrößerung der bestehenden Domänen auch zu einer Neubildung. Diese Domänen entstehen, wie Abbildung 4.28 zeigt, bevorzugt an topographischen Störungen wie den im topographischen Bild sichtbaren Kratzern. Für diese Messung befand sich der Polarisationsdetektor in dem in Abbildung 4.27b mit Pos. I bezeichneten Bereich. Die magnetooptische Struktur entlang der topographischen Kratzer verhält sich bei einer hier nicht abgebildeten Messung an Detektorposition II analog zu der Bitstruktur und zeigt eine Kontrastumkehr. Messungen an Probenpositionen mit anderer Vorgeschichte haben im magnetooptischen Bildsignal keinen Kontrast an vergleichbaren topographischen Strukturen gezeigt.

Damit ist sichergestellt, daß tatsächlich magnetische Domänen abgebildet wurden und nicht topographisch bedingte Kontraste im magnetooptischen Bild aufgetreten sind. Die in diesem Abschnitt gezeigten Meßergebnisse entstanden mit den in Abschnitt 3.1.4 vorgestellten mikrostrukturierten Spitzen.

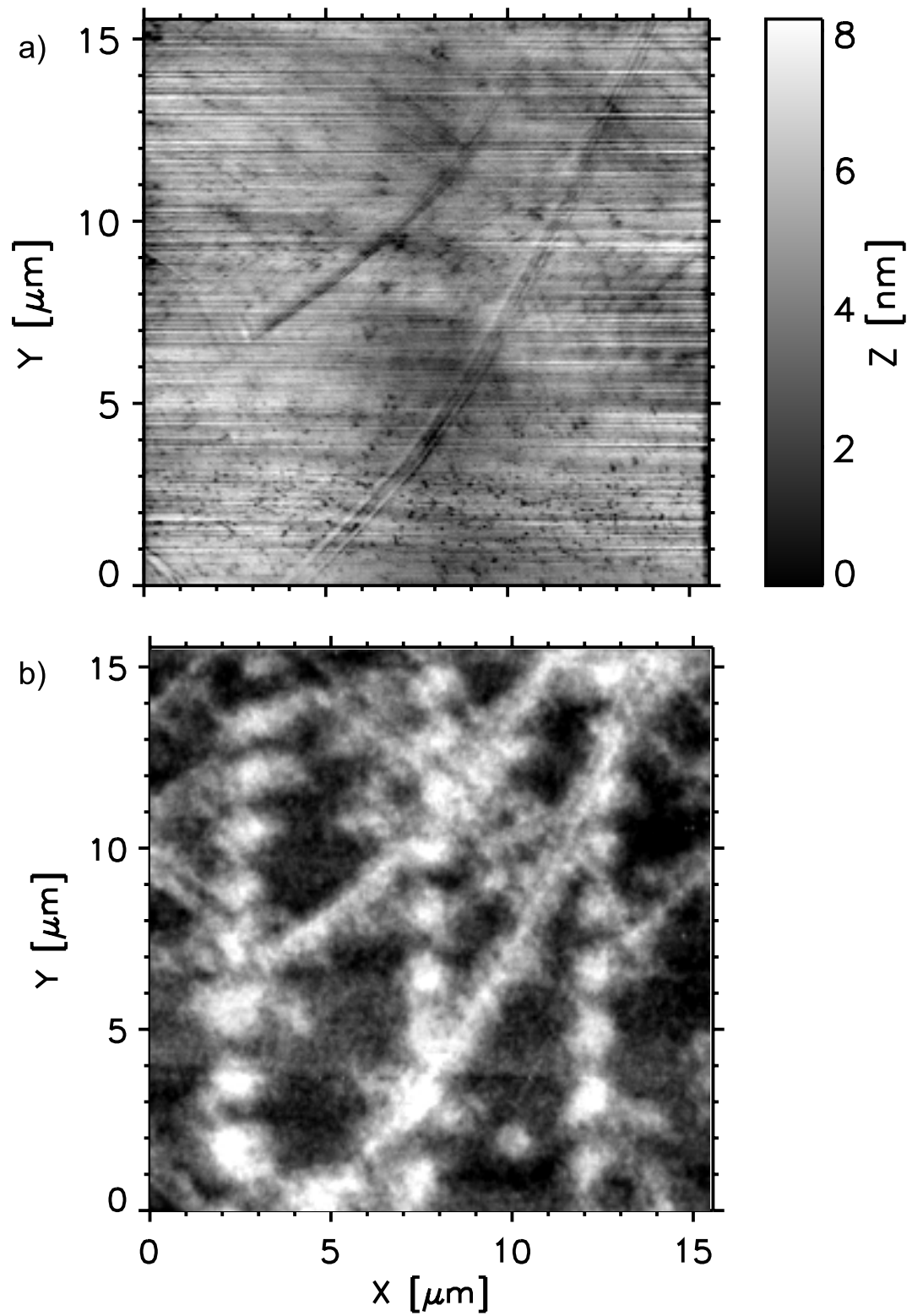


Abbildung 4.28: a) Topographische und b) magnetooptische Abbildung einer Co/Pt Speicherschicht nach Anlegen eines Magnetfeldes in Richtung der Bitmagnetisierung. Nukleation von Domänen entlang der topographischen Kratzspuren.

4.3.2 CoPt Multilayer

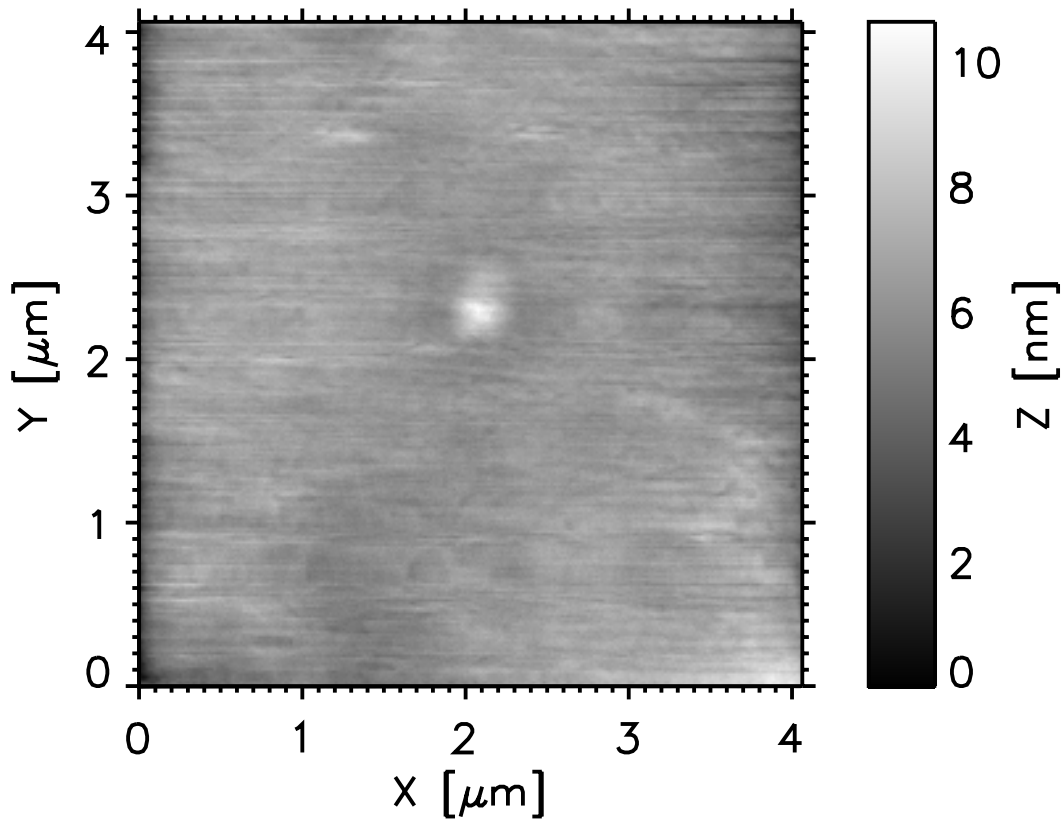


Abbildung 4.29: Topographische Aufnahme der Co/Pt-Vielfachschicht simultan zu Abbildung 4.30.

Die Größe der im vorherigen Abschnitt gezeigten magnetischen Domänen ist mit 500 nm vergleichbar mit der verwendeten Lichtwellenlänge ($\lambda = 488 \text{ nm}$). Als Testprobe für sub- λ Strukturen wurde eine Co/Pt Vielfachschicht verwendet, die von L. Belliard [Bell1] zur Verfügung gestellt wurde. Sie wurde zunächst in ein parallel zur Probenoberfläche verlaufendes Magnetfeld gebracht. Aufgrund ihrer „out-of-plane“ Anisotropie bilden sich nach Ausschalten des Feldes senkrecht zur Probenoberfläche magnetisierte Domänen mit entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen. Abbildung 4.30 zeigt die magnetooptische Abbildung mit dem Rasternahfeldmikroskop in Transmission, aufgenommen mit einer thermisch gezogenen und mit Chrom bedampften Glasfaserspitze. Zur Verdeutlichung wurden die Domänengrenzen mit weißen Linien hervorgehoben. Die Linien befinden sich an Positionen, wo das Meßsignal einen bestimmten Wert über- bzw. unterschreitet. Stellenweise sind $\lambda/3$ große Strukturen sichtbar.

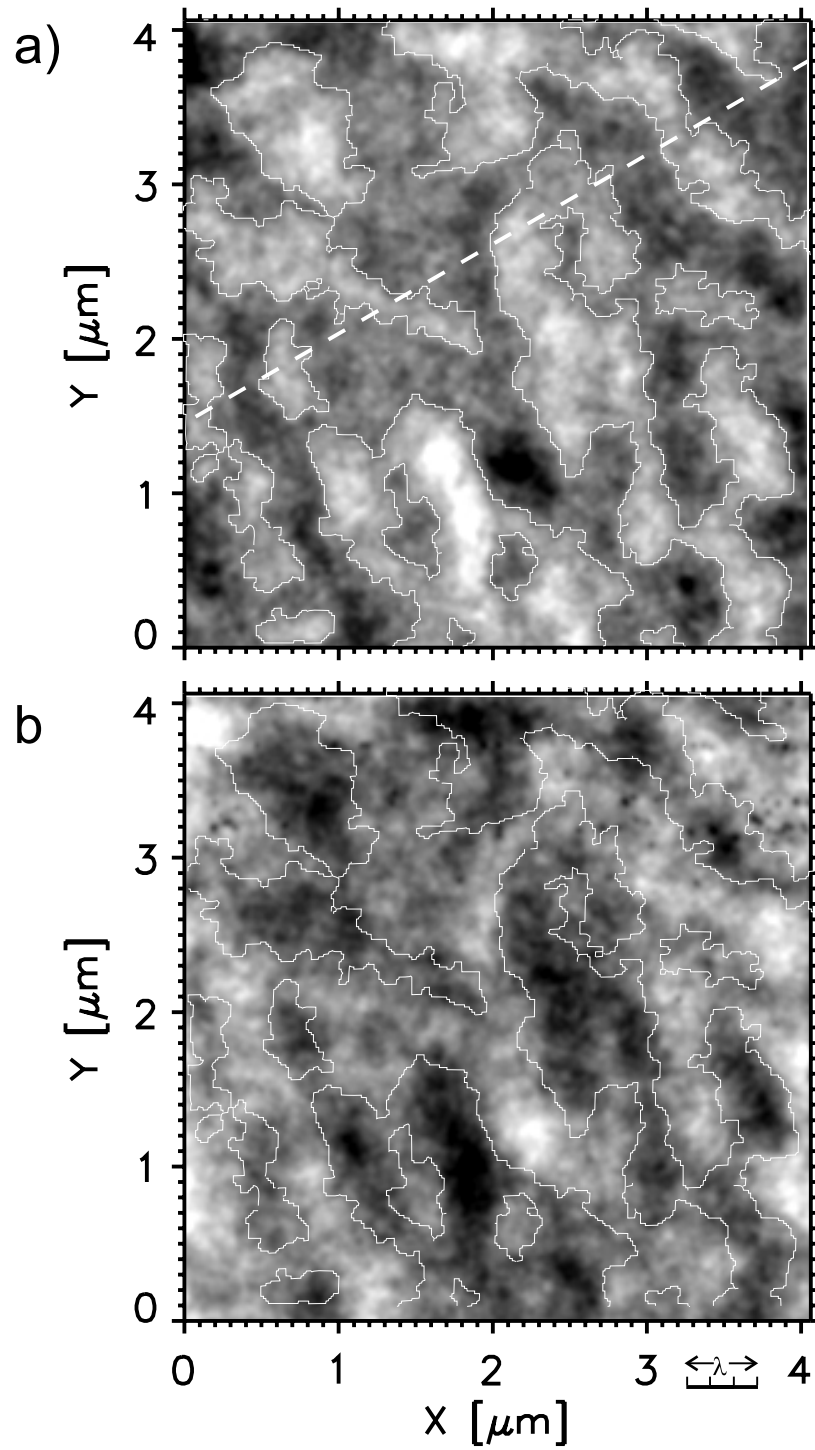


Abbildung 4.30: Co/Pt-Vielfachschicht. Aufnahme im Transmissionsmodus mit Modulationstechnik. a) Die Domänengrenzen wurden durch weiße Linien hervorgehoben. b) Messung an derselben Probenposition nach Rotation des Detektors. Die weißen Konturlinien wurden zur Verdeutlichung der Kontrastumkehr aus a) übernommen.

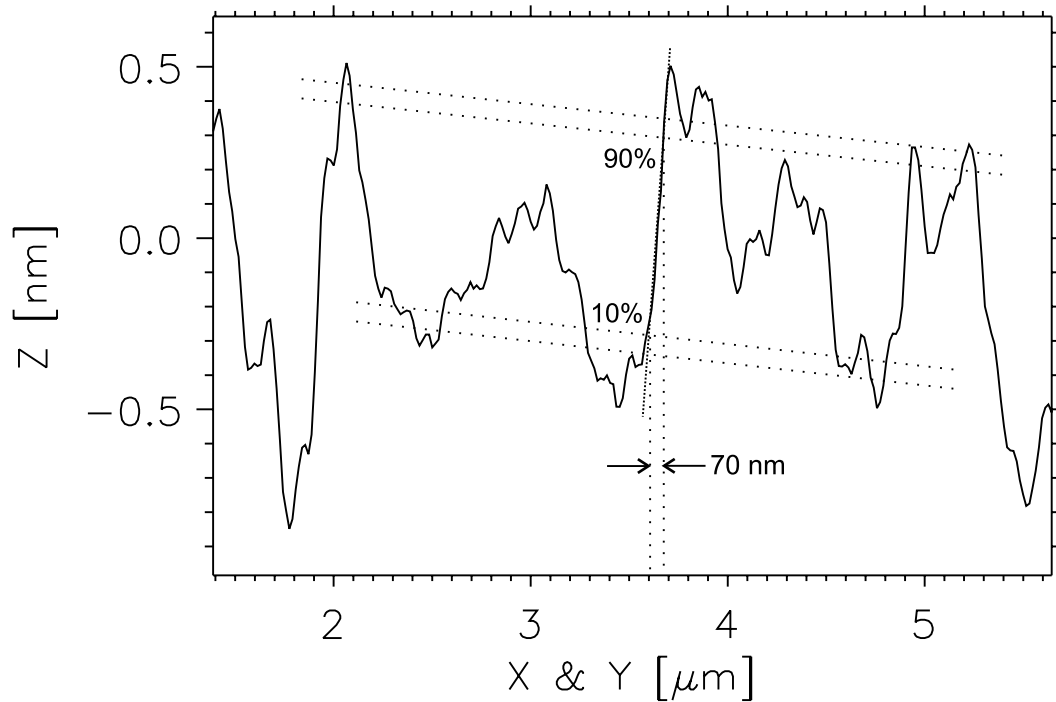


Abbildung 4.31: Linescan zur Bestimmung der Flankensteilheit. Der Linescan wurde an der gestrichelt eingezeichneten Linie aus Abbildung 4.30a entnommen.

In Abbildung 4.30b wurde dieselbe Stelle mit rotiertem Detektor noch einmal aufgenommen. Die Konturlinien sind aus Abbildung 4.30a übernommen worden. Deutlich ist eine Kontrastumkehr zu sehen, die auf einen magnetooptischen, topographieunabhängigen Kontrast hinweist. Zum Vergleich ist in Abbildung 4.29 das simultan aufgenommene topographische Abbild der Oberfläche zu sehen. Es gibt dort keine Strukturen, die dem Verlauf der Domänen entsprechen. Ein topographisch bedingter Kontrast im magnetooptischen Bild kann also ausgeschlossen werden. Rückschlüsse auf das Auflösungsvermögen eines Mikroskops kann man auch aus der Flankensteilheit in einem Linescan ziehen. Informationen über die Größe der kleinsten abbildbaren Strukturen können hieraus allerdings nicht eindeutig gewonnen werden, da hierbei weder topographische Effekte noch die Domänengröße oder die Spitzenform berücksichtigt werden. Aus Abbildung 4.31 läßt sich die Flankensteilheit zu 70 nm bestimmen. Die Position des Linescans in Abbildung 4.30a wurde mit einer gestrichelten Linie gekennzeichnet. Die unterschiedliche Höhe der einzelnen Minima und Maxima läßt sich durch eine Drift der Eingangspolarisation des Lichts an der Spitze erklären. Verantwortlich hierfür ist neben Schwankungen des Polarisationszustands, bedingt durch den Laser und mechanische Instabilitäten im Strahlengang vor der Glasfaser, auch die Glasfaser selbst. Hier spielen geringste Temperaturschwankungen [Egge99] und minimalste mechanische Bewegungen eine große Rolle.

4.4 Magnetooptische Nahfeldmessungen in Reflexion

Wird das von der Probe rückreflektierte Licht betrachtet, so müssen die in Abschnitt 4.2 behandelten Schwierigkeiten bei Intensitätsmessungen im Reflexionsmodus und die im vorherigen Abschnitt kurz angerissenen Probleme bei magnetooptischen Messungen bewältigt werden. Prinzipiell ist die Rotation der Polarisationsrichtung durch den Kerr - Effekt wesentlich kleiner als bei der im vorherigen Abschnitt vermessenen Faraday - Rotation. Die Drehungen liegen im Zehntelgradbereich. Der optische Detektor vermisst Änderungen der Lichtpolarisation, wobei nicht unterschieden wird, ob eine Polarisationsdrehung durch die Reflexion an der Probe, durch die Glasfaser oder durch die verschiedenen optischen Komponenten des Aufbaus zustande kommt. Solange konstante Drehungen auftreten, ist dies noch kein Problem, da eigentlich nur relative Polarisationsänderungen detektiert und vermessen werden. In diesem Fall werden also die beim Abrastern der Probe unterschiedlichen magnetooptischen Eigenschaften der Probe wiedergegeben. Schwierig sind zeit- oder positionsabhängige Drehungen. Dieses Problem besteht zwar prinzipiell auch bei Messungen im Transmissionsmodus, aber im Reflexionsbetrieb begünstigt die Anzahl der optischen Komponenten und die Art der verwendeten Bauteile, wie später gezeigt wird, das Auftreten von aufbaubedingten Polarisationsänderungen.

4.4.1 MnBi

Als erste Testprobe diente eine Mn/Bi Vielfachschicht, die von U. Rüdiger [Rüdi1] zur Verfügung gestellt wurde. Bei den hier vorgestellten Messungen wurde Gebrauch von der Quotientenmethode gemacht. Wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben werden Polarisationsdrehungen in Form von Intensitätsunterschieden dargestellt. Durch eine Verdrehung der Analysatoreinheit um 90° kann eine Kontrastumkehr im magnetooptischen Bild hervorgerufen werden, die eindeutig auf eine Polarisationsdrehung im Strahlengang zurückzuführen ist. Abbildung 4.32 zeigt hierfür ein Beispiel. Die topographische Messung (Abbildung 4.33) zeigt eine mittlere Korngröße von etwa 200 nm. Die Struktur ist auch stellenweise im optischen Bild erkennbar. Es handelt sich um ein Übersprechen der Topographie auf die Optik. Gründe dafür können im sich ändernden Abstand zwischen Lichtaustrittsöffnung und Probenoberfläche aufgrund der Größe der Spitze und der Rauigkeit der Probe gesucht werden (Abschnitt 4.2). Deutlich ist am rechten Rand des magnetooptischen Bildes ein heller bzw. dunkler Bereich erkennbar. In der topographischen Abbildung ist in diesem Bereich nichts auffälliges zu sehen, was diesen Effekt im optischen Bild hervorrufen könnte. Daher ist die sichtbare Polarisationsdrehung mit großer Wahrscheinlichkeit durch die magnetooptischen Eigenschaften der Probe hervorgerufen worden. Eindeutige Aussagen erhält man, wenn die magnetische Struktur der Probe bekannt ist. Im nächsten Abschnitt wird eine entsprechende Probe gezeigt.

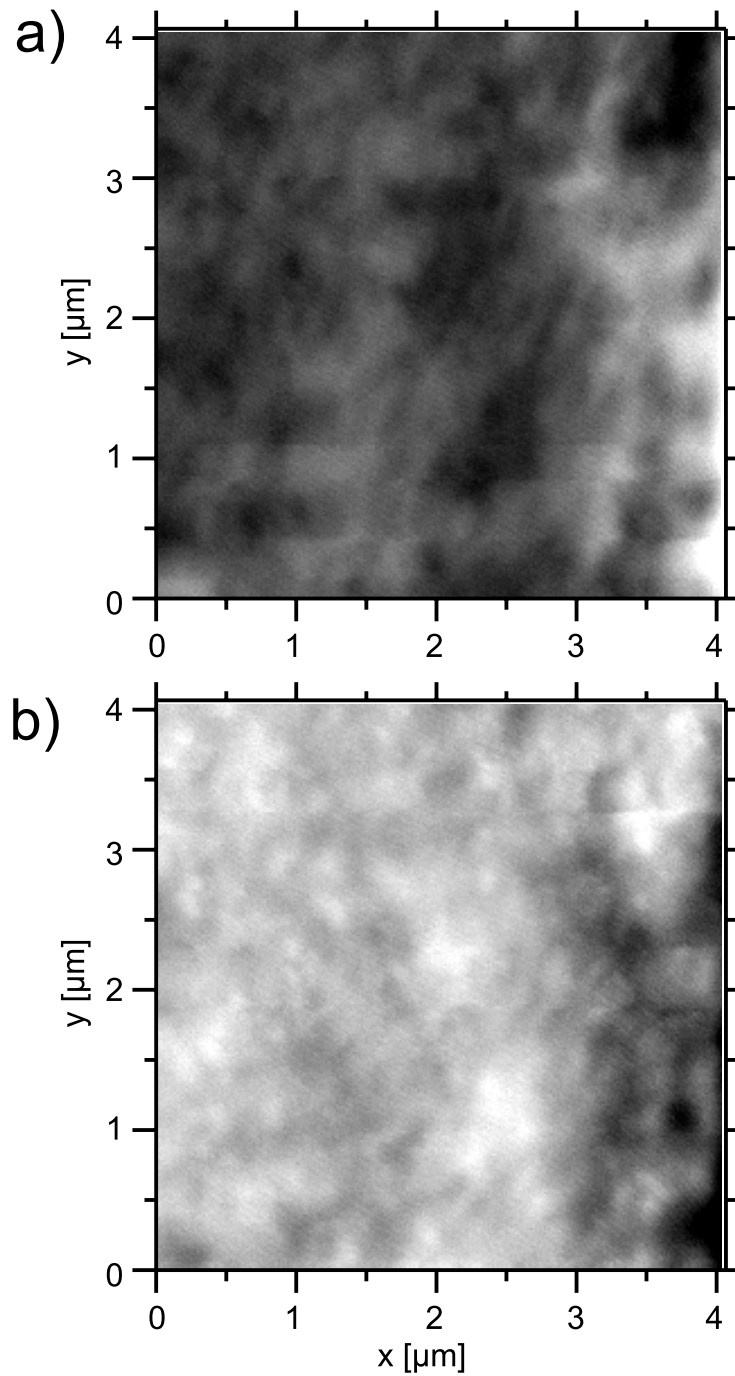


Abbildung 4.32: Messung an einer Mn/Bi Schicht im Reflexionsmodus mit der Quotientenmethode. Kontrastumkehr zwischen a) und b) durch Rotation des Detektors um 90°

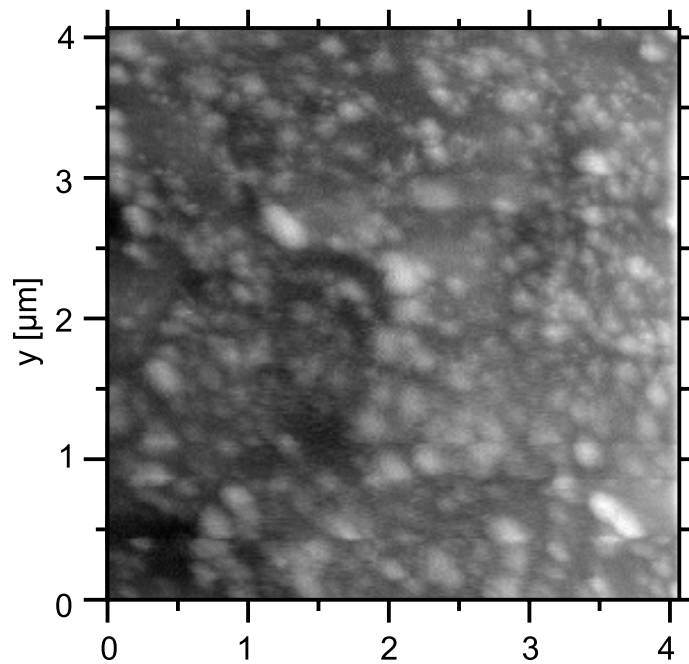


Abbildung 4.33: Topographische Aufnahme einer Mn/Bi Schicht. Mittlere Korngröße ca. 200 nm.

4.4.2 Magnetooptische Speicherplatte aus Co/Pt

Die hier verwendete Co/Pt-Speicherschicht wurde bereits in Abschnitt 4.3.1 vorgestellt. Abbildung 4.34 zeigt zur zusätzlichen Charakterisierung der Probe eine Hysteresekurve, die mit einer MOKE - Apparatur [Fuma90] aufgenommen wurde. Die Strahlgröße bei der Messung betrug 1×5 mm. Es handelt sich also um eine vergleichsweise makroskopische Meßmethode. Die Schicht zeigt mit einer Rotation von $0,48^\circ$ zwischen den entgegengesetzten Magnetisierungen einen genügend großen Kerr - Effekt für Messungen im Rasternahfeldmikroskop.

Eine erste Rasternahfeldmessung im Reflexionsmodus (Abbildung 4.35) zeigt bereits die erwartete Bitstruktur (vgl. Abbildung 4.26). Hier wurde Gebrauch von der Quotientenmethode (Abschnitt 3.5.1) gemacht. Dies soll die Leistungsfähigkeit dieses Verfahrens zeigen. Wenn die quantitative Bestimmung der Polarisationsdrehung nur eine untergeordnete Rolle spielt, dafür aber eine hohe Geschwindigkeit gewünscht wird, wie etwa bei der magnetooptischen Datenspeicherung, so ist diese Technik eine Alternative zur im folgenden verwendete Modulationstechnik.

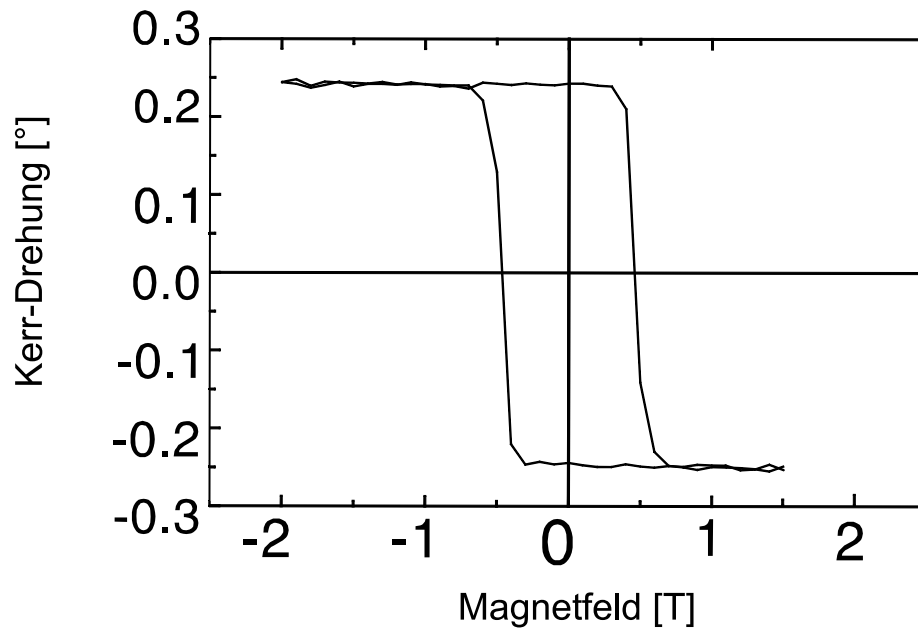


Abbildung 4.34: Hysteresekurve des Co/Pt - Filmes (Abbildung 4.35 aufgenommen mit einer MOKE Apparatur im Fernfeld)

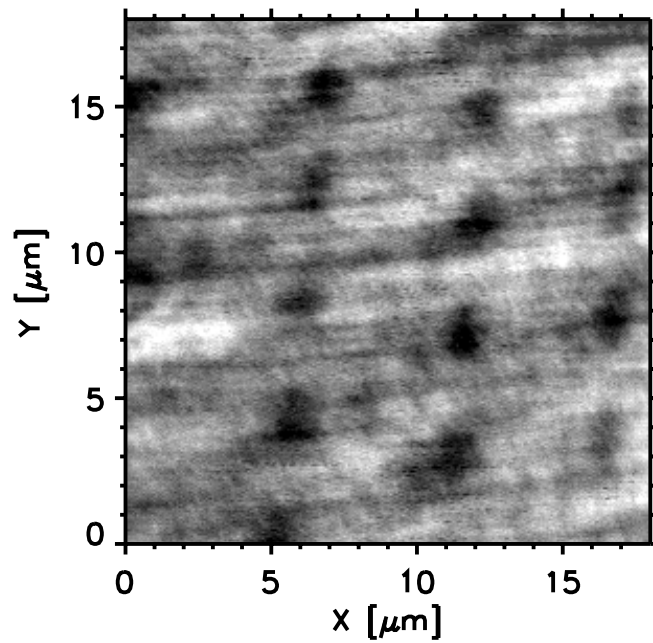


Abbildung 4.35: Magnetooptische Bitstruktur auf einer Co/Pt Speicherschicht. Aufgenommen im Reflexionsmodus mit der Quotientenmethode.

Eine Verbesserung der magnetooptischen Abbildungsqualität erhält man mit der in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen Modulationstechnik. Abbildung 4.36 zeigt hierzu ein Beispiel. Zunächst fällt auf, daß im topographischen Bild neben einigen kreisförmigen Erhebungen die Bitstruktur als Vertiefung zu sehen ist. Aus dem Linescan in Abbildung 4.38a kann eine Tiefe der Bitstruktur von 1 nm abgelesen werden. Die Bits konnten wegen ihrer geringen Höhe erst nach der Implementation eines speziellen Mechanismus zur Kompensation von Verkippen der Probe (schiefen Ebenen) beobachtet werden (Abschnitt 3.2.4). Ohne diese Maßnahme reicht das Auflösungsvermögen des A/D - Wandlers nicht aus, diese kleine z - Modulation sichtbar zu machen. An dieser Stelle treten zwei Fragen auf:

- Ist die Bitstruktur tatsächlich topographisch vorhanden oder handelt es sich möglicherweise um ein elektrisches Übersprechen zwischen magnetooptischem und topographischem Bildsignal?
- Falls die topographische Struktur real ist, kann dann eindeutig ausgeschlossen werden, daß die magnetooptische Abbildung ähnlich wie in Abschnitt 4.2 nur aufgrund der Topographie die Bitstruktur zeigt?

Für die Beantwortung der ersten Frage wurden Vergleichsmessungen im Rasterelektronenmikroskop vor und nach (Abbildung 4.37) einer vollständigen Magnetisierung in einem 2 T starken Magnetfeld durchgeführt. Die Bitstruktur ist in beiden Fällen unverändert sichtbar. Demnach ist sie tatsächlich topographisch vorhanden. Eine Erklärung hierfür kann im Schreibprozeß zu finden sein. Es könnte eine zu hohe Laserleistung gewählt worden sein, so daß sich an diesen Stellen die Struktur der Probe verändert hat. Möglicherweise führte diese Temperung zur lokalen Bildung einer Legierung, die im Vergleich zur ursprünglichen Schichtstruktur eine höhere Dichte hat. Es ist ebenfalls denkbar, daß ein Teil der Schicht durch die hohe Laserleistung abgedampft ist. Leider sind die Schreibparameter nicht bekannt. Das verwendete Schreibgerät [Well1] sollte aber tatsächlich in der Lage sein, diese Veränderungen hervorzurufen, da der Bereich, in dem die Bits geschrieben worden waren, durch zwei etwa 0,3 mm breite Linien begrenzt wird. Diese Linien wurden wahrscheinlich durch mehrfaches „Beschreiben“ mit sehr hoher Laserleistung hervorgerufen. Das Material ist hier teilweise bis auf das Substrat abgedampft.

Bleibt die Frage nach der tatsächlichen Ursache der Intensitätsmodulation im magnetooptischen Bild. Zur Klärung wurden die in Abschnitt 3.5.2 beschriebenen qualitativen und quantitativen Verfahren verwendet.

Zunächst zeigt die Bitstruktur im magnetooptischen Bild (Abbildung 4.36) im oberen Drittel eine Kontrastumkehr nach der Rotation des Detektors. Die teilweise in beiden Bildern sichtbaren kreisförmigen hellen Bereiche zeigen dies nicht. Auffällig ist weiterhin, daß die Bitstruktur nach oben (positive y -Richtung) versetzt im magnetooptischen Bild erscheint, wogegen die hellen Kreise in beiden Bildern an identischen Positionen sichtbar sind. Da die Bilder simultan aufgenommen wurden, kann eine Drift der Apparatur ausgeschlossen werden. Es deutet also alles darauf hin, daß es sich hier um zwei verschiedene Kontrastmechanismen

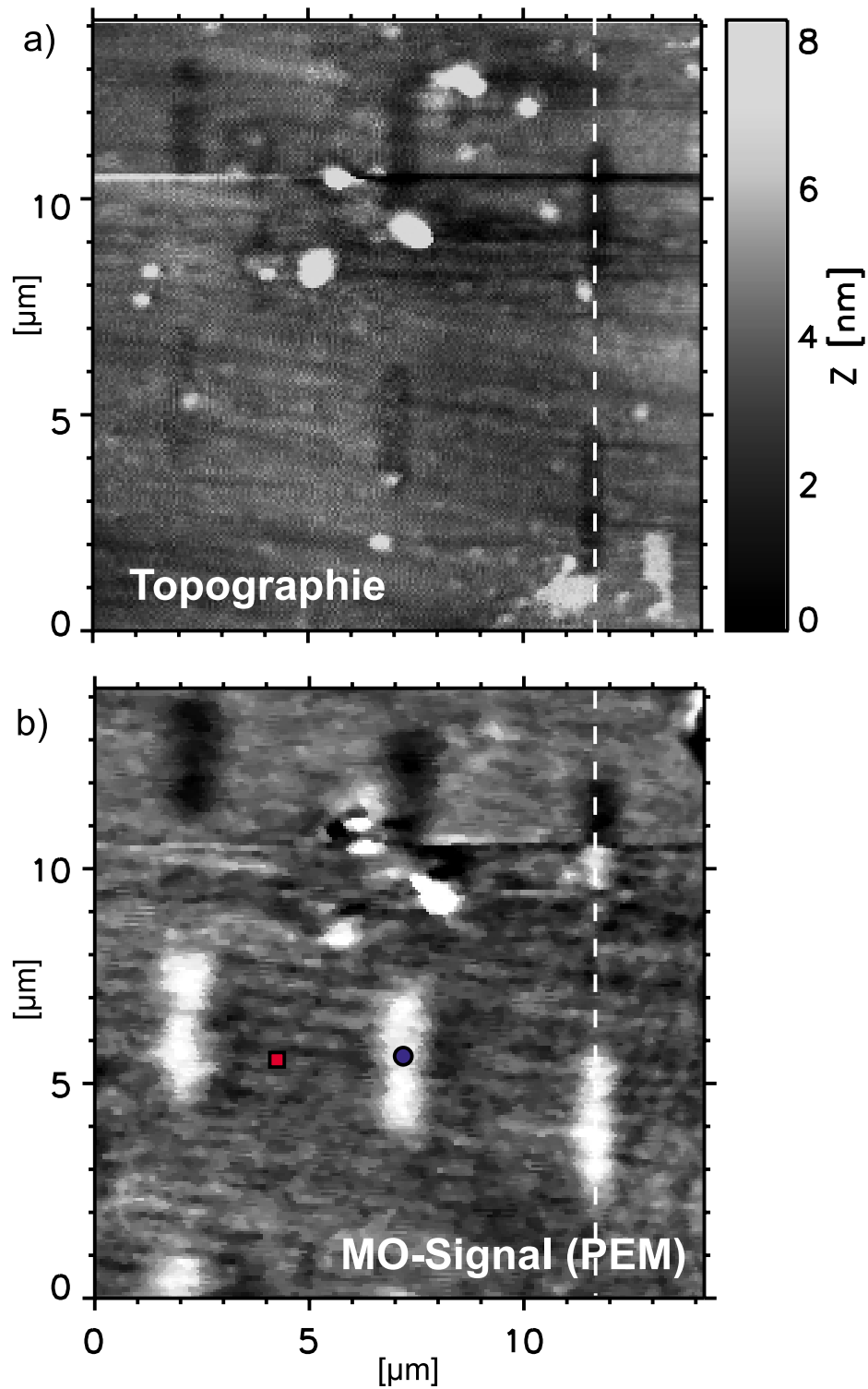


Abbildung 4.36: Abbildung von magnetischen Bitstrukturen auf einer Co/Pt-Speicherschicht. a) Topographisches Bild, b) magnetooptische Abbildung aufgenommen im Reflexionsmodus mit Modulationstechnik

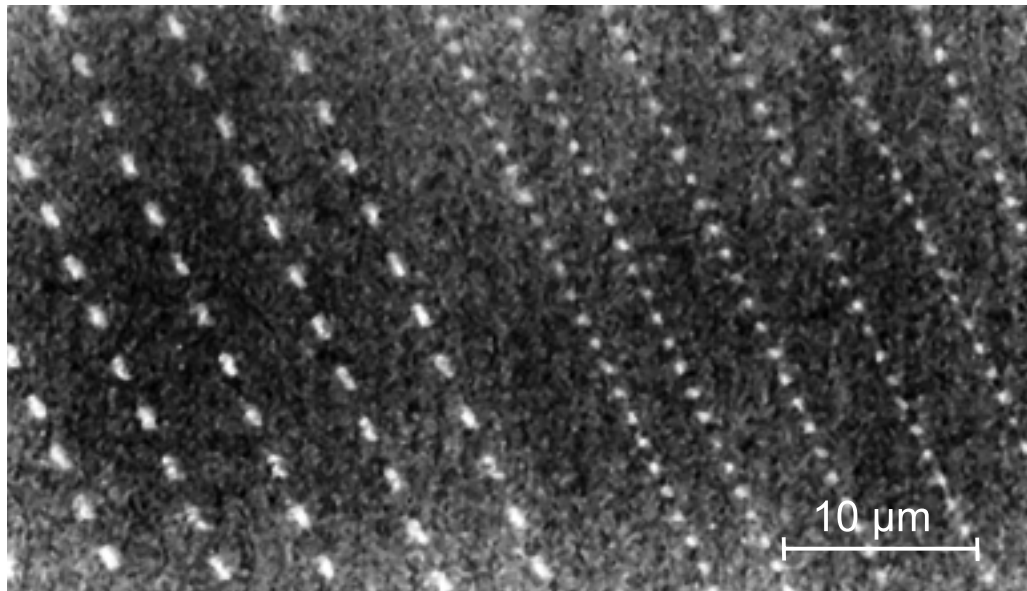


Abbildung 4.37: Rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der Co/Pt-Schicht nach vollständiger Magnetisierung mit einem 2 T Magnetfeld.

handelt, die durch einen Versatz zwischen Apertur und Scherkraftwechselwirkungszentrum hervorgerufen werden.

Der optische Aufbau wurde so justiert, daß die Apertur sich im Fokuspunkt des Parabolspiegels befindet. Wenn die magnetooptische Bildaufnahme unabhängig von der Topographie der Probe ist, ist eine Verschiebung zwischen den beiden Bildern nicht ungewöhnlich. Topographische bzw. magnetooptische Strukturen erscheinen in den jeweiligen Bildern an den Positionen sichtbar, an denen sich die Mikrospitze bzw. die Apertur befinden. Aus dem Vergleich von topographischem und magnetooptischem Linescan kann eine Verschiebung der Apertur um 750 nm in negative y-Richtung bzgl. der Mikrospitze abgelesen werden (Abbildung 4.38). Besitzt die Probenoberfläche eine grobe Struktur, so kommt es zu den in Abschnitt 4.2 bereits beschriebenen Effekten. Die gesamte Spitze wird angehoben, wenn die Mikrospitze die Erhebung erreicht. Hierbei vergrößert sich der Abstand zwischen Probenoberfläche und Apertur, wodurch aufgrund der geringeren Abschattung durch den Mantel der Spitze die Intensität ansteigt. Verlässt die Mikrospitze die topographische Erhebung, so kann die Apertur sich noch über ihr befinden, wodurch der Abstand zwischen Apertur und Probenoberfläche wesentlich kleiner wird als in einem ebenen Probenbereich. Hieraus resultiert ein überdurchschnittlich dunkler Bereich. Das heißt ein auf diese Weise entstandener topographisch bedingter optischer Kontrast besteht immer aus einem überdurchschnittlich hellen Bereich neben einem dunklen. Dieser Effekt ist in Abbildung 4.36b nicht an der magnetooptischen Bitstruktur, wohl aber an der topographisch bedingten hellen Struktur zu sehen.

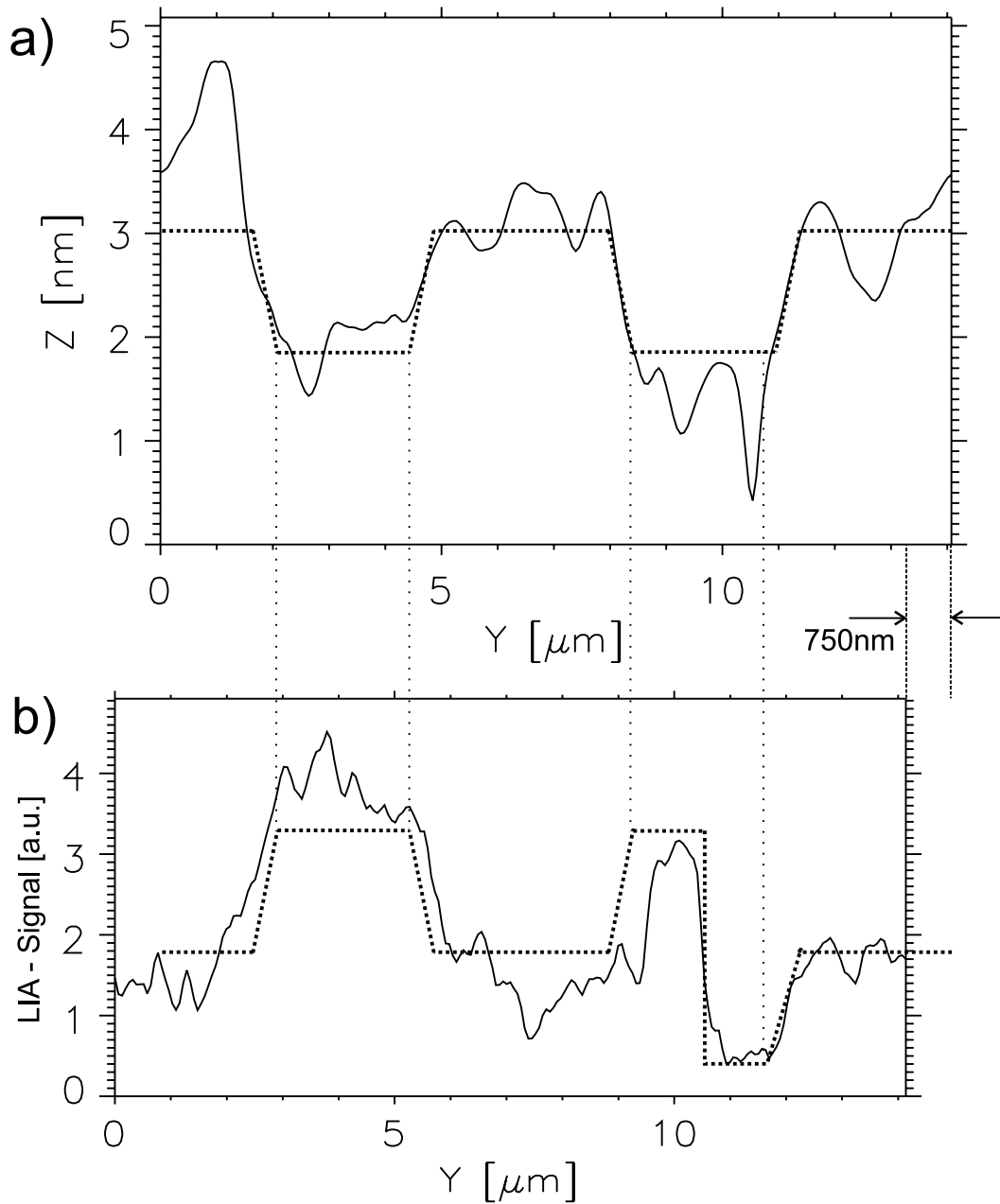


Abbildung 4.38: Linescan durch die topographische (a) und magnetooptische (b) Abbildung von magnetischen Bitstrukturen auf einer Co/Pt-Speicherschicht entlang der in Abbildung 4.36 gestrichelten Linie. Kontrastumkehr in b) bei $y=10,4 \mu\text{m}$. Die gestrichelte Linie deutet die Position der Bits an.

Der relativ große Wert der Verschiebung der y -Achse in Abbildung 4.38 von 750 nm läßt vermuten, daß sich die Apertur nicht im Zentrum der Spitze befindet, sondern am vordersten Rand der Beschichtung seitlich ein kleines Loch vorhanden ist, durch das ein lokal begrenz-

ter Bereich auf der Probenoberfläche beleuchtet wird. Die Größe dieser Öffnung bestimmt natürlich die optische Ortsauflösung. Eine zu große Öffnung hätte aufgrund des großen Fokusbereichs des Parabolspiegels die magnetooptische Auflösung der Bitstruktur verhindert. Bei einer Vielzahl der durchgeführten Messungen war dies der Fall.

In diesem Zusammenhang muß darauf hingewiesen werden, daß mit großen Aperturen auch sub- λ große Strukturen aufgrund topographischer Erhebungen im magnetooptischen Bild sichtbar waren. Der Kontrast kam aber nur durch den oben beschriebenen variierenden Abstand zwischen Apertur und Probenoberfläche zustande. Dieser Kontrast ist im übrigen auch ohne eine sorgfältige Justage des Mikroskopkopfes im Parabolspiegel sichtbar, da hier eigentlich nur das Fernfeldlicht auf der Probenoberfläche durch die Abstandsvariation zwischen Apertur und Probenoberfläche seine Intensität ändert. Der Ort, an dem diese Änderung detektiert wird, ist für diesen Kontrastmechanismus nicht von Bedeutung (Abschnitt 4.2).

Dies zeigt, daß erfolgreiche Messungen im Reflexionsmodus extrem von der Form der Spitze abhängen. Wenn nur ein Spitzenherstellungsverfahren mit geringer Reproduzierbarkeit existiert und zusätzlich keine Möglichkeit besteht, die Apertur gezielt zu bearbeiten, so ist eine hochauflösende Messung im externen Reflexionsmodus zumindest sehr zeitaufwendig.

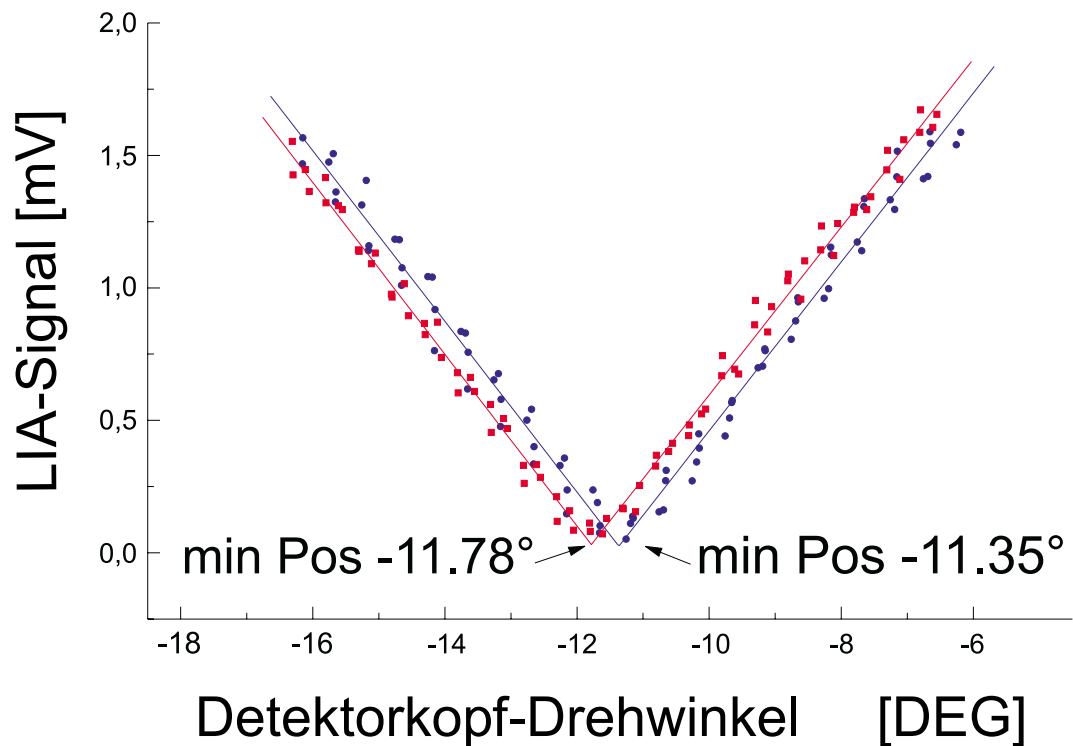


Abbildung 4.39: Messung von V-Kurven mit dem photoelastischen Modulator an den in Abbildung 4.36b gekennzeichneten Stellen. Die Differenz zwischen den Minima 0.43° ist vergleichbar mit Abbildung 4.34

Ein weiterer Hinweis auf eine in diesem Fall gelungene Abbildung der magnetooptischen Bitstruktur erhält man durch die quantitative lokale Messung der relativen Kerr Rotation zwischen zwei unterschiedlich magnetisierten Bereichen, also auf und neben einem Bit. Hierzu werden durch Rotation des Detektors „V-Kurven“ (Abschnitt 3.5.2) an ausgewählten Probenpositionen aufgenommen. Abbildung 4.39 zeigt jeweils drei V-Kurven gemessen auf und neben einem Bit an den in Abbildung 4.36b mit Kreis und Quadrat bezeichneten Positionen. Jeder Meßpunkt wurde zweihundertfach gemittelt. Die Ausgleichsgeraden wurden mit einem „least squares“ Verfahren gefittet [Fuma90]. Die Differenz der beiden Minima ist die relative Kerr Rotation zwischen den beiden Meßpositionen. Sie beträgt in guter Übereinstimmung mit der in Abbildung 4.34 gezeigten MOKE Messung $0,43^\circ$ [Fuma98].

In diesem Abschnitt konnte gezeigt werden, daß qualitative und quantitative magneto-optische Messungen im Reflexionsmodus möglich sind. Weiterhin wurde auf verschiedene Methoden hingewiesen, die helfen, magnetooptische von topographischen Effekten zu unterscheiden. Die abgebildeten Strukturen sind mit 500 nm im Bereich der Lichtwellenlänge, also noch auf der Grenze zwischen Nahfeld- und Fernfeldoptik. Aber auch in diesem Bereich, der noch für die klassische Kerr-Mikroskopie zugänglich ist, liefert das Nahfeldmikroskop durch die gleichzeitige Messung der topographischen Struktur zusätzliche Informationen, wodurch es technisch zum Beispiel in der Qualitätssicherung bei der Herstellung von magnetooptischen Speichern eine Aufgabe finden kann.

5 Zusammenfassung

Das Rasternahfeldmikroskop muß sich noch im Feld der Rastersensormikroskope behaupten. Die topographische Ortsauflösung alleine ist hierbei sicher nicht als großer Pluspunkt zu sehen, da beispielsweise Rastertunnelmikroskope mit atomarer Auflösung um Größenordnungen besser sind. Die Funktionsfähigkeit der Methode auf beliebigen auch isolierenden Oberflächen oder in Flüssigkeiten ist sicherlich positiv zu bewerten. Aber im Vergleich zu herkömmlichen Rasterkraftmikroskopen ist das topographische Auflösungsvermögen aufgrund der komplexen Spitzenstruktur noch nicht auf dem dort üblichen Niveau.

Die Stärken des Nahfeldmikroskops ergeben sich aus der zusätzlichen Messung von optischen Informationen. Ziel dieser Arbeit war zunächst der Aufbau eines Rasternahfeldmikroskops in Reflexion. Wie gezeigt wurde, ist die optische Abbildung von $\text{sub-}\lambda$ großen topographischen Strukturen im Reflexionsmodus möglich (Abschnitt 4.2.2). Im Vergleich zur klassischen Lichtmikroskopie sind hier also Erfolge erzielt worden. Leider lieferten diese optischen Abbildungen aber keine zusätzlichen Informationen über die Probenoberfläche, die nicht auch schon im Scherkraftbild zu sehen waren. Auf diese Weise konnten aber wichtige Informationen über den Abbildungsprozeß im Rasternahfeldmikroskop gesammelt werden. Hieraus entstand ein auf Fernfeldlicht basierendes Modell zur Simulation der Abbildung von periodisch strukturierten Oberflächen (Anhang A).

Einige der herausgearbeiteten Effekte sind eindeutig auf die verwendete Detektionsoptik zurückzuführen. Das in Abschnitt 3.4.4 vorgeschlagene interne Reflexionsverfahren kann daher sicherlich eine Verbesserung bringen.

Andere Fehlerquellen sind unabhängig vom gewählten optischen Detektionsverfahren. Sie treten teilweise auch im Transmissionsmodus auf. Hierzu zählt die topographisch bedingte Variation des Abstands zwischen Apertur und Probenoberfläche. Die Scherkraftabstandsregelung sorgt zwar dafür, daß immer ein Teil der Nahfeldsonde im konstanten Abstand zur Oberfläche ist. Dies ist aber nicht zwangsläufig die Apertur. Entscheidenden Einfluss auf die Abbildungsmechanismen hat demnach die Form der Nahfeldsonde (Abschnitt 4.2). Ein großer Teil dieser Arbeit beschreibt daher die realen und idealen Eigenschaften der Sonden (Abschnitt 3.1.1). Die Optimierung der Nahfeldsonden ist für eine Verbesserung der Auflösung unumgänglich.

Das eigentliche Ziel der Rasternahfeldmikroskopie ist die Messung optischer Eigenschaften mit hoher Ortsauflösung. Im einfachsten Fall geht es um Reflexions- bzw. Transmissions-eigenschaften des Probenmaterials. Im hier vorgestellten magnetooptischen Rasternahfeldmikroskop wurden Magnetisierungen vermessen. In der Regel werden diese Informationen durch geeignete Verfahren auf Intensitätsmessungen reduziert. Damit besteht die Gefahr einer Fehlinterpretation aufgrund von topographischem Übersprechen. Eine Interpretation der Meßdaten ist daher unumgänglich. Mit Hilfe der gesammelten Informationen über den Ab-

bildungsprozeß konnte eindeutig magnetooptische Auflösung identifiziert werden. Im Transmissionsmodus wurden sub- λ große magnetische Domänen gezeigt. Im Reflexionsmodus sind magnetische Strukturen in der Größe der verwendeten Lichtwellenlänge $\lambda \cong 500$ nm aufgelöst worden. Die gleichzeitige Vermessung von topographischen und magnetooptischen Effekten ermöglicht in diesem Fall die Identifizierung von topographischen Defekten auf beschriebenen MO-Speicherplatten (Abschnitt 4.4.2). Hieraus ergeben sich Anwendungsfelder in der Qualitätssicherung und Entwicklung von magnetooptischen Speichermedien.

Weiter wurde ein magnetooptisches Meßverfahren vorgestellt, das weitgehend unabhängig von Intensitätsschwankungen etwa durch topographische Effekte Polarisationsdrehungen qualitativ und quantitativ bestimmen kann (Abschnitt 3.5.2). Damit können Magnetisierungen mit hoher Ortsauflösung gemessen werden. Bei Messungen an Co/Pt-Schichten wurden Kerr-Rotationen von $0,43^\circ$ quantitativ bestimmt. In Verbindung mit der hohen Ortsauflösung ergeben sich hier Vorteile zur klassischen Kerrmikroskopie. Im Gegensatz zur magnetischen Kraftmikroskopie beeinflusst das magnetooptische Rasternahfeldmikroskop prinzipiell nicht die Domänenstruktur. Zusätzlich können durch lokales Aufheizen mit hoher Laserleistung in Verbindung mit einem kleinen Magnetfeld magnetisch Domänen auch gezielt beeinflusst werden [Betz92a]. Dies eröffnet z.B. Möglichkeiten in der Datenspeicherung. An „Phasechange“ Materialien konnten ebenfalls Schreib- und Lesezyklen durchgeführt werden [Hosa96].

Allgemein ermöglicht die Rasternahfeldmikroskopie bei einer Vielzahl von optischen Untersuchungsmethoden das Beugungslimit zu umgehen und sub- λ Auflösung zu erreichen. Besonders erfolgversprechend sind hierbei Verfahren, die neben der Intensität noch weitere Eigenschaften des Lichts ausnutzen. Dann ist die Separation des Nahfeldsignals wesentlich einfacher. Stellvertretend sollen hier die Fluoreszenz-, Ultrakurzzeit- und Ramanspektroskopie genannt werden.

Die Vielzahl der unterschiedlichen Ursachen für einen Bildkontrast sind bei richtiger Interpretation auch eine Stärke der magnetooptischen Rasternahfeldmikroskopie, wodurch sich ein Vorteil gegenüber Mikroskopiearten ergibt, die auf ihrem speziellen engen Anwendungsgebiet möglicherweise eine höhere Auflösung bieten.

A Simulation topographischer Abbildungseffekte im optischen Bildsignal

Die in 4.2 vorgestellten optischen Meßergebnisse zeigen, daß die Fehljustage des optischen Aufbaus in Verbindung mit von der Spitze abgestrahltem Fernfeldlicht die optische Bildaufnahme extrem beeinflusst. Die Effekte treten bei vorhandener topographischer Struktur besonders deutlich in Form von sogenannten Geisterstrukturen in Erscheinung. Hier werden optische Informationen aus Oberflächenbereichen gemessen, die sich an anderen Positionen befinden als die Nahfeldsonde. Betrachtet man glatte Oberflächen ohne topographisch bedingte optische Signale, so ist es schwer zu entscheiden, aus welchem Bereich der Oberfläche Informationen gesammelt werden. Daher ist es wichtig, möglichst genau die Abbildungseigenschaften des Systems zu untersuchen. Für die in diesem Abschnitt vorgestellten Simulationen wurden folgende Grundannahmen getroffen:

- Der optische Aufbau bestehend aus Parabolspiegel, Linsen und Blendensystem sammelt Licht aus einem μm -großen Bereich um den Fokuspunkt des Parabolspiegels. Verantwortlich hierfür sind Abbildungsfehler der verwendeten Bauteile.
- Die Fernfeldanteile des von der Spitze abgestrahlten Lichtes spielen eine entscheidende Rolle bei Messungen mit dem hier verwendeten Reflexionsaufbau.
- Nahfeldlichtanteile werden nicht berücksichtigt.
- Die Glasfaser Spitze ist eine Punktlichtquelle, die in alle Richtungen Licht mit gleicher Intensität abstrahlt.
- Der Auftreffpunkt eines Lichtstrahls auf der Probenoberfläche ist wiederum der Ausgangspunkt einer Kugelwelle.
- Lichtstrahlen, die unter dem gleichen Winkel von der Oberfläche abgestrahlt werden interferieren miteinander.
- Strukturen auf der Oberfläche führen zu Abschattungseffekten bei der Lichteinstrahlung und Reflexion.
- Oberflächenstrukturen haben senkrechte Seitenkanten.

Abbildung A.1 zeigt die Glasfaser Spitze im Abstand sh zur Probenoberfläche. Die Spitze hat einen horizontalen Abstand x zum Beginn der Struktur. Die Struktur selber besteht aus

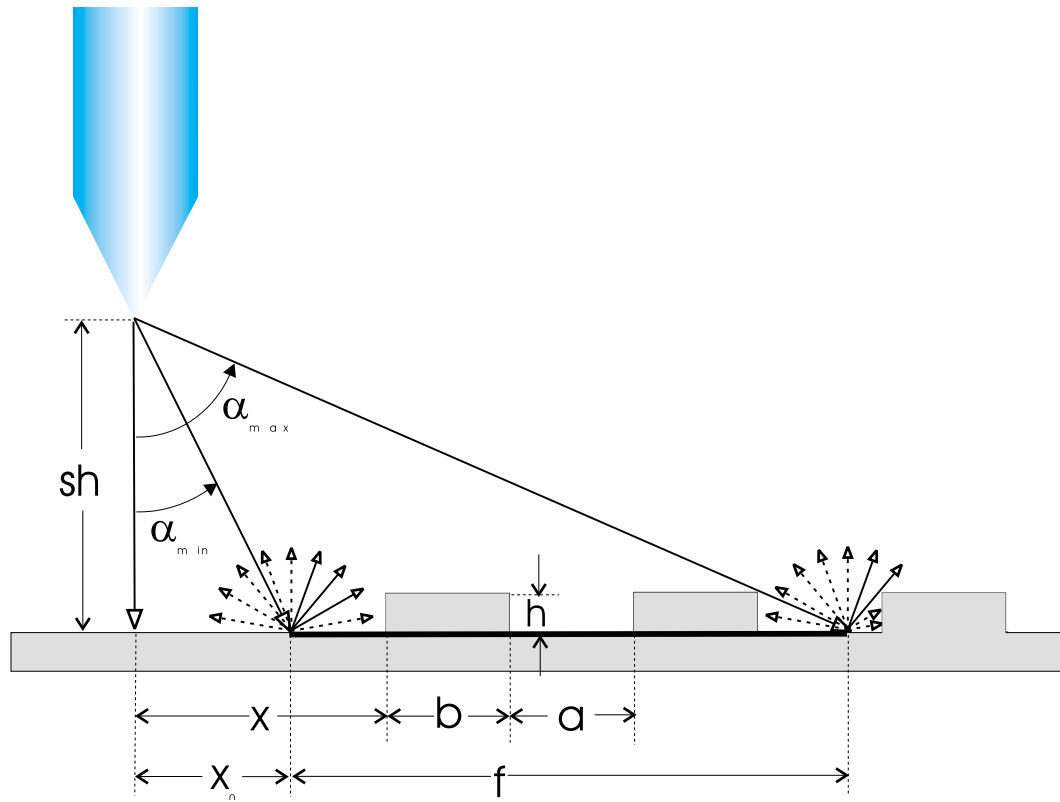


Abbildung A.1: Grundprinzip der Modellrechnung

periodischen im Abstand a angeordneten Erhebungen der Höhe h und der Breite b . Eine Variation von x entspricht der Rasterbewegung während der Bildaufnahme. Der Fokusbereich f des Parabolspiegels ist gegen die Spitze um x_0 horizontal verschoben. Strahlen mit Einfallswinkeln zwischen α_{min} und α_{max} treffen innerhalb des Fokusbereichs auf die Probe. Von den Auftreffpunkten dieser Strahlen wird unter Berücksichtigung der Interferenz zunächst das elektrische Feld und daraus die Intensität in Abhängigkeit vom Detektionswinkel β berechnet. Für β wird, entsprechend der Geometrie des verwendeten optischen Aufbaus (Abschnitt 3.4.3) jeder Winkel zwischen 30° und 90° zur Oberflächennormalen verwendet. Strahlen, die auf Strukturkanten treffen, werden nicht mit ausgewertet, da sie für den zuvor genannten Wertebereich von β keinen Beitrag liefern, sofern die Kanten der Struktur senkrecht verlaufen. In Abbildung A.1 sind reflektierte Strahlen, die bei der Rechnung berücksichtigt werden, durchgezogen eingezeichnet. Das elektrische Feld für Strahlen, die im Fokusbereich des Detektors auf die Probenoberfläche treffen, ergibt sich in Abhängigkeit von Detektionswinkel β zu

$$E(\beta, r, t, \alpha_{max}, \alpha_{min}) = \frac{E_0}{16\pi^2} \int_{\alpha_{min}}^{\alpha_{max}} \sin(k(r + \Delta(\alpha, \beta)) + \omega t) d\alpha. \quad (A.1)$$

Hierbei ist $\Delta(\alpha, \beta)$ der Gangunterschied zwischen den einzelnen Strahlen. Für r wird ein Vielfaches der Wellenlänge λ gewählt und kann somit bei den weiteren Berechnungen weggelassen werden. k ist mit $2\pi/\lambda$ der Wellenvektor. Die Intensität in Abhängigkeit vom Detektionswinkel ergibt sich nach dem Quadrieren der elektrischen Feldstärke und der Mittelung über eine Periodendauer zu

$$I(\beta) = \frac{1}{T} \int_0^T (E(\beta, t, \alpha_{max}, \alpha_{min}))^2 dt. \quad (A.2)$$

Der hier verwendete optische Aufbau ist in der Lage, Lichtstrahlen aus dem Winkelbereich von $30^\circ < \beta < 90^\circ$ zu detektieren. Die gemessene Gesamtintensität ergibt sich demnach zu

$$I_{Ges} = \int_{30^\circ}^{90^\circ} I(\beta) d\beta. \quad (A.3)$$

Die Schwierigkeit besteht nun darin den Gangunterschied $\Delta(\alpha, \beta)$ für verschiedene Strahlen unter Berücksichtigung der Oberflächentopographie zu bestimmen. Für Strahlen, die den Grund zwischen den topographischen Erhebungen erreichen, verdeutlicht Abbildung A.2a die Berechnung. Alle Gangunterschiede werden bezüglich des senkrecht einfallenden Strahls A angegeben. In Abhängigkeit vom Einfallswinkel α und dem Abstrahlwinkel β ergibt sich folgender Gangunterschied $\Delta_0(\alpha, \beta)$

$$\delta_{0A}(\alpha, \beta) = \sin(\beta) \tan(\alpha) sh \quad (A.4)$$

$$\delta_{0B}(\alpha, \beta) = \frac{sh}{\cos(\alpha)} - sh \quad (A.5)$$

$$\Delta_0(\alpha, \beta) = \delta_{0B}(\alpha, \beta) - \delta_{0A}(\alpha, \beta). \quad (A.6)$$

Aus Abbildung A.2b ergibt sich für Strahlen, die auf der Oberfläche einer topographischen Erhebung auftreffen, der Gangunterschied $\Delta_1(\alpha, \beta)$

$$\delta_{1A}(\alpha, \beta) = \sin(\beta) \tan(\alpha) (sh - h) + \cos(\beta) h \quad (A.7)$$

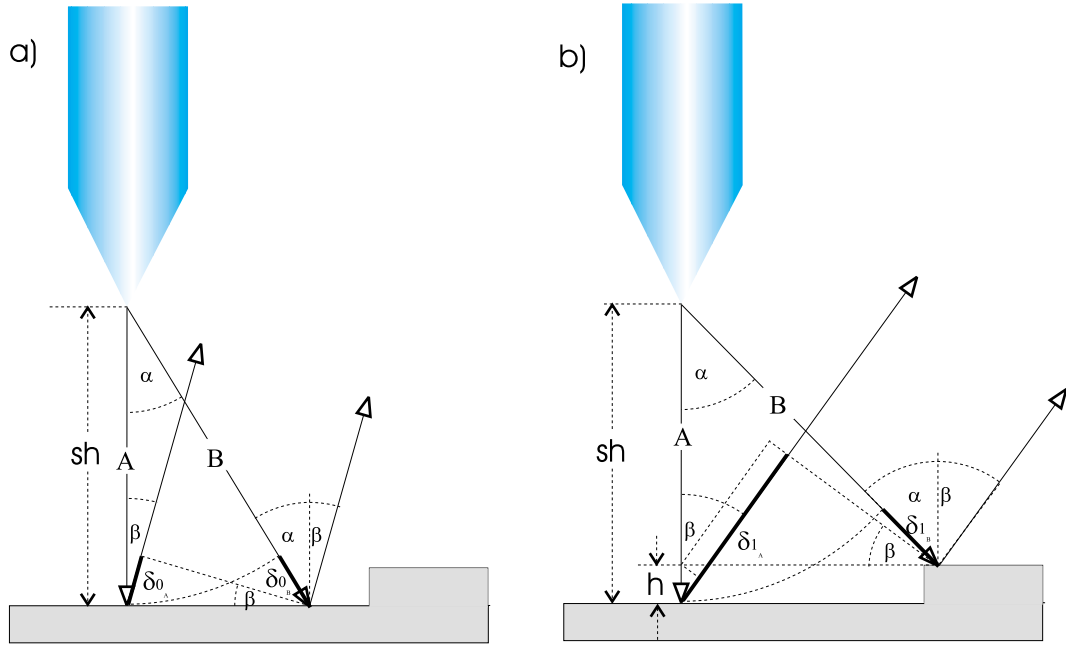


Abbildung A.2: a) Bestimmung des Gangunterschiedes Δ_1 für Strahlen, die im Zwischenraum zweier topographischer Erhebungen den Boden erreichen. b) Bestimmung des Gangunterschiedes Δ_2 für Strahlen, die auf einer topographischen Erhebung auftreffen

$$\delta_{1B}(\alpha, \beta) = \frac{sh - h}{\cos(\alpha)} - sh \quad (\text{A.8})$$

$$\Delta_1(\alpha, \beta) = \delta_{1B}(\alpha, \beta) - \delta_{1A}(\alpha, \beta). \quad (\text{A.9})$$

Abschattungseffekte durch die Topographie werden berücksichtigt, indem die Integrationsgrenze α_{max} aus Gleichung (A.1) für jeden Detektionswinkel β unter Berücksichtigung der Topographie gesondert berechnet wird. Abbildung A.3 veranschaulicht die Berechnung. Es gilt

$$\alpha_{max}(\beta) = \arctan\left(\frac{x - h \tan(\beta)}{sh}\right). \quad (\text{A.10})$$

Mit dem hier beschriebenen Verfahren können die Einflüsse auf das Bildsignal simuliert werden, solange die Spitze sich noch nicht über einer Struktur befindet. Die Einflüsse, die sich aus einer Änderung der vertikalen Spitzenposition ergeben, werden in diesem Model nicht betrachtet. Abbildung A.4 zeigt den Vergleich eines berechneten Linescans mit gemessenen Daten. Details über die Messung sind in Abschnitt 4.2.2 zu finden. In dem nicht schraffierten Bereich ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen dem gemessenen und simulierten optischen Signal.

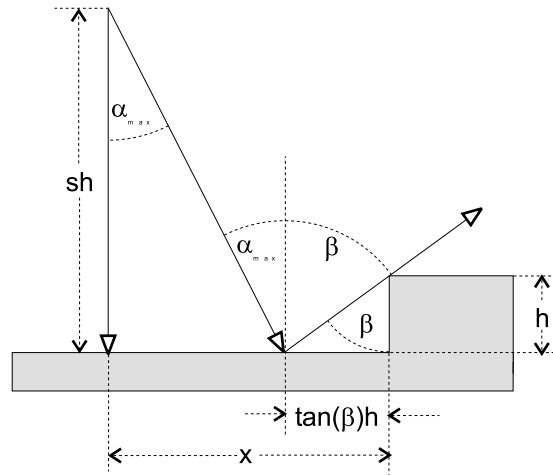


Abbildung A.3: Skizze zur Bestimmung des maximalen Detektionswinkels $\alpha_{max}(\beta)$

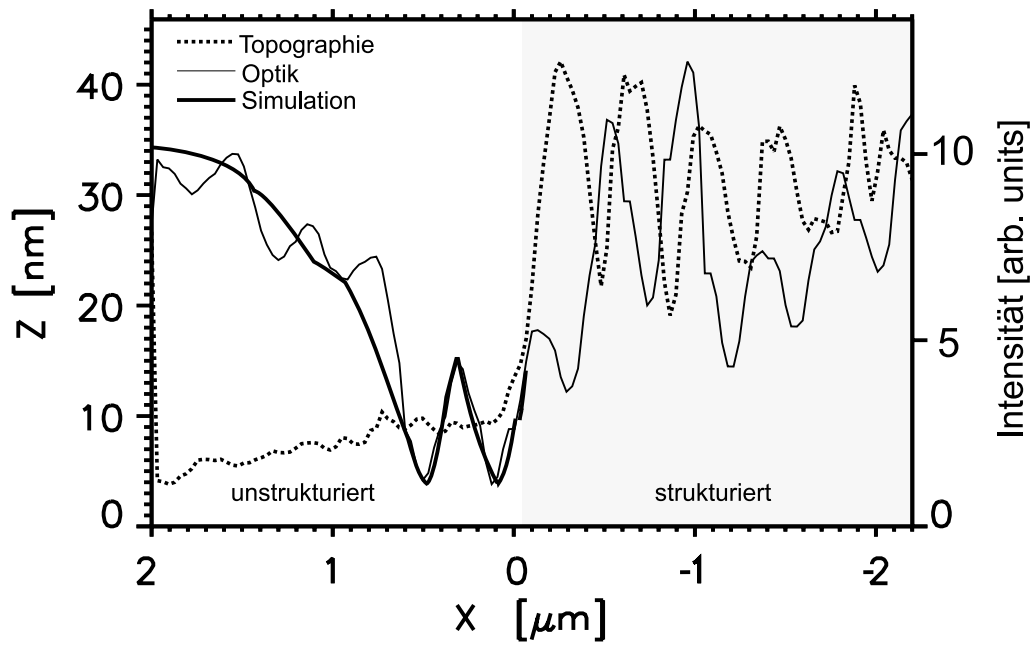


Abbildung A.4: Vergleich eines gemessenen und berechneten Linescans. Die gemessenen Daten wurden aus Abbildung 4.21 entnommen.

B Einfluß des Parabolspiegels auf magnetooptische Messungen

In Abschnitt 3.4 wurde gefordert, daß die zwischen Laser und Detektor verwendeten Bauteile die Polarisations-eigenschaften des Lichtes unverändert oder zumindest mit einer konstanten Veränderung übertragen sollen. Im folgenden wird quantitativ der Einfluss des im externen Reflexionsmodus verwendeten Parabolspiegels bestimmt und anschließend ein Beispiel für die hieraus resultierenden Effekte gezeigt.

Allgemein tritt bei der Reflexion an metallischen Oberflächen eine Veränderung der Polarisation des Lichtes auf, die vom Einfallswinkel und von dem Polarisationszustand der eingestrahnten Lichts abhängt. Es müssen also für jeden Punkt im Parabolspiegel die Reflexionseigenschaften berechnet werden. Hierzu wird eine Lichtquelle betrachtet, die sich im Fokuspunkt des Spiegels befindet und in x-Richtung linear polarisiertes Licht abstrahlt (Abbildung B.1).

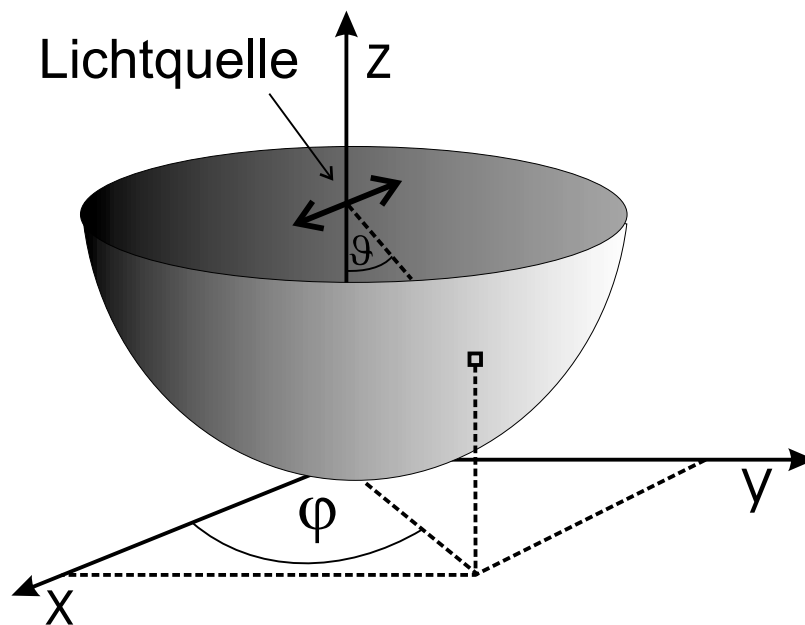


Abbildung B.1: Schematische Darstellung der Reflexion im Parabolspiegel. Eine in x- Richtung polarisierte Lichtquelle befindet sich im Fokuspunkt des Parabolspiegels.

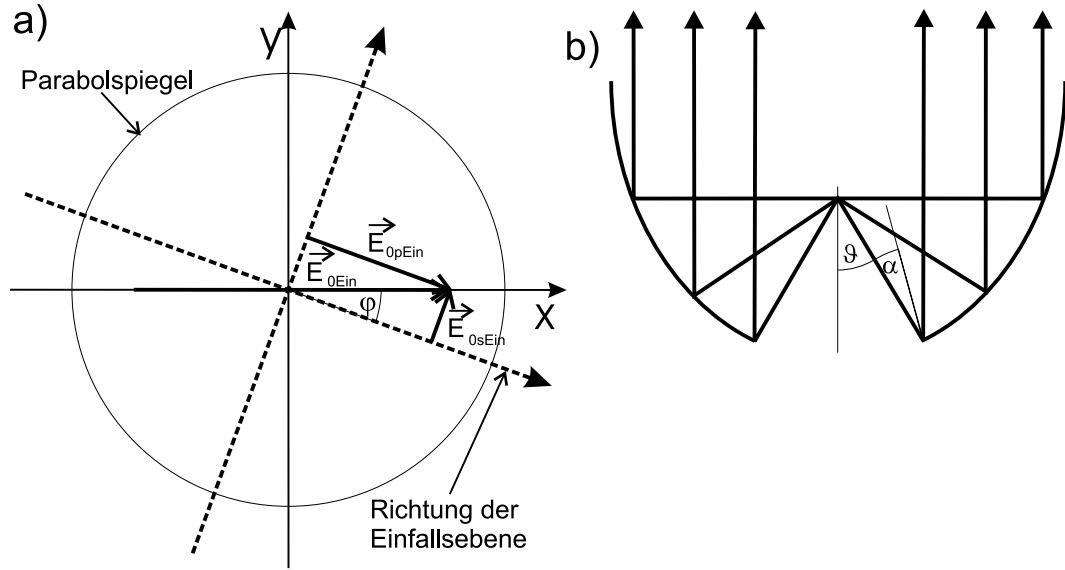


Abbildung B.2: Schematische Darstellung der Reflexion im Parabolspiegel. a) Aufsicht b) Seitenansicht

Für die Berechnung wird der einfallende Strahl in zwei Teilstrahlen aus linear polarisiertem Licht mit Polarisationsrichtung senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene zerlegt. Zur Unterscheidung werden an den entsprechenden Stellen die verwendeten Variablen mit s und p indiziert. Der Winkel ϕ bestimmt die Anteile der s und p Polarisation am einfallenden Strahl zu (Abbildung B.2a):

$$E_{0sEin}(\phi) = E_{0Ein} \sin \phi \quad (B.1)$$

$$E_{0pEin}(\phi) = E_{0Ein} \cos \phi$$

Der Parabolspiegel reflektiert alle Strahlen, die in einen Winkel ϑ zwischen 30° bis 90° bzgl. der z -Achse ausgesandt werden. Dies entspricht Einfallswinkeln α im Bereich von 15° bis 45° (Abbildung B.2b).

Es wird die Reflexion an der Grenzfläche zwischen Luft und der Metallisierung des Parabolspiegels betrachtet, die in diesem Fall aus Rhodium besteht. Die optischen Eigenschaften der Materialien können durch ihre Brechungsindizes beschrieben werden:

$$n_{Luft} \approx 1 \quad (B.2)$$

$$\hat{n}_{Rh}(\lambda = 579nm) = 1,54 - i4,67 \quad [Land62] \quad (B.3)$$

Der Brechungsindex von Rhodium enthält einen komplexen Anteil, der die Absorption bestimmt. Aus Stetigkeitsüberlegungen für das E-Feld bei s -Polarisation bzw. des H-Felds bei

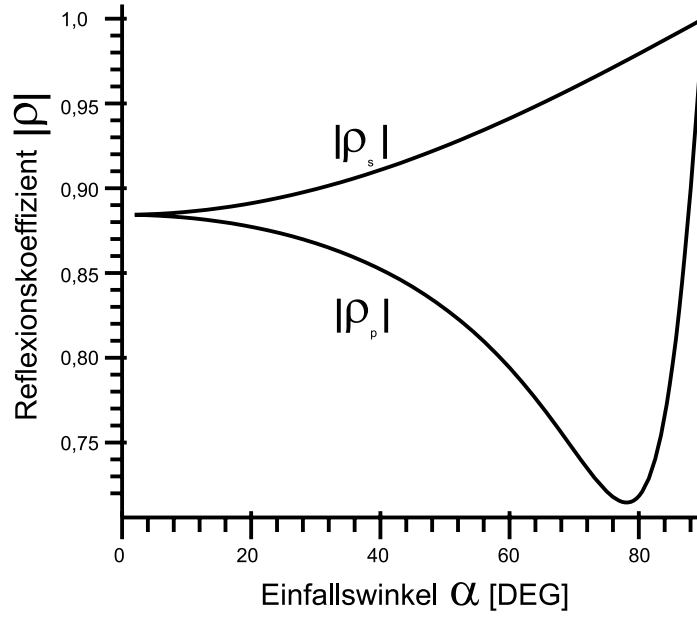


Abbildung B.3: Betrag des Reflexionskoeffizienten für senkrecht $|\rho_s|$ und parallel $|\rho_p|$ zur Einfallsebene polarisiertes Licht in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α .

p-Polarisation ergibt sich das Brechungsgesetz [Fuma92]:

$$\sin \hat{\beta}(\alpha) = \frac{n_{Luft}}{\hat{n}_{Rh}} \sin \alpha \quad (B.4)$$

α ist hierbei der Einfallswinkel und $\hat{\beta}$ der komplexe Brechungswinkel. Aus den Fresnelschen Formeln folgt dann für den komplexen Reflexionskoeffizienten $\hat{\rho}$ [Fuma92]:

$$\hat{\rho}_s(\alpha) = \frac{E_{0sRef}}{E_{0sEin}} = \frac{\sin(\hat{\beta} - \alpha)}{\sin(\hat{\beta} + \alpha)} = |\hat{\rho}_s| e^{i\delta_s} \quad (B.5)$$

$$\hat{\rho}_p(\alpha) = \frac{E_{0pRef}}{E_{0pEin}} = \frac{\tan(\alpha - \hat{\beta})}{\tan(\hat{\beta} + \alpha)} = |\hat{\rho}_p| e^{i\delta_p}$$

Die einfallende Welle erfährt also bei der Reflexion eine Phasenverschiebung δ (Abbildung B.4) und eine Intensitätsänderung proportional zu $|\hat{\rho}|$ (Abbildung B.3).

Das reflektierte Licht behält nur bei Einfallswinkeln von 0° und 90° die ursprüngliche Polarisation, da hier die Phasenverschiebung zwischen den s- und p-polarisierten Strahlanteilen 180° bzw. 0° beträgt und zusätzlich der Betrag der Reflexionskoeffizienten gleich ist. In den anderen Fällen erhält man elliptisch polarisiertes Licht, welches durch den Rotationswinkel

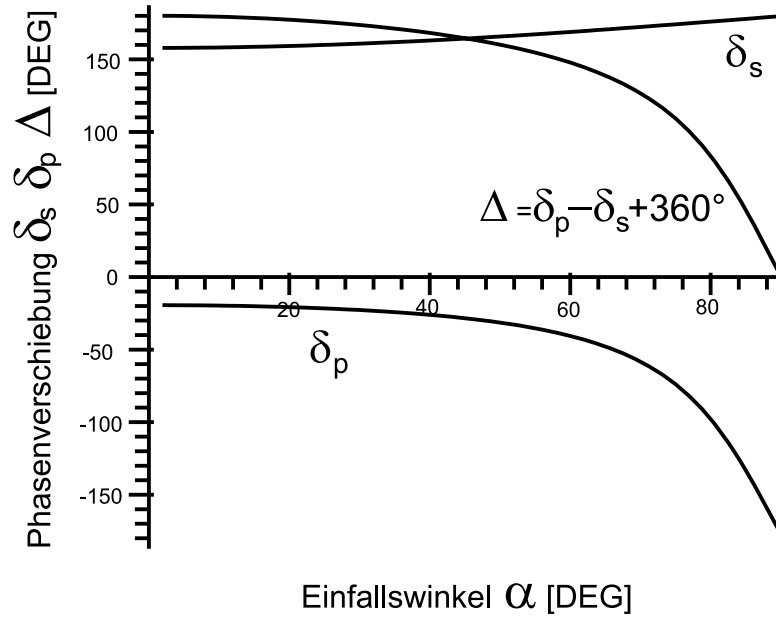


Abbildung B.4: Differenz der Phasenverschiebung für parallel (δ_p) und senkrecht (δ_s) zur Einfallsebene polarisiertes Licht sowie deren Differenz ($\Delta = \delta_p - \delta_s$) in Abhängigkeit vom Einfallswinkel α . Zu Δ wurde in dieser Darstellung eine volle Periode (360°) hinzuaddiert.

θ , der Hauptsache a und der Eliptizität $\eta = \arctan \frac{b}{a}$ charakterisiert ist. a und b sind hierbei die Längen der Haupt- bzw. Nebenachse der Ellipse. Eine Ausnahme ergibt sich bei einer Phasendifferenz von 90° , da dann, allerdings nur bei gleichen Amplituden der Strahlenteile, zirkular polarisiertes Licht auftritt. Für die weiteren Überlegungen ist der Rotationswinkel θ von Bedeutung. Die Vorgehensweise zur Berechnung soll hier kurz angedeutet werden:

Zunächst wird durch Rotation um den Nullpunkt ein Koordinatensystem gesucht, in dem die Phasenverschiebung der beiden Teilstrahlen 90° beträgt. Die Koordinatenachsen entsprechen dann der Richtung der Ellipsenachsen, so daß die Bestimmung des Rotationswinkels θ einfach möglich wird [Klig90]:

$$\tan(2\theta) = \tan(2\kappa) \cos(\Delta) \quad (\text{B.6})$$

$$\text{mit: } \tan(\kappa) = \frac{|E_{0sRef}|}{|E_{0pRef}|} \quad (\text{B.7})$$

Die Amplitude E_{0refl} des reflektierten Lichtstrahls kann mit Gleichung (B.5) und Gleichung (B.1) bestimmt werden. Der Rotationswinkel ist dann nur noch abhängig von ϕ und α :

$$\theta(\phi, \alpha) = \frac{1}{2} \arctan(\tan(2\kappa(\phi, \alpha) \cos(\Delta(\alpha))) \quad (\text{B.8})$$

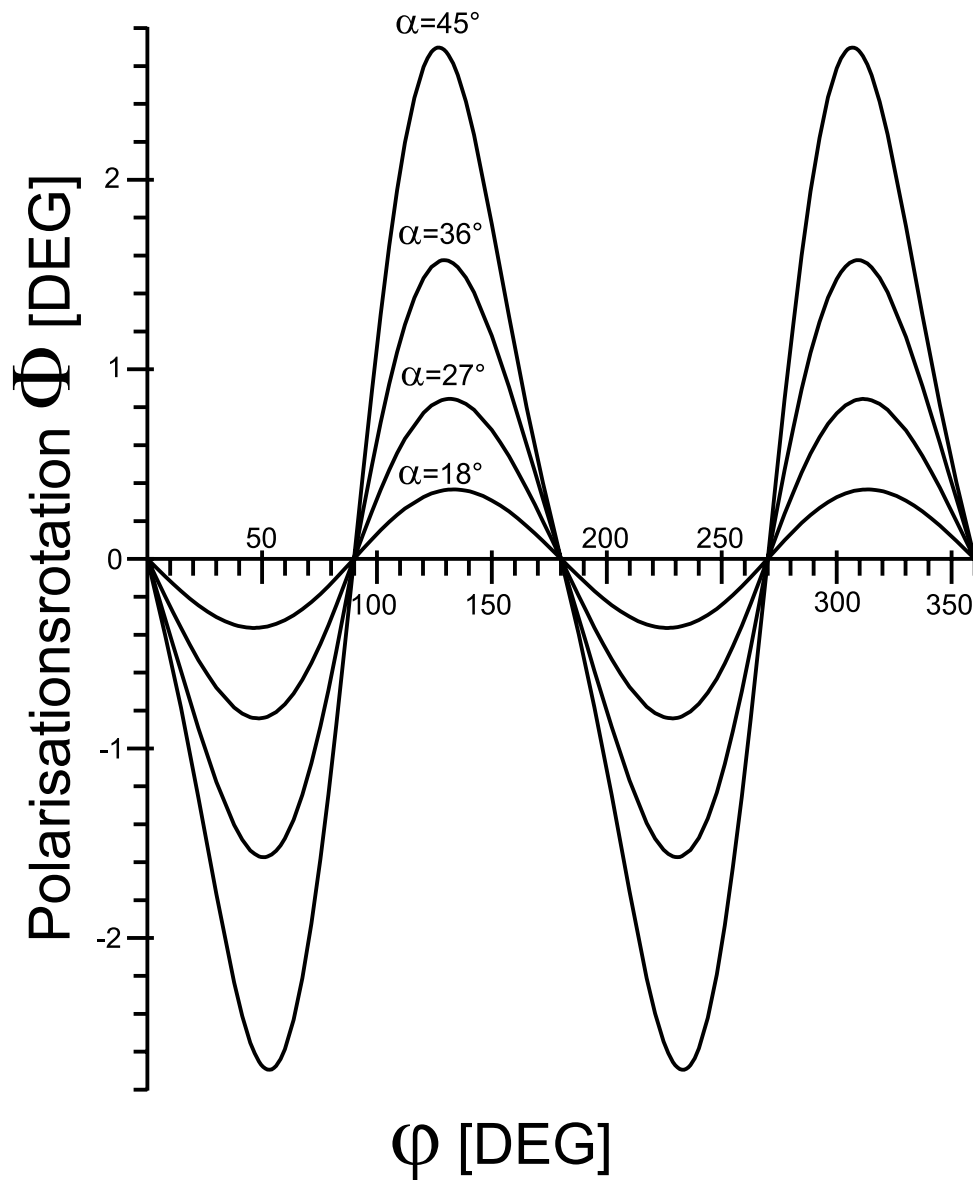


Abbildung B.5: Polarisationsdrehung Φ bei der Reflexion im Parabolspiegel für verschiedene Einfallswinkel ϕ

Die auftretenden Rotationen sind, wie Abbildung B.5 zeigt, bei großen Einfallswinkeln wesentlich stärker ausgeprägt als bei nahezu senkrecht einfallendem Licht. Daher sollten möglichst nur Strahlen mit kleinen Reflexionswinkeln aus dem inneren Bereich des Parabolspiegels ausgewertet werden.

Trotz der im Vergleich zu den Kerr-Rotationen großen Drehung von bis zu $2,8^\circ$ sind magnetooptische Messungen möglich, wenn das gesamte von der Probenoberfläche abgestrahlte

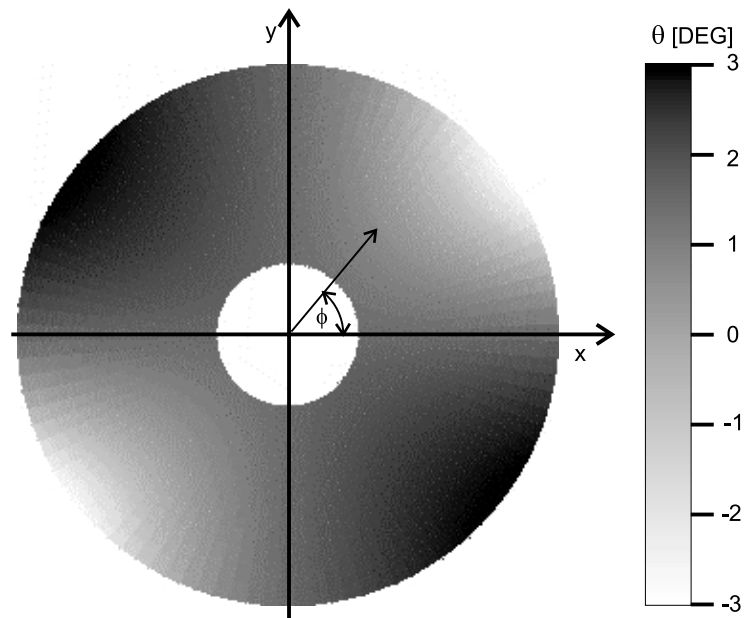


Abbildung B.6: 3 Dimensionale Darstellung der Polarisationsdrehung im Parabolspiegel.

Licht den Detektor erreicht. Aufgrund der symmetrischen Form der Polarisationsdrehung (Abbildung B.6) mitteln sich dann die Drehungen heraus.

Schwierigkeiten treten erst auf, wenn aufgrund von topographischen Unebenheiten Bereiche des Strahlengangs abgeschattet werden. Abbildung B.7 zeigt hierzu ein Beispiel. Im magnetooptischen Bild ist ein Streifenmuster zu erkennen, das nach einer Rotation des Detektors im oberen Bereich eine deutliche Kontrastumkehr zeigt. Aufgrund der Überlegungen in Abschnitt 4.3.1 ist dies ein Zeichen für magnetooptischen Kontrast. Bei der Struktur handelt es sich aber um Bruchstücke der Aluminiumbedampfung der Spitze, die nach magnetooptischen Schreibversuchen auf der Probenoberfläche abgelagert wurden. Die Aluminiumstücke wurden im Verlauf der Bildaufnahme von der Spitze nach oben geschoben. Eine zweite Bildaufnahme der Stelle mit etwas vergrößertem Rasterbereich zeigte keine Streifenstruktur, dafür aber im oberen Bereich eine Anhäufung von Bruchstücken. Im topographischen Bild ist nichts Vergleichbares zu erkennen. Die Bruchstücke müssen also von der Spitzenflanke verschoben worden sein, bevor der Abstandregelmechanismus zu einem Rückzug der Spitze veranlasst werden konnte. Im Gegensatz dazu sind die Bruchstücke aufgrund der Lichtabschattung bereits sichtbar wenn sich die Spitze in der unmittelbaren Nachbarschaft befindet (vgl. Schatteneffekt Abschnitt 4.2.1). Die Kontrastumkehr ist in diesem Fall also auf eine Abschattung im Strahlengang zurückzuführen. Diese Effekte sind bei Messungen im externen Reflexionsmodus nicht zu vermeiden, daher ist eine sinnvolle magnetooptische Messung nur bei topographisch glatten Oberflächen möglich.

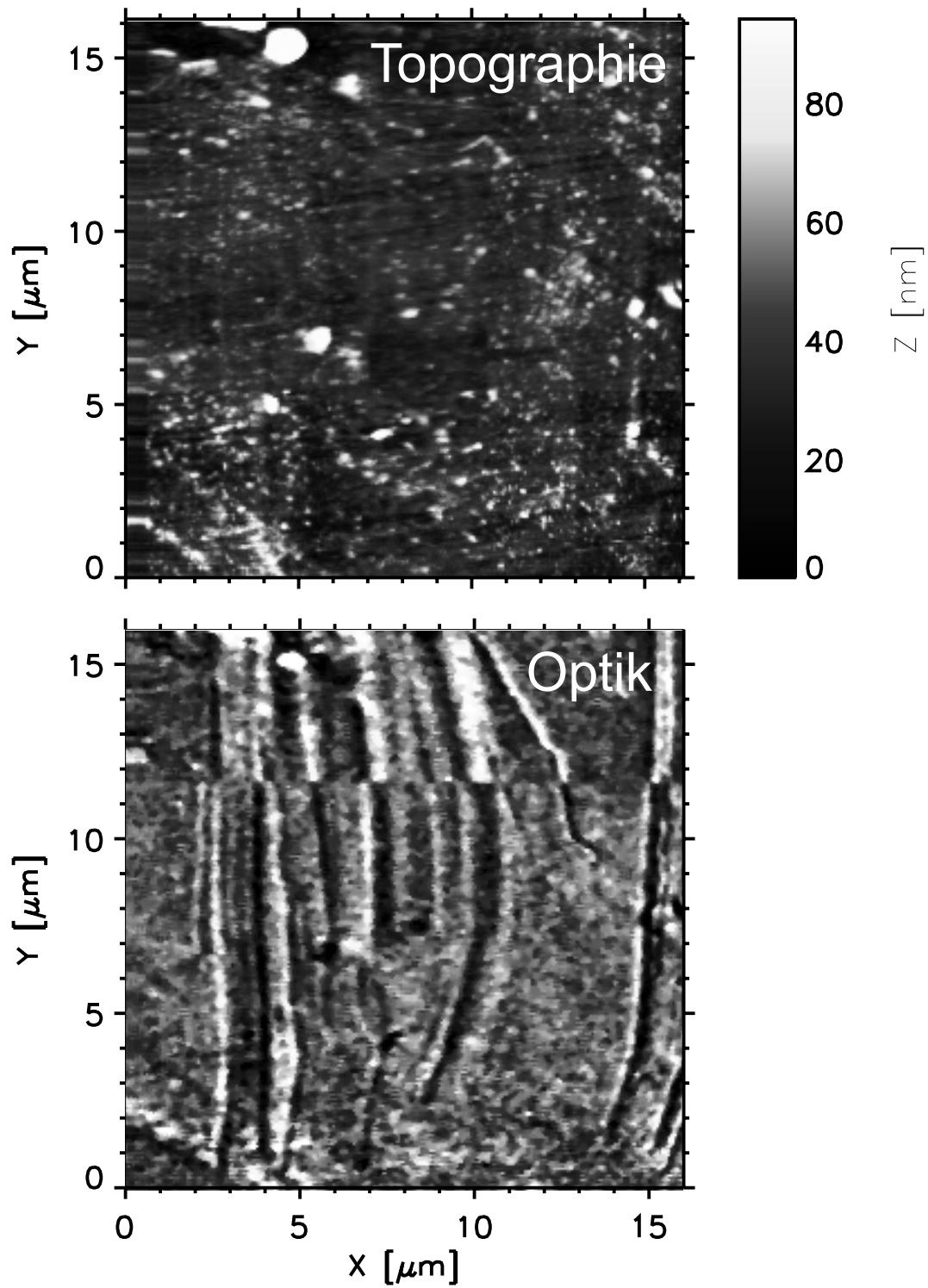


Abbildung B.7: Topographische und magnetooptische Abbildung einer Co/Pt Teststruktur, aufgenommen im externen Reflexionsmodus. Das optische Bild zeigt magnetooptischen Kontrast an verschiebbaren Aluminiumpartikeln aufgrund von Lichtabschattung in Verbindung mit Polarisationsdrehungen im Parabolspiegel.

Literaturverzeichnis

- Abbe73 E. Abbe, Archiv. F. Mikrosko. **9**, 413 (1873)
- Bell1 L. Belliard, Universite Paris.Sud Orsay
- Berg87 Bergmann - Schäfer, Optik, Herausgeber: H. Gobrecht, W. de Gruyter-Verlag, Berlin (1987)
- Berg95 O. Bergossi, M. Spajer, P. Schiavone, Ultramicroscopy **61**, 241 (1995)
- Beth44 H. A. Bethe, Phys. Rev. **66**, 163 (1944)
- Betz92 E. Betzig, P.L. Finn, J.S. Weiner, Appl. Phys. Lett. **60**, 2484, (1992)
- Betz92a E. Betzig, J.K. Trautman, R. Wolfe, E.M. Gyorgy, P.L. Finn, M.H. Kryder, C.H. Chang, Appl. Phys. Lett. **61**, 142 (1992)
- Binn82 G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel, Phys. Rev. Lett. **49**, 57 (1982)
- Blan1 J.A.C. Bland, P. Rosenbusch, Cavendish Laboratory, Cambridge
- Blon91 G.E. Blonder, J.B. Harold European Patent, 913012878 (1991)
- Bouw4 C.J. Bouwkamp, Rep. Prog. Phys. **17**, 35 (1954)
- Brän92 H. Brändle, D. Weller, J.C. Scott, S.S.P. Parkin, C.-J. Lin, IEEE Trans. Mag. **28**, 2967 (1992)
- Chen92 C.J. Chen, Appl. Phys. Lett. **60**, 132 (1992)
- Cour89 D. Courjon, K. Sarayedine, M. Spajer, Opt. Commun. **71**, 23 (1989)
- CRC97 CRC Handbook of Chemistry and Physics, 78th Edition, ISBN 0-8493-0478-4
- Curt B. Curtis, Paul Scheerer Institut, Zürich
- Daws94 P. Dawson, F. de Fornel, J. P. Goudonnet, Phys. Rev. Lett. **72**, 2927 (1994)
- Durk96 C. Durkan and I.V. Shvets, J. Appl. Phys. **80**, 10 (1996)
- Durk96a C. Durkan and I.V. Shvets, J. Appl. Phys. **79**, 3 (1996)
- Durk98 C. Durcan, I.V. Shvets, J. Appl. Phys. **83**, 1171 (1998)
- Egge97 G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held, P. Fumagalli, Surf. Interface Anal. **25**, 483 (1997)
- Egge98a G. Eggers, A. Rosenberger, V. Klocke, Spindler & Hoyer OptoLines 2 (1998)

- Egge98 G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held, A. Münnemann, G. Güntherodt, P. Fumagalli, *Ultramicroscopy* **71**, 249 (1998)
- Egge99 G. Eggers, Dissertationsschrift, RWTH-Aachen, (1999)
- Ecke98 R. Eckert, Th. Huser, Th. Lacoste, H.-S. Kitzerow, J.M. Freyland, H. Heinzelmann, NFO5 Conference Shirahama D18, (1998)
- Ecke98a R. Eckert, Th. Huser, Th. Lacoste, J.M. Freylander, H. Heinzelmann, Posterbeitrag SXM3 Conference Basel, PoMon07 (1998)
- Erla88 R. Erlandson, G.M. McClelland, C.M. Mate, S. Chiang, *J. Vac. Sci. Technol. A* **6**, 266 (1988)
- Frei68 M.J. Freiser, *IEEE Transactions on Magnetism*, Vol. Mag-a, **2**, 586 (1968)
- Fuma90 P. Fumagalli, Dissertationsschrift, DISS.ETH No. 9082, ETH-Zürich (1990)
- Fuma92 P. Fumagalli, Vorlesungsskript: „Magnetooptik Grundlagen und Anwendungen“ gehalten WS 92"/93 an der RWTH Aachen
- Fuma98 P. Fumagalli, G. Eggers, A. Rosenberger, N. Held, A. Münnemann, *J. Magn. Soc. Jpn.* **22**, 27 (1998)
- Fuma98a P. Fumagalli, A. Rosenberger, G. Eggers, A. Münnemann, N. Held, G. Güntherodt, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2803 (1998)
- Ghis98 L.P. Ghislain, V.B. Elings, NFO5 Conference Shirahama, B22 (1998)
- Göhd97 W. Göhde, J. Tittel, Th. Basché, U.C. Fischer, H. Fuchs, *Rev. Sci. Instrum.* **68**, 6 (1997)
- Greg96 M.J. Gregor, P. G. Blome, J. Schöfer, and R.G. Ulbrich, *Appl. Phys. Lett.* **68**, 307 (1996)
- Grob94 R.D. Grober, T.D. Harris, J.K. Trautmann, and E. Betzig, *Rev. Sci. Instrum.* **65**, 626 (1994)
- Hech97 B. Hecht, H. Bielefeld, Y. Inouye, D.W. Pohl, *J. Appl. Phys.* **81**, 2492 (1997)
- Held97 N. Held, Diplomarbeit an der RWTH-Aachen 1997
- Hind Hinds Instruments - Hillsboro, OR, USA
- HMI98 Hannover Messe Industrie 1998, BMBF Stand Nanotechnologie
- Hoff95 P. Hoffmann, B. Dutoit, R.-P. Salathé, *Ultramicroscopy* **61**, 165 (1995)
- Hosa96 S. Hosaka, T. Shintani, M. Miyamoto, A. Kikukawa, A. Hirotsune, M. Terrao, M. Yoshida, K. Fujita, S. Kämmer, *J. Appl. Phys.* **79**, 8082 (1996)
- Karr95 K. Karrai, R.D. Grober, *Appl. Phys. Lett.* **66**, 1842 (1995)
- Kien99 F. Kiendl, Diplomarbeit an der RWTH-Aachen 1999
- Klei95 T. Kleinefeld, J. Valentin, D. Weller, *J. Magn. Magn. Mater.* **148**, 259 (1995)

-
- Klig90 D.S. Kliger, J.W. Lewis, C.E. Randall, Polarized Light in Optics and Spectroscopy, Academic Press (1990), ISBN 0-12-414975-8
- Kloc Dr. Volker Klocke Nanotechnik, Horbacherstr. 128, 52072 Aachen
- Kloc4 V. Klocke, Spektrum der Wissenschaft, Dossier 4:Mikrosystemtechnik S.12
- Kloc96 V. Klocke, Feinwerk & Mikrotechnik, Antriebstechnik, S.274, 4/1996
- Laco97 Th. Lacoste, Th. Huser, H. Heinzelmann, Z. Phys. B **104**, 183 (1997)
- Laco98 Th. Lacoste, Th. Huser, R. Prioli, H. Heinzelmann, Ultramicroscopy **71**, 333 (1998)
- Land62 Landolt Börnstein, II. Band, 8. Teil, Optische Konstanten, Springer Verlag (1962)
- Land74 L.D. Landau, E.M. Lifschitz, Lehrbuch der theoretischen Physik Band 8, Elektrodynamik der Kontinua, Akademie Verlag Berlin, 1974
- Lewi83 A. Lewis, A. Harootunian, M. Isaacson, E. Kratschmer, Biophys. J. **49**, 269 (1983)
- Münn98 A. Münnemann, Diplomarbeit an der RWTH-Aachen 1998
- Mura97 M. Muranishi, K. Sato, S. Hosaka, A. Kikukawa, T. Shintani, K. Ito, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, L942 (1997)
- Mura98 H. Muramatsu, K. Homma, N. Chiba, N. Yamamoto, NFO5 Conference Shirahama, PC9 (1998)
- Novo95 L. Novotny, D. Pohl, B. Hecht, Ultramicroscopy **61**, 1 (1995)
- Mans90 M. Mansfield, G.S. Kino, Appl. Phys. Lett. **57**, 2615 (1990)
- Mans93 M. Mansfield, W.R. Studenmund, G. S. Kino, K. Osato, Opt. Lett. **18**, 305 (1993)
- Oest E. Oesterschulze, A. Vollkopf, T. Leinhos, O. Rudow, R. Kassing, Institut für Technische Physik, Universität/GH Kassel
- Oest98 E. Oesterschulze, O. Rudow, C. Mihalcea, W. Scholz, S. Werner, Ultramicroscopy **71**, 85 (1998)
- Oest98a E. Oesterschulze, Appl. Phys. A **66**, 3 (1998)
- Ober95 C. Obermüller, K. Karrai, Appl. Phys. Lett. **67**, 3408 (1995)
- Ober95a C. Obermüller, K. Karrai, G. Kolb, G. Abstreiter, Ultramicroscopy **61**, 171 (1995)
- Pohl83 D.Pohl, European patent application No 0112401, Dec.27 (1982), Us patent 4, 604, Dec. 20,(1983)
- Pfei1 PLS500, Pfeiffer Vacuum GmbH
- Redd89 R.C. Reddick, R.J. Warmack, T.L. Ferrell, Phys. Rev. B **39**, 767 (1989)

- Rudo98 O. Rudow, C. Mihalcea, A. Vollkopf, M. Stopka, E. Oesterschulze,
SPIE proceedings 3467, 99 (1998)
- Rose1 P. Rosenbusch, Cavendish Laboratory, Cambridge
- Rüdi1 U. Rüdiger, II Phys. Inst. RWTH Aachen
- Stöß93 W. Stößel, Fourieroptik, Springer Verlag(1993), ISBN 3-540-53287-0
- Sutt1 Sutter Instrument Co., Novato, Ca, USA
- Syng28 E.H. Synge, Phil. Mag. **6**, 356 (1928)
- Syng32 E.H. Synge, Phil. Mag. **13**, 297 (1932)
- Turn83 D.R. Turner, US-Patent, 4 469 554 (1983)
- Terr94 B.D. Terris, H.J. Mamin, D. Rugar, W.R. Studenmund, G.S. Kino,
Appl. Phys. Lett. **65**, 388 (1994)
- Vale96 J. Valentin, Th. Kleinefeld, D. Weller, J. Phys. D 29, 1111 (1996)
- Veer98 J.A. Veerman, A.M. Otter, L. Kuipers, N.F. van Hulst,
Appl. Phys. Lett. **72**, 3115 (1998)
- Vigo92 J.M. Vigoureux, D. Courjon, Appl. Opt. **31**, 3036 (1992)
- Weeb96 J.C. Weeber, E. Bourillot, A. Dereux, J.P. Goudonnet, Y. Chen, C. Girard,
Phys. Rev. Lett. **77**, 5332 (1996)
- Well1 D. Weller,
IBM Research Division, Almaden Research Center, San Jose, Californien
- Well92 D. Weller, H. Notarys, G. Gorman, T. Logan, I. McFadyen, C.J. Chien,
IEEE Trans. Mag. **28**, 2500 (1992)
- Wei98 P.K. Wei, W.S. Fann, J. Appl. Phys. **83**, 3461 (1998)
- Wolf85 E. Wolf, M. Nieto-Vesperinas, J. Opt. Soc. Am. A **2**, 886 (1985)
- Yama99 H. Yamada, H. Itoh, S. Watanabe, K. Kobayashi, K. Matsushige,
Surf. Interface Anal., **27**, 503 (1999)

Danksagung

Danken möchte ich Prof. G. Güntherodt, der es mir ermöglicht hat, an seinem Institut diese Dissertation anzufertigen. Darüber hinaus bedanke ich mich für die Unterstützung und das Interesse, mit dem er meine Arbeit begleitet hat.

Prof. P. Fumagalli danke ich für die fachliche Unterstützung und die Anregungen, die auch aus großer Entfernung von Braunschweig und Berlin das Projekt und mich weiter gebracht haben. Danken möchte ich auch für die Durchsicht der Arbeit in der Schlußphase trotz seiner begrenzten Zeit.

Mein besonderer Dank gilt Volker Klocke, der nicht nur das Grundgerüst der Apparatur in Form von Nanomotoren, Manipulatoren, Elektronik und Software zur Verfügung gestellt hat, sondern auch jederzeit mit Rat und Tat nicht nur in technischen Fragen zur Seite stand.

Ansgar Münnemann danke ich, denn er unterstützte mich im Rahmen seiner Diplomarbeit bei der Suche nach magnetooptischen Bits tatkräftig und legte die Grundlagen für die durchgeführten Simulationen. Auch außerhalb des Instituts habe ich ihn schätzen gelernt, nicht nur als kältefesten Begleiter in unserer „mobilen Unterkunft“ in Regensburg.

Fabian Kiendl, der sich während seiner Diplomarbeit um die Detektion von intern reflektiertem Licht verdient gemacht hat, sei herzlich gedankt. Auch die kunstvolle Verwendung diverser Klebstoffe, nicht nur für die Herstellung von Nahfeldsonden, bleibt in Erinnerung. Danken möchte ich auch für die orthographische Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit im „Progressive JPEG - Format“.

Meinem Laborkollegen Georg Eggers danke ich für gemeinsame Diskussionen und viele Vorarbeiten, die mir den Einstieg in die Rasternahfeldmikroskopie sehr erleichtert haben. Für die Durchsicht meiner Arbeit danke ich ihm ebenfalls ganz besonders.

In diesem Zusammenhang sollen auch Jörg Kliewer, Thomas Jürgens und Germar Hoffmann nicht unerwähnt bleiben. Sie wie alle anderen nicht namentlich erwähnten Mitarbeiter des 2. Physikalischen Instituts und der Fa. Klocke Nanotechnik haben immer für eine angenehme Arbeitsatmosphäre gesorgt.

Ein ganz besonderes Lob verdienen Andreas Rampe und Jochen Dreßen. Sie wiesen mir den Weg, wie man den Tücken des Textverarbeitungsprogrammes eines großen Softwareunternehmens aus dem Weg geht, indem man von vornherein eine Alternative verwendet.

Allen voran danke ich Heiko Stahl und seinen Kollegen am Rasterelektronenmikroskop Markus Jakob, Ina Kürten und Michael Fraune für die stete Bereitschaft, „mal eben“ Aufnahmen auch unter den wildesten Winkeln von diversen Nahfeldsonden zu machen.

Für die Versorgung mit mikrostrukturierten Spitzen danke ich Egbert Oesterschulze, Alexander Vollkopf und Thomas Leinhos aus der Arbeitsgruppe von Prof. Kassing an der Universität/GH Kassel.

Ein besonderes Dankeschön gilt der gesamten Belegschaft unserer mechanischen Werkstatt. Hier sollen Herr Kordt, Herr Schlösser, Herr Carnotte, Herr Retetzki und Herr Schyns stellvertretend genannt werden. Sie haben sehr bei der Verwirklichung meiner Ziele mitgeholfen. Gleiches gilt für Klaus Schäfer und Dieter Schulte aus der Elektronikwerkstatt.

Für die stete Hilfsbereitschaft nicht nur bei diversen bürokratischen Problemfällen danke ich den Mitarbeiterinnen des Sekretariats, vor allen Dingen Angelika Schüren, Regina Weinkauff und Ingrid Dahl.

Meiner Familie Danke ich für die uneingeschränkte Unterstützung, ohne die dieses Studium nicht möglich gewesen wäre.

Ganz besonders danke ich Dir liebe Sabine für die Unterstützung in dieser Zeit. Ohne Dein Verständnis und Deine Mithilfe wäre es mir schwer gefallen, meine Ziele zu erreichen.

Lebenslauf

01. Juni 1969 Geburt in Brilon

1975 - 1979 Besuch der Grundschule, St. Martinus in Bigge

1979 - 1988 Besuch des Gymnasiums Petrinum in Brilon mit Abiturabschluß

Oktober 1988 Beginn des Studiums der Physik an der RWTH Aachen

Oktober 1990 Vordiplom

Oktober 1993 Beginn der Diplomarbeit
am 2. Physikalischen Institut der RWTH Aachen bei Prof. G. Güntherodt
Thema: „Aufbau eines UHV - Rastertunnelmikroskop - Systems zur Charakterisierung
von epitaktischen Dünnschichtsystemen“

Januar 1995 Diplom in Physik

Mai 1995 Beginn der Promotion
am 2. Physikalischen Institut der RWTH Aachen bei Prof. G. Güntherodt
wissenschaftlicher Angestellter am 2. Physikalischen Institut

September 1999 Abschluß der Promotion

